

**Mikroresonatoren zur Messung von
ferromagnetischen Strukturen:
Herstellung und Charakterisierung**

Diplomarbeit
zur Erlangung des Grades einer
Diplom-Physikerin

vorgelegt von

Anja Banholzer

geb. am 24.05.1984

in Duisburg

durchgeführt an der
Fakultät für Physik
der
Universität Duisburg-Essen
bei
Prof. Dr. M. Farle

Duisburg, im Januar 2010

If you understand the laws of physics anything is possible.

Dr. Sheldon Cooper

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Mikroresonatoren mittels mehrschritt Elektronenstrahlithographie hergestellt, mit denen es möglich ist, die ferromagnetische Resonanz (FMR) einzelner Nanostrukturen zu untersuchen. Im Vergleich zur konventionellen FMR-Messung wurde die Empfindlichkeit, um 3 Größenordnungen verbessert. Der Mikroresonator ist eine Ω -förmige Struktur mit einem Innendurchmesser von $20 \mu m$, wobei die äußere Struktur in zwei verschiedenen Variationen, R- und U-förmig, für eine Messfrequenz von 14 GHz modelliert wurde. Zunächst wurde die Herstellung und die Empfindlichkeit der zwei Formen optimiert, anschließend wurden erste FMR-Messungen an einem einzelnen polykristallinen Permalloystreifen, der Größe $5.042 \cdot 0.585 \cdot 0.056 \mu m^3$, durchgeführt. Die genaue Form der Probe wurde mittels des Rasterelektronenmikroskopes bestimmt und damit die möglichen ferromagnetischen Resonanzen mit Hilfe des Simulationsprogramms "Object Oriented Micro Magnetic Framework" (OOMMF) berechnet. Bei diesen FMR-Messungen können, abhängig von der Richtung des externen Magnetfeldes, sowohl die uniforme Mode als auch verschiedenen Spinwellenmoden identifiziert und in Übereinstimmung mit der Simulation bestätigt werden. Es wurde eine Sensitivität von $6.4 \cdot 10^5 \frac{Spins}{G\sqrt{Hz}}$ erreicht, aufgrund dessen es möglich ist ein FMR-Signal für Permalloy mit mindestens $6 \cdot 10^7$ Spins zu detektieren. Weitere Messungen wurden an einer epitaktisch gewachsenen Eisenscheibe mit einem Durchmesser von $3.9 \mu m$ auf GaAs (001) durchgeführt. Für das einkristalline Eisen ist die Sensitivität $6.0 \cdot 10^5 \frac{Spins}{G\sqrt{Hz}}$. Dieses Messverfahren erschließt somit den Weg zur Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz einzelner Nanostrukturen.



Abstract

Within this diploma thesis, microresonators were fabricated with multi step electron beam lithography. With these microresonators it is possible to measure ferromagnetic resonance (FMR) of single Nanostructures. In comparison to the conventionally used FMR technique the microresonators achieve a three orders of magnitude better resolution. The microresonator is an Ω -shaped structure with an inner diameter of $20 \mu m$. The shape of the larger metal structures incorporating the Ω resembles the letters R or U, respectively. The microresonators fabricated are suited for a measuring frequency of 14 GHz. Initially the processing procedure and the Quality factor were optimized. Subsequent first FMR measurements were made on a single polycrystalline Permalloy stripe $5.042 \cdot 0.585 \cdot 0.056 \mu m^3$ in size. The exact shape of the Stripe was determined with a scanning electron microscope. This data were used to calculate the ferromagnetic resonance by means of the simulation program "Object Oriented Micro Magnetic Framework" (OOMMF). Thus, dependent on the direction of the external magnetic field, the uniform mode as well as different spin-waves modes can be identified and confirmed to match properly with the simulation results. A sensitivity of $6.4 \cdot 10^5 \frac{Spins}{G\sqrt{Hz}}$ is achieved, as it is possible to detect a Permalloy FMR signal of at least $6 \cdot 10^7$ Spins. Furthermore, FMR measurements of an epitaxially grown iron disc with a diameter of $3.9 \mu m$ on an GaAs (001) were carried out. With this single-crystalline iron sample, sensitivity was as high as $6.0 \cdot 10^5 \frac{Spins}{G\sqrt{Hz}}$. The technique described herein paves the way to further investigations of the ferromagnetic resonance of single nanostructures.

Symbole

A	Oberfläche
\vec{B}	Magnetfeld
\vec{b}	Magnetfeld der Mikrowelle
\vec{B}_{ent}	Entmagnetisierungsfeld
\vec{B}_{ext}	externes Magnetfeld
\vec{B}_{int}	internes Magnetfeld
$\vec{b}_{h,f}$	Hochfrequentes Magnetfeld der Mikrowelle
$\vec{B}_{Streuung}$	Streuungsfeld
D	Dicke des Filmes
E	Energie
E_R	im Resonator gespeicherte Energie
f	Frequenz
f_{res}	Resonanzfrequenz
g	Landescher g-Faktor
F	freie Energiedichte
h	Planck'sches Wirkungsquantum
\vec{k}	Wellenvektor
K_4	kristalline Anisotropiekonstante
K_6	kristalline Anisotropiekonstante
\vec{M}	Magnetisierung
\vec{M}_0	homogene Magnetisierung im Objekt
$\underline{\underline{N}}$	Entmagnetisierungstensor

N_{Spin}	Anzahl der Spins
P_i	im Inneren des Resonators dissipierte Leistung
P_e	aus dem Resonator zurückgestreute Leistung
P_{res}	von der Probe in Resonanz reflektierte Leistung
Q_u	Güte des gefüllten Resonators
Q_u^R	Güte des leeren Resonators
Q_u^{Probe}	Güte des Resonators mit Probe
Q_{res}	Güteverlust bei Resonanz
Q_e	Güte des gesamten Aufbaues
Q_t	unbelastete Güte
r	Abstand
S/R	Signal-Rausch-Verhältnis
V	Probenvolumen
Z	Impedanz
α	Dämpfungskonstante
α	Messwinkel
χ''	Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors
$\underline{\underline{\chi}}$	Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor
Δ	Halbwertsbreite
ΔB	Linienbreite
ϵ	Permittivität
ϕ_M	Potential des Entmagnetisierungsfeldes
Γ	Spannungs-Reflektionskoeffizient
γ	gyromagnetisches Verhältnis
η	Füllfaktor
$\vec{\mu}$	magnetisches Moment
μ_B	Bohrsches Magneton

μ_0	Permeabilitätskonstante
θ	Winkel
ρ_M	magnetische Ladungsdichte
σ_M	Flächenladungsdichte
τ	Zeitkonstante des Lock-In Verstärkers
ω	Mikrowellenfrequenz

Abkürzungen

AFM	Rasterkraftmikroskop (Atomicforce Microscope)
EBL	Elektronenstrahlolithographie
FIB	Ionenfeinstrahlanlage (Focused Ion Beam)
FM	Ferromagnetisches Material
FMR	Ferromagnetische Resonanz
HV	Hochvakuum
LEED	Beugung niederenergetischer Elektronen an der Oberfläche (Low Energy Electron Diffraction)
MIBK	Methylisobuthylketon
MOKE	Magnetooptischer Kerr-Effekt
OOMMF	Object Oriented Micro Magnetic Framework
PMMA	Polymethylmethacrylat
Py	Permalloy
REM	Rasterelektronenmikroskop
SQUID	Supraleitende Quanteninterferenzeinheit (Superconduction Quantum Interference Device)
UHV	Ultrahochvakuum
XRD	Röntgenbeugung (X-Ray Diffraction)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Magnetische Anisotropien	8
2.1.1	Formanisotropie	9
2.1.2	Kristallanisotropie	12
2.1.3	Magneto-elastische Anisotropie	13
2.1.4	Oberflächenanisotropie	15
2.2	Ferromagnetische Resonanz	15
2.3	Die Signalentstehung	18
2.4	Spinwellen	19
2.4.1	Allgemeine Dispersionsrelation	23
2.4.2	Magnetostatische Oberflächenmode	24
2.4.3	Magnetostatische Volumenmode	25
2.5	Funktionsweise des Simulationsprogramms OOMMF	26
2.6	Resonatoreigenschaften	30
2.6.1	Güte	30
2.6.2	Sensitivität	34
3	Experimentelles	37
3.1	Mikroresonatoren	37
3.1.1	U-förmiger Mikroresonator	38
3.1.2	R-förmiger Mikroresonator	45
3.2	Grundlagen der Herstellung und Messung	49

3.2.1	Rasterelektronenmikroskop	49
3.2.2	Aufdampfanlagen	53
3.2.2.1	Ultrahochvakuum Aufdampfanlage	53
3.2.2.2	Hochvakuum Aufdampfanlage	54
3.3	Herstellung	55
3.3.1	Herstellung der Mikroresonatoren	56
3.3.2	Herstellung der Permalloy Probe	59
3.3.3	Herstellung der Eisenprobe	60
3.4	Aufbau zur Messung der ferromagnetischen Resonanz	62
3.4.1	Probenhalter	62
3.4.2	Aufbau zur Eigenfrequenzmessung	63
3.4.3	Messaufbau Duisburg	64
3.4.4	Messaufbau Dortmund	66
4	Ergebnisse und Diskussion	69
4.1	Eigenschaften des Mikroresonators	69
4.1.1	Schichtdickenbestimmung der Mikroresonatoren	70
4.1.2	Eigenresonanzmessungen verschiedener Mikroresonatoren	71
4.1.3	Schichtdickenabhängigkeit der Güte	73
4.2	Messungen an Permalloy	75
4.2.1	Ferromagnetische Resonanzmessungen an Permalloy	77
4.2.2	R-förmiger Mikroresonator	79
4.2.2.1	Messgeometrie 90°	82
4.2.2.2	Messgeometrie 0°	87
4.2.3	U-förmiger Mikroresonator	91
4.2.3.1	Messgeometrie 90°	92
4.2.3.2	Messgeometrie 0°	94
4.2.4	Zusammenfassung Permalloy	95

4.3	Messungen an Eisen	98
4.3.1	Ferromagnetische Resonanzmessungen an Eisen	101
4.3.2	Zusammenfassung Eisen	103
5	Zusammenfassung und Ausblick	105
6	Anhang	107
6.1	Entmagnetisierungsfeld	107
7	Danksagung	113

1 Einleitung

Im Zuge der technologischen Entwicklung und Miniaturisierung ist "Nano" ein oft genanntes Schlagwort. Für die magnetische Datenspeichertechnik in Festplatten müssen die Speichereinheiten immer kleiner werden um die Speicherdichte erhöhen zu können. Zusätzlich müssen diese Speichereinheiten zeitlich stabil sein und ihre magnetischen Eigenschaften dürfen sich nicht durch äußere Einwirkungen oder Wechselwirkungen mit anderen Speichereinheiten ändern. Um diese Eigenschaften solch kleiner Objekte zu bestimmen, müssen bereits existierende Messgeräte verbessert und neue Messmethoden entwickelt werden. Eine etablierte Methode zur magnetischen Charakterisierung ist die ferromagnetische Resonanz, die jedoch in konventioneller Ausführung nicht empfindlich genug ist um einzelne Nanostrukturen zur untersuchen. Um beispielsweise einen ferromagnetischen Streifen konventionell messen zu können muss dieser ein Minimum magnetischer Momente enthalten. Besteht der Streifen aus Permalloy, einer Legierung aus Eisen und Nickel, so werden mindestens 10^{11} Spins benötigt um in einem konventionellen Resonator ein Resonanzsignal gemessen werden zu können. Je nach Material sind jedoch in manchen Fällen auch 10^{10} Spins ausreichend [1]. Ist der Streifen zu klein und unterschreitet somit diese notwendige Anzahl an Momenten so bleibt lediglich die Möglichkeit viele identische dieser Streifen gleichzeitig zu messen. Dabei müssten die Streifen völlig identisch sein und absolut wechseleffektfrei. Dies ist in der Realität nicht möglich und da bereits kleine Unterschiede in Form und Struktur große Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften haben können ist die Aussagekraft solcher Experimente stark eingeschränkt. Eine Weiterentwicklung der Ferromagnetischen

Resonanz Methode beruht nun auf der Entwicklung alternativer Detektionsmethoden, mit denen beispielsweise gezielt kleinere Bereiche einer Probe untersucht werden können, wie bei der magnetische Resonanz Kraftmikroskopie [2] oder der auf dem magneto-optischen Kerr-Effekt [3] basierten Detektion. Eine weitere alternative Detektionsmethode sind Mikroresonatoren, die auf dem Grundprinzip von konventionellen Resonatoren basieren. Durch eine Verbesserung des Füllfaktors im Vergleich zum konventionellen Resonator kann die Empfindlichkeit stark erhöht werden, sodass es möglich ist einzelne Nanostrukturen zu messen. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei Typen von Mikroresonatoren hergestellt und charakterisiert. Zu Anfang werden die Theorie für magnetische Anisotropien der Proben und deren Einfluss auf die späteren Messungen dargelegt. Außerdem wird die Theorie der ferromagnetische Resonanz und der Signalentstehung dargelegt. Zusätzlich werden stehende Spinwellen erörtert. Mit dem Simulationsprogramm OOMMF [4] ist es möglich die Orientierung von magnetischen Momenten zu berechnen. Diese Berechnungen lassen sich mit den Messungen vergleichen. Desweiteren werden die Eigenschaften von Resonatoren wie Güte und Sensitivität erläutert. Im Abschnitt Experimentelles wird die Form der beiden Arten von Mikroresonatoren und deren Funktion erklärt. Die Herstellung der Mikroresonatoren und der Proben, wie auch die dafür verwendeten Apparaturen werden vorgestellt. Die Messungen wurden sowohl in Duisburg als auch in Dortmund durchgeführt. Diese Aufbauten werden ebenfalls gezeigt. Im letzten Abschnitt der Ergebnisse wird näher auf die Güte der Mikroresonatoren eingegangen. Erste Messungen mit den verschiedenen Arten von Mikroresonatoren werden an einem $5 \cdot 0.5 \cdot 0.05 \mu m^3$ großen Permalloystreifen vorgenommen. Während bei dem Permalloystreifen die Form dominiert sind bei der epitaktisch gewachsenen Eisenprobe die Kristallrichtungen ausschlaggebend. Abschließend werden die Messergebnisse diskutiert, zusammengefasst und ein kurzer Ausblick gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit werden ferromagnetische Systeme und deren Verhalten in einem externen Magnetfeld untersucht. Dafür werden zuerst einige Materialeigenschaften aufgezeigt. Daraufhin wird die ferromagnetische Resonanz und die daraus entstehende Messgröße erklärt. Zusätzlich wird das Simulationsprogramm OOMMF vorgestellt, mit dem die ferromagnetische Resonanz simuliert werden kann. Desweiteren werden die Eigenschaften von Resonatoren dargestellt.

Ein Ferromagnet ist ein Material, welches eine Magnetisierung besitzt, ohne dass ein äußeres magnetisches Feld angelegt ist. Ferromagnetische Elemente sind bei Zimmertemperatur Eisen, Kobalt und Nickel. Nur wenige Grad unter Zimmertemperatur ist Gadolinium ferromagnetisch. Bei tiefen Temperaturen sind auch Terbium und Dysprosium ferromagnetisch [5]. Durch geschickte Kombination von verschiedenen Elementen ist es zusätzlich möglich, Legierungssysteme mit ferromagnetischen Eigenschaften herzustellen. In dieser Arbeit werden nur die 3d-Metalle Eisen und Nickel verwendet. In einem Ferromagneten richten sich die magnetischen Momente $\vec{\mu}$ auf Grund der Austausch-Wechselwirkung parallel zueinander aus. Um ein minimales Streufeld zu erreichen und um eine energetisch günstige Verteilung der Magnetisierung für das System zu erhalten, können sich Domänen im System ausbilden. Domänen sind einzelne Bereiche, in denen die magnetischen Momente auf Grund der Austauschwechselwirkung parallel stehen. Die Magnetisierungsrichtung verschiedener Domänen ist dabei unterschiedlich. Die Ausrichtung der Magnetisierung wird dabei durch die Eigenschaften des Materials, dessen Form

und durch äußere Magnetfelder beeinflusst. In diesem theoretischen Teil werden diese Aspekte beschrieben.

2.1 Magnetische Anisotropien

Die Ausrichtung der Magnetisierung in einem ferromagnetischem Objekt ist von der magnetischen Anisotropie abhängig. Die Magnetisierung ist die effektive Summe der magnetischen Momente pro Volumen $\vec{M} = \frac{\sum \vec{\mu}}{V}$. Unter magnetischer Anisotropie versteht man das Auftreten einer Abhängigkeit der freien Energie eines magnetischen Körpers von der Richtung der Magnetisierung. Richtungen mit minimaler Energie nennt man leichte Richtung. Analog werden die Richtungen mit maximaler Energie als schwere Richtung bezeichnet. Um die Magnetisierung aus ihrer bevorzugten leichten Richtung zu drehen, muss von einem äußeren Feld Arbeit aufgewendet werden. Die magnetische Anisotropieenergiedichte $E = \int \vec{B}_{ext} d\vec{M}$ ist die Energie, die benötigt wird, um die Magnetisierung von einer leichten in eine schwere Richtung zu drehen. So gibt es zum Beispiel in einkristallinen Systemen Kristallrichtungen, in die sich die magnetischen Momente μ ausrichten, da dann die freie Energiedichte des Systems minimal ist. Das magnetische Moment ist im Wesentlichen das Spinnmoment, welches durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung an das Bahnmoment gekoppelt ist. Die schwere Richtung ist somit eine andere Kristallachsenrichtung, in die die Magnetisierung zeigen kann, die aber einen energetisch höheren Zustand besitzt. Dieses Verhalten wird als Kristallanisotropie bezeichnet. Die Anisotropie wird auch durch die makroskopische Form beeinflusst. In langen, schmalen Streifen richtet sich die Magnetisierung entlang des Streifens aus. Dies ist die so genannte Formanisotropie. Die Anisotropiebeiträge addieren sich und es ist möglich, dass sich die Magnetisierung in dem Streifen rechtwinklig zur langen Seite des Streifens ausrichtet, falls dieses die leichte Richtung des Kristalls ist. Die

Anisotropie wird durch die freien Energiedichte F ausgedrückt. Es tragen folgende Anisotropiebeiträge zur freien Energiedichte bei:

$$F = F_{Form} + F_{Kristall} + F_{mag-elastic} + F_{Oberfläche} \quad (2.1)$$

F_{Form} ist die Formanisotropie, die durch die Form des Körpers beeinflusst wird. Die Kristallanisotropie $F_{Kristall}$ ist abhängig von der kristallinen Struktur des Körpers. Äußere Einflüsse wie Druck- oder Zugspannungen beeinflussen die magneto-elastische Anisotropie $F_{mag-elastic}$. Durch das Fehlen von nächsten Nachbaratomen an der Oberfläche des Körpers entsteht die Oberflächenanisotropie $F_{Oberfläche}$.

In dieser Arbeit wird als Probensystem zuerst Permalloy untersucht. Die Messungen werden in Kapitel 4.2 dargestellt. Permalloy ist ein weichmagnetisches Material, welches sich durch ein Magnetfeld leicht ummagnetisieren lässt. Die Kristallanisotropien von Eisen und Nickel heben sich auf, so dass die Formanisotropie die Richtung der Magnetisierung bestimmt. Auch die magneto-elastische- und Oberflächenanisotropie haben wegen der großen Schichtdicke einen minimalen Einfluss. In Kapitel 4.3 werden die Messungen an epitaktischen Eisen diskutiert. Hierbei hat die Kristallanisotropie den größten Beitrag und die Formanisotropie ist durch die gewählte Form der Probe unbedeutend. Daher werden im folgenden ausführlich die Mechanismen der Formanisotropie und der Kristallanisotropie erläutert.

2.1.1 Formanisotropie

Die Form einer ferromagnetischen Probe hat einen Einfluss auf die Richtung der Magnetisierung. Die magnetischen Momente wechselwirken auf Grund der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die mit $\frac{1}{r^3}$ abfällt, miteinander. r ist hierbei der Abstand der einzelnen Momente voneinander. Dabei wechselwirken die magnetischen Momente auch mit den Feldern der Momente, die sich am Rand der Probe befinden. Diese besitzen teilweise keine nächsten Nachbarn und können da-

her anders ausgerichtet sein als Momente im Inneren des Objektes. Dies erzeugt ein Streufeld $\vec{B}_{Streufeld}$. Zusätzlich wird dadurch ein Entmagnetisierungsfeld \vec{B}_{ent} erzeugt, welches dem externen Feld \vec{B}_{ext} entgegengesetzt ist. Das innere effektive Magnetfeld \vec{B}_{int} lässt sich darstellen als [6, 7]

$$\vec{B}_{int} = \vec{B}_{ext} - \mu_0 \cdot \underline{\underline{N}} \cdot \vec{M} \quad (2.2)$$

Dabei sind μ_0 die Permeabilität, $\underline{\underline{N}}$ der Entmagnetisierungstensor und \vec{M} die Magnetisierung. Das Entmagnetisierungsfeld kann durch die Maxwellgleichung $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ beschrieben werden. Das Entmagnetisierungsfeld ist ein Gradientenfeld

$$\vec{B}_{ent} = \mu_0 \vec{H} = -\nabla \Phi_M \quad (2.3)$$

Das resultierende Magnetfeld \vec{B}_{Probe} der Probe ist [6]:

$$\vec{B}_{Probe} = \vec{B}_{ent} + \vec{M} \quad (2.4)$$

Die magnetischen Momente richten sich entlang der longitudinalen Achse des Objektes aus. Das erzeugte Streufeld wird dadurch verringert. Es treten jedoch noch keine Domänen auf. Um das Entmagnetisierungsfeld einer rechteckförmigen Probe zu bestimmen, wie sie im Fall der Permalloyprobe vorliegt, werden die Tensorelemente von $\underline{\underline{N}}$ mit Hilfe des Gradienten Φ_M berechnet [6]. Analog zur Elektrostatik werden nun die magnetische Ladungsdichte ρ_M in dem Probenvolumen V und die Flächenladungsdichte σ_M auf der Oberfläche A verwendet. Dieser Ansatz wird lediglich als mathematisches Modell verwendet, obwohl es keine isolierten magnetischen Ladungen gibt. Es gilt [8]:

$$\rho_M = -\nabla \cdot \vec{M} \quad (2.5)$$

$$\sigma_M|_A = \vec{n} \cdot \vec{M}|_A \quad (2.6)$$

Hier ist \vec{n} der Normalenvektor, der auf der Oberfläche A steht. Mit $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ und den Formeln 2.3, 2.4 und 2.5 lässt sich folgendes ausdrücken:

$$\nabla \cdot \vec{B} = \nabla \cdot (\vec{B}_{ent} + \vec{M}) = \nabla \cdot \vec{B}_{ent} + \nabla \cdot \vec{M} = -\Delta \Phi_M - \rho_M = 0 \quad (2.7)$$

Damit gilt für Φ_M die Poissongleichung

$$\Delta\Phi_M = -\rho_M \quad (2.8)$$

Durch das Coulomb-Integral [9] lässt sich diese Gleichung lösen mit

$$\Phi_M = \mu_0 \int_V \frac{1}{r} \cdot \rho_M dV + \mu_0 \int_A \frac{1}{r} \cdot \sigma_M dA \quad (2.9)$$

Desweiteren wird angenommen, dass die Magnetisierung räumlich konstant ist, so dass das Volumenintegral wegen $\rho_M = -\nabla \cdot \vec{M}_0 = 0$ verschwindet. \vec{M}_0 ist dabei die homogene Magnetisierung in dem Objekt.

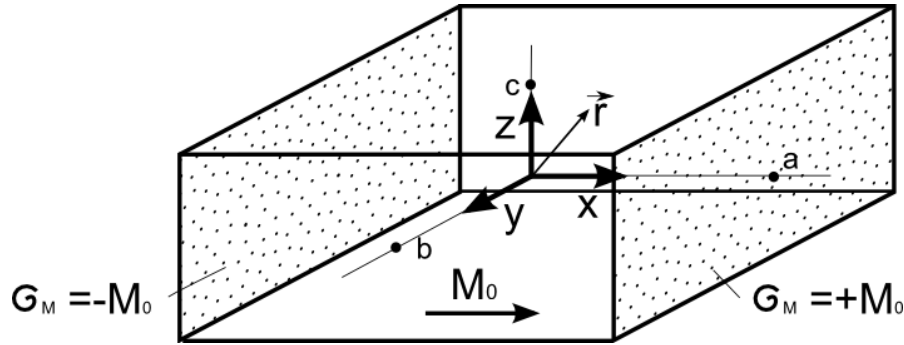


Abbildung 2.1: Probengeometrie für die Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes.

In Abbildung 2.1 ist die Probengeometrie eines Quaders dargestellt. Der Koordinatenursprung befindet sich im Mittelpunkt der Probe, so dass die Ausmaße des Quaders mit $2a$, $2b$ und $2c$ gegeben sind. Der Vektor $\vec{r}(x, y, z)$ ist der Ort, für den das Potential $\Phi_M(\vec{r})$ berechnet wird. Die homogene Magnetisierung M_0 ist in Richtung der x -Achse orientiert. Dabei sind an den Stirnflächen $x = \pm c$ die Flächenladungsdichten $\sigma_M = \pm M_0$.

$$\Phi_M(r) = \mu_0 M_0 \int_{-c}^c \int_{-b}^b \left[\frac{1}{\sqrt{(z-z')^2 + (y-y')^2 + (a-x')^2}} + \frac{1}{\sqrt{(z-z')^2 + (y-y')^2 + (a+x')^2}} \right] dy' dz' \quad (2.10)$$

Für die Komponenten des Gradienten Φ_M ergeben sich die Tensorelemente N_{xx} , N_{yx} und N_{zx} des Entmagnetisierungstensors \underline{N} . Die Entmagnetisierungsfelder in den einzelnen Richtungen lassen sich errechnen mit [6]

$$B_{ent,x} = N_{xx} \cdot M_0 \quad (2.11)$$

$$B_{ent,y} = N_{yx} \cdot M_0 \quad (2.12)$$

$$B_{ent,z} = N_{zx} \cdot M_0 \quad (2.13)$$

Das Tensorelement der Entmagnetisierungsfelder für die x-Richtung ist $N_{xx} = (-\nabla\Phi_M)_x$ für die y-Richtung ist es mit $N_{yx} = (-\nabla\Phi_M)_y$ und für die z-Richtung ist es $N_{zx} = (-\nabla\Phi_M)_z$. Die genauen Gleichungen sind im Anhang in Kapitel 6.1 angegeben. Die Summe aller Tensorelemente des Entmagnetisierungstensors entspricht eins. Ist ein Tensorelement größer als die anderen, so wird die Magnetisierung aus dieser Richtung weggedrängt. Die Magnetisierung zeigt somit in die Richtung mit dem geringsten Entmagnetisierungsfaktoranteils. Um die Magnetisierung aus dieser Richtung zu drehen muss Energie aufgewendet werden.

2.1.2 Kristallanisotropie

Besitzt das Objekt eine kristalline Struktur ist die Magnetisierungsrichtung von dieser abhängig. In welche Richtung die Magnetisierung zeigt, ist von der Kristallanisotropie abhängig. Es gibt dabei leichte und schwere Richtungen im Kristall. Wenn die Magnetisierung in die leichte Richtung zeigt ist die Energie geringer als wenn sie in eine schwere Richtung zeigt. Die Ursache für die Kristallanisotropie ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung [10, 11, 12]. Für einen kubischen Kristall sind m_1, m_2, m_3 die Richtungskosinusse der Magnetisierung. Ein Richtungskosinus ist die normierte Projektion der Magnetisierung auf die kristallographischen Achsen. Hierbei ist ϕ der Winkel in der Ebene und θ der Polarwinkel. Es gilt somit [13]:

$$m_i = \frac{\vec{M}}{M} \vec{e}_i \Rightarrow m_1 = \sin(\theta)\cos(\phi); m_2 = \sin(\theta)\sin(\phi); m_3 = \cos(\theta) \quad (2.14)$$

Aus Symmetriegründen dürfen nur gerade Potenzen von m_i in den jeweiligen Anisotropiebeiträgen enthalten sein [14, 15]. Die niedrigste Ordnung, die der Symmetrieanforderung genügt, ist mit $(m_1^2 + m_2^2 + m_3^2)$ gegeben. Dieser Beitrag impliziert keinen Anisotropiebeitrag, da dieser eins ergibt. Die nächstmöglichen Beiträge sind vierten Grades $(m_1^2 m_2^2 + m_1^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2)$ und sechsten Grades $(m_1^2 m_2^2 m_3^2)$ [15]. Die Energiedichte in einem kubischen Kristall ist somit

$$F_{Kristall} = K_4 (m_1^2 m_2^2 + m_1^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2) + K_6 (m_1^2 m_2^2 m_3^2) \quad (2.15)$$

K_4 und K_6 sind Materialkonstanten, wobei K_6 und höhere Ordnungen vernachlässigt werden können. K_4 liegt in der Größenordnung von $\pm 10^4 \frac{J}{m^3}$ [10] für verschiedene Materialien. Für Eisen beträgt $K_4 \pm 4,8 \cdot 10^4 \frac{J}{m^3}$ [16]. Für Permalloy ist die Materialkonstante $K_4 = 0 \frac{J}{m^3}$, weil sich die Kristallisotropien für Eisen mit $K_4 > 0$ und Nickel mit $K_4 < 0$ gegenseitig aufheben.

In Abbildung 2.2 ist die Oberfläche der freien Energie für die kubische Symmetrie dargestellt. Die roten Pfeile geben die Kristallrichtung an. Liegt die Magnetisierung in der [100] Richtung, so ergeben sich für die Richtungskosinus $m_1 = 1$, $m_2 = m_3 = 0$ und somit $F_{Kristall} = 0$ ein Minimum, hier für $k_4 > 0$. Es handelt sich daher für $K_4 > 0$ um eine leichte Richtung. Liegt die Magnetisierung in einer [111] Richtung, so ergibt sich mit $m_1 = m_2 = m_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}$ ein Maximum und somit eine schwere Richtung. Die freie Energiedichte ist dann $F_{Kristall} = \frac{1}{3}K_4$ [17]. Für $K_4 < 0$ liegt die schwere Richtung in einer [111] Richtung [18].

2.1.3 Magneto-elastische Anisotropie

Dieser Anisotropiebeitrag wird durch Fehler beim Kristallwachstum induziert. Die Verspannungen können durch die Fehlanpassung der Gitterkonstanten zwischen Substrat und Film entstehen oder durch Versetzungen innerhalb des Kristalls

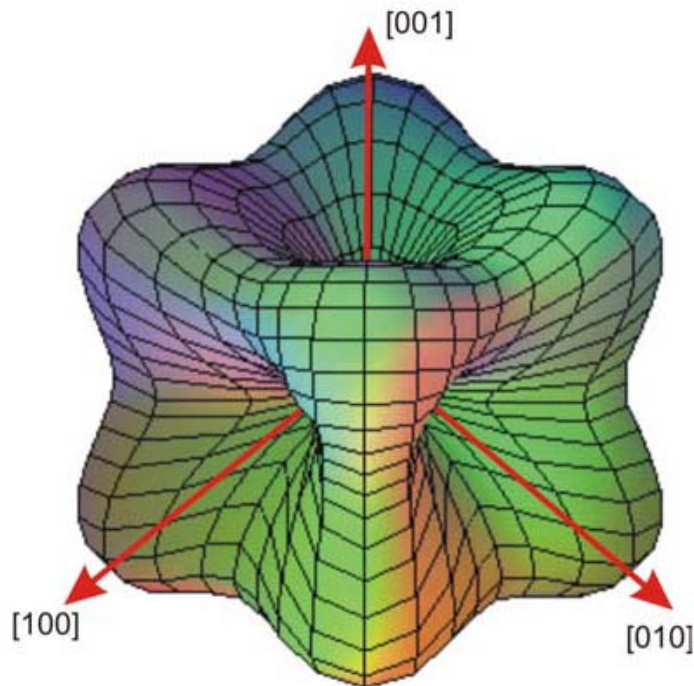


Abbildung 2.2: Polarplot der Oberfläche der freien Energie für die kubische Symmetrie [13]

[19]. Dabei wird die Richtung der spontanen Magnetisierung durch eine Verzerrung des Kristalls beeinflusst [11]. Magnetostriktion ist der umgekehrte Fall. Dabei wird der Kristall durch eine Änderung der Magnetisierung verzerrt. Bei einer Verlängerung parallel zur Magnetisierungsrichtung handelt es sich um positive Magnetostriktion. Verkürzt sich der Kristall parallel zur Magnetisierungsrichtung, so liegt negative Magnetostriktion vor. Die Verzerrungen liegen in einer Größenordnung von $\frac{\Delta l}{l} \approx 10^{-8} - 10^{-4}$ [20]. Dieses Verhalten ist wegen der Richtung der Magnetisierung und der interatomaren Abstände auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurückzuführen. Die Auslenkungsrichtung der Magnetisierung beruht auf dem Prinzip des kleinsten Zwanges. Bei positiver Magnetostriktion, wie zum Beispiel bei Eisen, stellt sich die Magnetisierung parallel zur Zugspannungs-

richtung ein um den Zwang zu vermindern. Bei Druckspannung richtet sich die Magnetisierung senkrecht zur Druckachse aus. Bei negativer Magnetistriktion, wie bei Nickel, verhält es sich umgekehrt.

2.1.4 Oberflächenanisotropie

Die Oberflächenanisotropie beruht auf der Paarwechselwirkung lokalisierter Momente. An der Oberfläche fehlen den Momenten ihre nächsten Nachbarn. Durch diese Reduzierung der Symmetrie eines magnetischen Kristalls an der Oberfläche kommt es dort zu einer geänderten magnetischen Anisotropie [16]. Bei höherer Rauigkeit verringert sich die Oberflächenanisotropie wieder. Diese Anisotropie ist nur bei sehr dünnen Schichten von Bedeutung. Bei den hier verwendeten 40-50 nm Filmen ist der Beitrag vernachlässigbar.

2.2 Ferromagnetische Resonanz

Wird senkrecht zum effektiven magnetischen Feld \vec{B}_{eff} ein hochfrequentes magnetisches Feld ($\vec{b}_{hf} \cdot e^{i\omega t}$) eingekoppelt, so präzediert \vec{M} um die Richtung von \vec{B}_{eff} . Stimmt diese Frequenz ω bzw. deren Energie $\hbar\omega$ mit einer Anregungsenergie des magnetischen Zustandes der Probe überein, kommt es zu einer resonanten Absorption der Hochfrequenzstrahlung, die bei der in dieser Arbeit betrachteten 3d-Metall-Ferromagneten im Mikrowellenbereich liegt. Die Resonanzbedingung für die Paramagnetische Elektronenresonanz der magnetischen Momente lautet

$$\omega_0 = \gamma \cdot B_{eff} \tag{2.16}$$

Hierbei ist ω_0 die Frequenz des Hochfrequenzmikrowellenfeldes, γ das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$, g der Landésche g-Faktor, μ_B das Bohrsche Magneton,

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ mit dem Plank'schen Wirkungsquantum h und \vec{B}_{eff} das effektive Magnetfeld. Dieses effektive Magnetfeld ergibt sich aus den Beiträgen des externen Magnetfeldes \vec{B}_{ext} und inneren Komponenten \vec{B}_{int} , welche durch die Anisotropiefelder bestimmt wird (siehe auch 2.1) [16].

$$\vec{B}_{eff} = f(\vec{B}_{ext}, \vec{B}_{int}) \quad (2.17)$$

Die Resonanzbedingung 2.16 kann durch Änderung des Mikrowellenfeldes oder des externen Magnetfeldes erfüllt werden. Für die ferromagnetische Resonanz ist die Resonanzbedingung [17]

$$\omega_0 = \frac{1}{\gamma M_S \sin\theta^0} \sqrt{(F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2)} \quad (2.18)$$

Hierbei ist F die freie Energiedichte des Systems, wobei θ der Winkel zwischen der z-Achse und \vec{M} und φ der Winkel in der x-y-Ebene ist [17, 16].

Im klassischen Bild läßt sich die Resonanzabsorption durch die Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld beschreiben und wird durch die Bewegungsgleichung von Landau formuliert [21, 22].

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \quad (2.19)$$

Die zeitliche Änderung der Magnetisierung \vec{M} wird durch das auf diese wirkende Drehmoment beschrieben. Phänomenologisch wird für die Berücksichtigung von Dämpfungstermen der Gilbert-Term für die Relaxation verwendet. Dieser läßt sich als Dämpfungsterm \vec{R} ausdrücken.

$$\vec{R} = \frac{\lambda}{M^2} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})) \quad (2.20)$$

Daraus ergibt sich die Landau-Lifshitz-Gleichung:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) + \frac{\lambda}{M^2} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})) \quad (2.21)$$

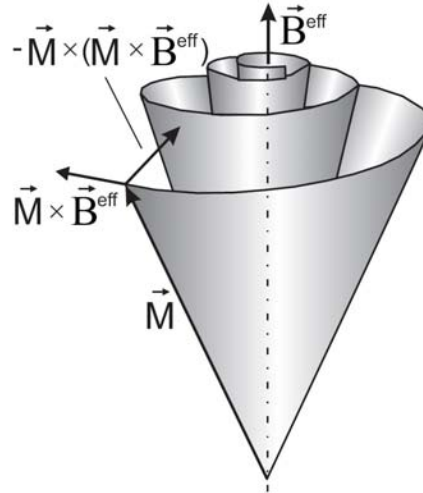


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Bewegung der Magnetisierung, nach Gleichung 2.21 [17]

Die Relaxationsfrequenz λ kann auch durch den dimensionslosen Dämpfungsterm $\alpha = \frac{\lambda}{\gamma M \mu_0}$ ausgedrückt werden. In Abbildung 2.3 ist die durch Gleichung 2.21 beschriebene Bewegung der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld (Formel 2.17) dargestellt. Dabei präzediert die Magnetisierung aufgrund des Drehmomentes $\vec{M} \times \vec{B}_{eff}$ um das effektive magnetische Feld. Die Auslenkung der Präzession wird, durch die Dämpfung $\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})$ in Richtung des effektiven Magnetfeldes vermindert.

Gleichung 2.21 beschreibt den Fall der starken Dämpfung nicht genau. Daher wurde die Dämpfung von Gilbert abhängig von der zeitlichen Änderung von \vec{M} mit $\vec{R} = \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right)$ beschrieben. Damit lässt sich die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung [23] wie folgt ausdrücken.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) + \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.22)$$

Für kleine Dämpfungen, wie sie typischerweise für dünne beziehungsweise kleine 3d-Metall-Strukturen gilt, sind Gleichung 2.21 und 2.22 äquivalent.

Im Folgendem soll die Lösung der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung 2.22 betrach-

tet werden. Das externe Feld sei in z-Richtung angelegt, so dass $\vec{B}_{ext} = B_{ext} \cdot \vec{e}_z$ ist. Zusätzlich wird eine Mikrowelle mit $\vec{b}_{hf} \cdot e^{i\omega t}$ senkrecht dazu eingestrahlt. Es wird weiterhin angenommen, dass $\vec{M} = M_0 + \vec{m} \cdot e^{i\omega t}$ ist. Es wird vorausgesetzt, dass b_{hf} klein ist und somit auch die Produkte von b_i ($i = x, y, z$) und m_j ($j = x, y, z$) klein sind [13]. Die Lösung der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung ist damit:

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= -(\gamma B_{eff} + i\omega\alpha) m_y - \gamma M_s b_y \\ i\omega m_y &= (\gamma B_{eff} + i\omega\alpha) m_x - \gamma M_s b_x \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

Nach der Definition des Suszeptibilitätstensors ist $\vec{M} = \underline{\underline{\chi}} \cdot \vec{B}$ [24]. In der Matrixschreibweise ist der Hochfrequenzanteil der Magnetisierung gegeben durch:

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Dabei ist das Mikrowellenfeld und dadurch auch die Magnetisierung zeitabhängig. Es wird der Tensor in Realteil $\underline{\underline{\chi}}'$ und Imaginärteil $\underline{\underline{\chi}}''$ aufgespalten.

$$\vec{M} = \underline{\underline{\chi}} \vec{B} = (\underline{\underline{\chi}}' + i\underline{\underline{\chi}}'') \vec{B} \quad (2.25)$$

2.3 Die Signalentstehung

Um den Beitrag des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors χ für die Messung zu diskutieren, wird die absorbierte Leistung der Mikrowelle betrachtet. Diese wird mit dem Pointingsatz ausgedrückt [13]

$$\frac{1}{2} \int_{V_p} \vec{j}^* \cdot \vec{e} dV = -\frac{1}{2} \int_{V_p} \nabla \vec{S} dV + 2i\omega \int_{V_p} (w_m - w_e) dV \quad (2.26)$$

Dabei entspricht der Realteil $\text{Re}(\frac{1}{2} \int_{V_p} \vec{j}^* \cdot \vec{e} dV)$ der im System produzierten Jouleschen Wärme. Der Energiefluss durch die Grenzfläche des Volumens ist $\text{Re}(\frac{1}{2} \int_{V_p} \nabla \vec{S} dV)$ und die Dichte der absorbierten Leistung $\text{Re}(2i\omega(w_m - w_e))$. Es wird jeweils über das Volumen der Probe V_p integriert. Dabei ist \vec{j}^* die komplex konjugierte Stromdichte, \vec{S} der komplexe Poynting Vektor und \vec{e} der elektrische Feldstärkevektor. Mit w_m, w_e sind die Energiedichten für das magnetische und elektrische Feld bezeichnet, welche definiert sind als $w_e = \frac{1}{4} \vec{e} \cdot \vec{d}^*$ und $w_m = \frac{1}{4} \vec{b} \cdot \vec{h}^*$. Dabei sind \vec{h}^* und \vec{d}^* Vektoren des Dielektizitätstensors $\underline{\underline{\epsilon_r}}$ und des magnetischen Permeabilitätstensors $\underline{\underline{\mu_r}}$:

$$\vec{d} = \underline{\underline{\epsilon}} \cdot \vec{e} = \epsilon_0 \underline{\underline{\epsilon_r}} \cdot \vec{e} = \underline{\underline{\mu}} \cdot \vec{h} = \mu_0 \underline{\underline{\mu_r}} \cdot \vec{h} = \mu_0 \left(\underline{\underline{\chi}} + \underline{\underline{1}} \right) \cdot \vec{h} \quad (2.27)$$

Die Dichte der absorbierten Leistung kann mit p_x geschrieben werden als

$$p_x = \text{Re} \left(\frac{1}{2} i \omega \mu_0 h_x^2 \left(\underline{\underline{\chi_{xx}}} + 1 \right) \right) \quad (2.28)$$

Wird der Magnetfeldvektor des Hochfrequenzfeldes auf Grund der Probengeometrie im Resonator mit $\vec{b} \perp \vec{B}_z$ in x-Richtung angenommen, bleibt nur die Komponente $\underline{\underline{\chi_{xx}}}$ des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors über. Alle anderen sind Null. Damit ergibt sich für die absorbierte Leistung:

$$p_x = \text{Re} \left(\frac{1}{2} i \omega \mu_0 h_x^2 \left(\underline{\underline{\chi'_{xx}}} + i \underline{\underline{\chi''_{xx}}} + 1 \right) \right) = \frac{1}{2} \omega \mu_0 h_x^2 \underline{\underline{\chi''_{xx}}} \quad (2.29)$$

Daher ist der Imaginärteil vom $\underline{\underline{\chi}}$ proportional zu der während einer Periodendauer in Resonanz absorbierten Leistung [13, 22].

2.4 Spinwellen

Neben der Anregung, der uniformen Mode bei der alle Spins in Phase präzedieren gibt es noch eine weitere Möglichkeit der Anregung: die Spinwelle. Dabei präzedieren

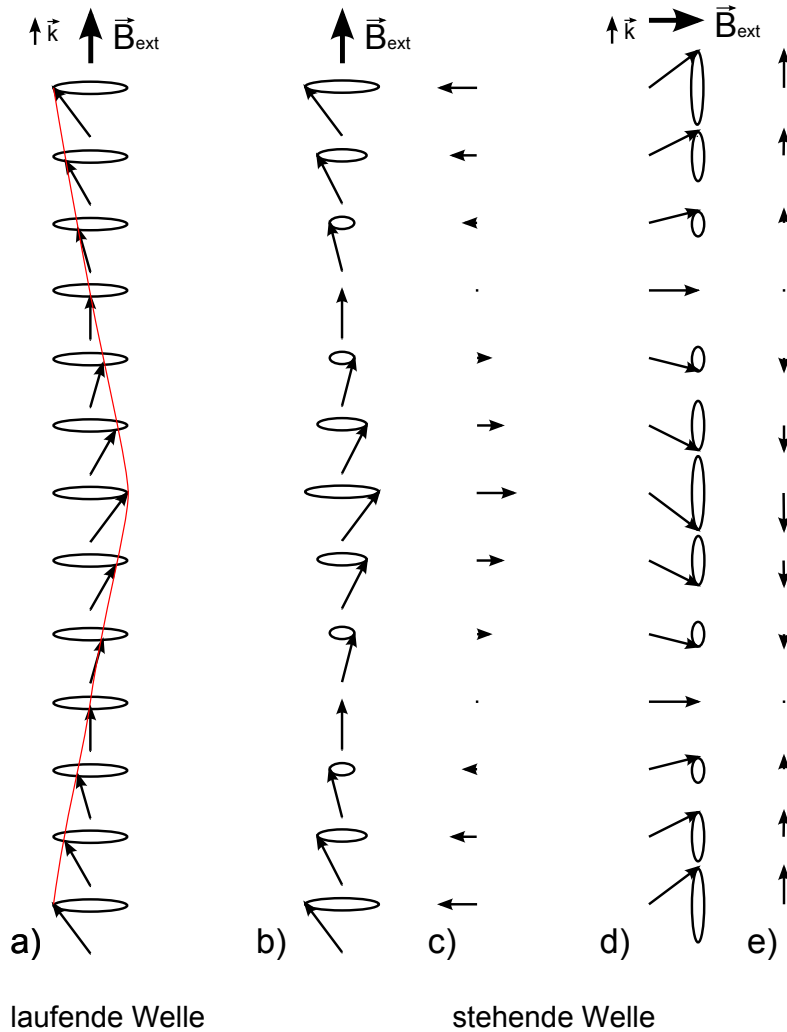


Abbildung 2.4: Laufende und stehende Spinwellen. *a)* laufende und *b)* stehende transversale Spinwelle. Wellenvektor \vec{k} und externes Magnetfeld \vec{B}_{ext} liegen parallel. *d)* stehende longitudinale Spinwelle. Der Wellenvektor \vec{k} und das externe Magnetfeld \vec{B}_{ext} liegen orthogonal zueinander. *c)* und *e)* sind jeweils die Projektion der Auslenkungsamplituden der präzedierenden Spins. Die Auslenkungsamplituden sind zur anschaulicheren Darstellung stark erhöht.

die Spins leicht phasenversetzt, so dass eine Welle entsteht. Diese breitet sich in Richtung des Wellenvektors \vec{k} aus, dabei ist $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$. In Abbildung 2.4 sind laufen-

de und stehende Wellen wie auch die Auslenkungsamplituden der präzedierenden Spins dargestellt. Ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit $|\vec{v}| > 0$, so läuft die Welle durch das System (a). Dabei ist die Amplitude der Auslenkung für jeden einzelnen Spin gleich. Ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit $|\vec{v}| = 0$, handelt es sich um eine stehende Welle (b,d). Bei b) sind der Wellenvektor und das externe Magnetfeld parallel. Für die stehende Welle d) liegen der Wellenvektor und das externe Magnetfeld orthogonal zueinander [15, 25]. Bei der stehenden Welle überlagern sich zwei in entgegengesetzte Richtungen laufende Wellen, so dass ortsfeste Knotenpunkte entstehen. Die Auslenkungsamplitude des Spins am Knotenpunkt ist minimal und nimmt zum Wellenbauch hin zu. Die Wellenlänge in einem endlichen System mit festen Knotenpunkten an den Rändern wird durch die Anzahl der Wellenberge (n) und dem Abstand der Ränder zueinander, der Länge l , bestimmt [26].

$$\lambda = \frac{2}{n}l \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (2.30)$$

Für den Fall, dass $n = 1$ ist, präzedieren alle Spins einheitlich. Dies bezeichnet die uniforme oder Hauptmode. Anzumerken ist, dass nur Spinwellen mit einer ungeraden Anzahl an Knotenpunkten mittels ferromagnetischer Resonanz im Resonator angeregt werden können. Bei einer geraden Anzahl von Knotenpunkten bleibt bei einer Messung von einer homogenen Probe mit einer eingestrahnten, polarisierten Mikrowelle im Mittel keine Nettoabsorption übrig [15]. Die Signalstärke der Mode ist invers proportional zu n [22]. Es wird zwischen transversalen und longitudinalen Spinwellen unterschieden. Die laufende transversale Spinwelle ist in Abbildung 2.4 a) dargestellt. Dabei zeigen die magnetischen Momente der Spins in die gleiche Richtung wie das externe Magnetfeld B_{ext} . Die Welle läuft in die Richtung, in die das Magnetfeld weist. Die Kopplung erfolgt durch die Austausch-Wechselwirkung der Spins untereinander. Jedes einzelne magnetische Moment wird zusätzlich durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung aller anderen magnetischen Mo-

mente beeinflusst. Dabei entsteht die Welle durch leichte Phasenverschiebung der magnetischen Momente zueinander. Für die stehende transversale Welle sind die Amplituden der magnetischen Momente, wie in c) zu sehen, so verkippt, dass die Auslenkungsamplituden antiparallel zueinander stehen. Zu sehen im unteren Teil der Abbildung 2.4 e. Das ist ein relativ zur longitudinalen stehenden Welle günstigerer Zustand. Verkleinert sich die Wellenlänge, so besitzt das System einen energetisch noch günstigeren Zustand. Die stehende longitudinale Welle (d) ist ebenfalls eine Überlagerung zweier gegenläufiger Wellen. Die magnetischen Momente der Spins zeigen in Richtung des externen Magnetfeldes und liegen orthogonal zum Wellenvektor \vec{k} . Dabei dreht sich die Richtung der projizierten Auslenkungsamplituden der Spins, in Abbildung 2.4 e) mit Pfeilen angedeutet, innerhalb einer halben Wellenlänge um 180° . Das System besitzt eine hohe Energie, weil die Pfeilspitzen, beziehungsweise Enden, gegeneinander zeigen. Dadurch entsteht ein energetisch ungünstiger Zustand. Vermindert sich die Wellenlänge besitzt das System noch höhere Energien, als bei großen Wellenlängen. Da sich die Anzahl der ungünstigen Zustände der gleich gepolten Spitzen beziehungsweise Enden, die gegeneinander zeigen, erhöht, besitzt das System mehr Energie. Diese Welle tritt bei geringeren äußeren Magnetfeldern auf als die uniforme Mode [22]. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist dabei stärker als der Einfluss des externen Magnetfeldes, welches die magnetischen Momente in seine Richtung dreht. Kleine Wellenlängen liegen daher bei geringen externen Magnetfeldern. Zusätzlich wird die Amplitude der Auslenkung bei höheren Magnetfeldern kleiner, da das Feld, welches die Momente in die selbige Richtung ausrichtet stärker wird. Dies zeigt besonders deutlich die Simulationsrechnung in Kapitel 2.5.

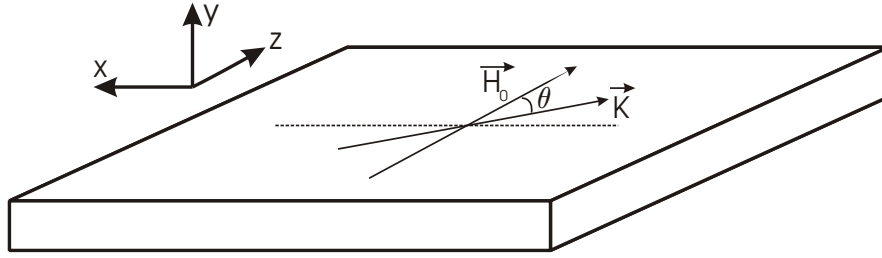


Abbildung 2.5: Ausbreitungsrichtung der Welle \vec{k} in Abhängigkeit des Winkel θ zum äußeren Magnetfeld \vec{H}_0 .

2.4.1 Allgemeine Dispersionsrelation

Die Ausbreitungsrichtung von langwelligen Spinwellen in dünnen Filmen mit der Dicke D wird durch den Wellenvektor \vec{k} angezeigt. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen, ist diese Ausbreitungsrichtung um den Winkel θ von der Richtung des äußeren Magnetfeldes \vec{H}_0 verschieden. Die Dispersionsrelation ist formabhängig, auf Grund der Formanisotropie [27]. Es werden hier sehr dünne, unendliche ausgedehnte Filme betrachtet, für die $|\vec{k}| \cdot D \ll 1$ gilt [8, 24]. Außerdem werden magnetostatische Fälle betrachtet, wobei die Gleichung $\nabla \times H = 0$ gilt. Das effektive Magnetfeld \vec{H} ist

$$\vec{H} = H_0 \vec{e}_z + \vec{h}_d \quad (2.31)$$

Es ist \vec{h}_d das Dipolfeld, welches sich mit dem Potential des Entmagnetisierungsfeldes Φ_M berechnen lässt. $\mu_0 \vec{h}_d = -\nabla \Phi_M$. Mit der Annahme einer örtlichen Varianz im Dipolfeld, so dass die Größen mit $e^{ik_x x}$ und $e^{ik_z z}$ variieren, lässt sich folgendes über das Potential aussagen:

$$\Phi_M(\vec{x}) = \phi_m(y) e^{ik_x x} e^{ik_z z} \quad (2.32)$$

$\phi_m(y)$ ist der Anteil des Potentials senkrecht zur Filmebene. Aufgrund der Maxwellgleichung, $\nabla B = 0$, gilt $\nabla \cdot (\mu_0 \vec{h}_d) + \nabla \cdot \vec{m} = 0$. Mittels einiger Rechenschritte

und dem Verwenden der Bewegungsgleichung $-i \frac{\omega}{\gamma} \vec{m} = (\vec{H} \times \vec{M})$ (Gleichung 2.21) folgt:

$$\left[\mu_0^2 H_0^2 + M_0 \mu_0 H_0 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial y^2} - k^2 \left[\mu_0^2 H_0^2 + M_0 \mu_0 H_0 \sin^2(\theta) - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right] \varphi_m = 0 \quad (2.33)$$

Diese Differentialgleichung kann mit dem Ansatz $\varphi_m \propto e^{\pm \alpha y}$ gelöst werden. Daraus folgt direkt:

$$\alpha = k \sqrt{\frac{\left[(\mu_0 H_0)^2 + M_0 \mu_0 H_0 \sin^2(\theta) - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]}{\mu_0^2 H_0^2 + M_0 \mu_0 H_0 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2}} \quad (2.34)$$

Für den Film muss das magnetische Potential an den Oberflächen stetig sein. Mit dieser Annahme lässt sich die allgemeine Dispersionsrelation dipolar gekoppelter Spinwellen, bei denen der Austausch vernachlässigt wird, mit folgender Formel darstellen [8]:

$$\frac{\sqrt{(\mu_0 H_0)^2 + M_0 \mu_0 H_0 \sin^2(\theta) - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2} \sqrt{\mu_0 H_0 B_0 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2}}{\left((H_0 \mu_0)^2 + M_0 \sin^2(\theta) \right) B_0 + (\mu_0^2 H_0^2) - 2 \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2} = -\frac{1}{2} \tanh(\alpha D) \quad (2.35)$$

Hierbei ist $B_0 = \mu_0 H_0 + M_0$ und α aus Gleichung 2.34. Im folgenden werden die Lösungen für den Fall $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ genauer diskutiert.

2.4.2 Magnetostatische Oberflächenmode

Für den Fall, dass der Winkel $\theta = \pi/2$ zwischen dem externen Magnetfeld und dem Wellenvektor \vec{k} beträgt, breitet sich die Welle orthogonal zum Magnetfeld

aus. Diese magnetostatische Oberflächenmode ist eine transversale Welle. Diese besitzt eine exponential abfallende Amplitude von der Oberfläche ins Innere [22]. Eingesetzt in Gleichung 2.34 wird aus $\alpha = k$. Die Dispersionsrelation für diesen Fall ergibt sich dann mittels Gleichung 2.35

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right) = \frac{1}{2} \sqrt{(\mu_0 H_0 + B_0)^2 - (\mu_0 H_0 - B_0)^2 e^{-2kD}} \quad (2.36)$$

2.4.3 Magnetostatische Volumenmode

Für den Fall, das \vec{k} und \vec{M} parallel orientiert sind, so ist der Winkel $\theta = 0$. Diese magnetostatische Volumenmode (backward volume Mode) [22] ist eine transversale Welle. Sie durchläuft den gesamten Film. Für die Dispersionsrelation 2.35 ergibt sich mit

$$\alpha = k \sqrt{\frac{(\mu_0 H_0)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}{B_0 \mu_0 H_0 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}} \quad (2.37)$$

die folgende Relation :

$$\frac{\sqrt{(\mu_0 H_0)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} \sqrt{\mu_0 H_0 B_0 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}}{(\mu_0 H_0)^2 + B_0 \mu_0 H_0 - 2 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} = -\frac{1}{2} \tanh \left(kD \sqrt{\frac{(\mu_0 H_0)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}{B_0 \mu_0 H_0 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}} \right) \quad (2.38)$$

Diese implizite Dispersionsrelation lässt sich numerisch lösen und ist zusammen mit Gleichung 2.36 in Abbildung 2.6 berechnet worden [25]. Dabei ist die Frequenz ω durch γ in Abhängigkeit des Wellenvektors \vec{k} zu sehen. Der eine Dispersionsarm, für größere ω/γ als die Uniforme Mode bei $k = 0$, liegt energetisch ungünstiger, als der Dispersionsarm für kleinere ω/γ . Daher kann dem oberen Arm die energetisch ungünstige stehende transversale Spinwelle, Abbildung 2.4 b), und dem

unteren Arm die energetisch günstigere longitudinale Spinwelle, Abbildung 2.4 d), zugeordnet werden. Die Rechnung wurde für einen 50 nm hohen Film mit einer Magnetisierung von 1 T vorgenommen. Das externe Magnetfeld beträgt dabei 100 mT.

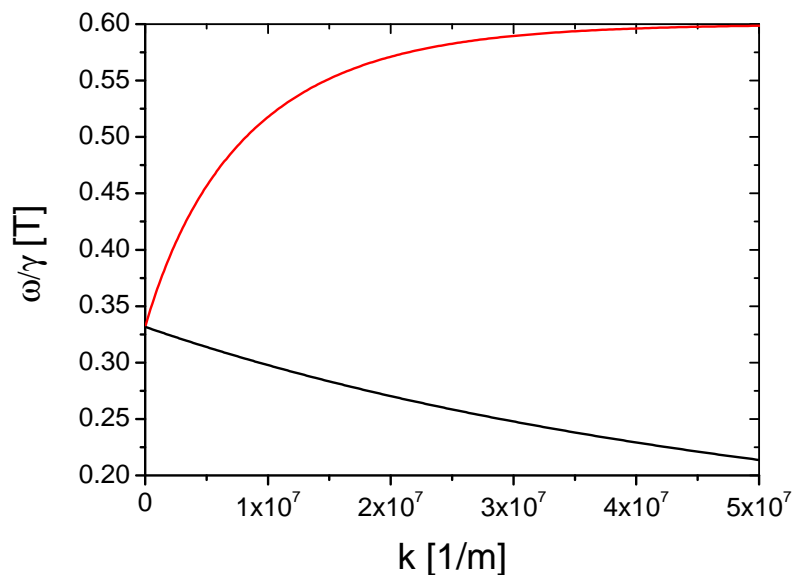


Abbildung 2.6: Dispersion der magnetostatischen Oberflächenmode (rot) und der magnetostatischen Volumenmode (schwarz).

2.5 Funktionsweise des Simulationsprogramms OOMMF

OOMMF ist eine Abkürzung für ein open source Programm und bedeutet "Object Oriented Micro Magnetic Framework" [4]. Es wird verwendet, um die Orientierung von magnetischen Momenten in einem angegebenen Körper zu berechnen. Dafür wird der Körper, der aus ein bis drei Dimensionen bestehen kann, in diskrete kubische Zellen unterteilt. Die Dimensionen des Körpers müssen einem Vielfachen der Zellengröße entsprechen. Die Probenform kann hierbei durch ein schwarz-weiß

Bild vorgegeben werden. Somit ist es möglich, real existierende Probensysteme zu simulieren. Alternativ können kubische Proben definiert werden, die dann keine Kantenrauigkeit enthalten. Als Parameter lassen sich Systemform, Systemgröße, Material mit Magnetisierung, Anisotropie, Dämpfungskonstante α und der Landésche g-Faktor angeben. Für die Berechnung lässt sich einstellen, ob die Austauschwechselwirkung zusätzlich zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung berücksichtigt werden soll. Es ist möglich, Domänenwände und Vortices vorzugeben. Zusätzlich kann ein äußeres Magnetfeld orts- und zeitabhängig angelegt werden.

In der Simulation wird für jede einzelne Zelle das Gesamtmoment von allen in der Zelle befindlichen magnetischen Momenten berechnet und im Weiteren der Einfluss aller im System enthaltenen Zellen auf die zu berechnende Zelle. Die zeitliche Änderung der Magnetisierung wird mit der Landau-Lifshitz-Gleichung (2.21) berechnet. Das Magnetfeld \vec{B} setzt sich dabei aus dem äußeren und inneren Magnetfeld zusammen. In allen Zellen wird die Änderung der Magnetisierung in einem Zeitschritt Δt berechnet. Dies geschieht unter der Annahme, dass die zeitliche Änderung der Magnetisierung dM/dt im Zeitintervall Δt konstant ist. Dies ist der sogenannte Newton-Algorithmus. Ist die Magnetisierungsänderung für mindestens eine Zelle größer als eine im Programm vorgegebene Größe, so wird ein kleinerer Zeitschritt gewählt und die Berechnung erneut vorgenommen. Ansonsten wird mit der neu berechneten Magnetisierung weitergerechnet. Nach einer angegebenen Anzahl von Schritten oder nach einer vorgegebenen Zeit oder nachdem eine vorgegebene minimale Änderung der Magnetisierung erreicht wird, wird das äußere Magnetfeld geändert oder die Simulation beendet.

Für die Simulation der ferromagnetischen Resonanz werden für ein schwarz-weiß Abbild der Probe die Richtungen der magnetischen Momente berechnet. Dabei werden ein Mikrowellenfeld und ein externes Magnetfeld simuliert. Die magnetischen Momente richten sich aus und nach 10 Schwingungen der Mikrowelle wird der

Zustand des Systems ausgelesen. Dabei wird die Richtung der magnetischen Momente gespeichert. Danach wird das externe Magnetfeld um einen Schritt erhöht. Dieses Prozedere wird bis zu einem gewünschten Maximalfeld wiederholt.

In Abbildung 2.7 ist die Simulation eines Permalloystreifens, wie er in Kapi-

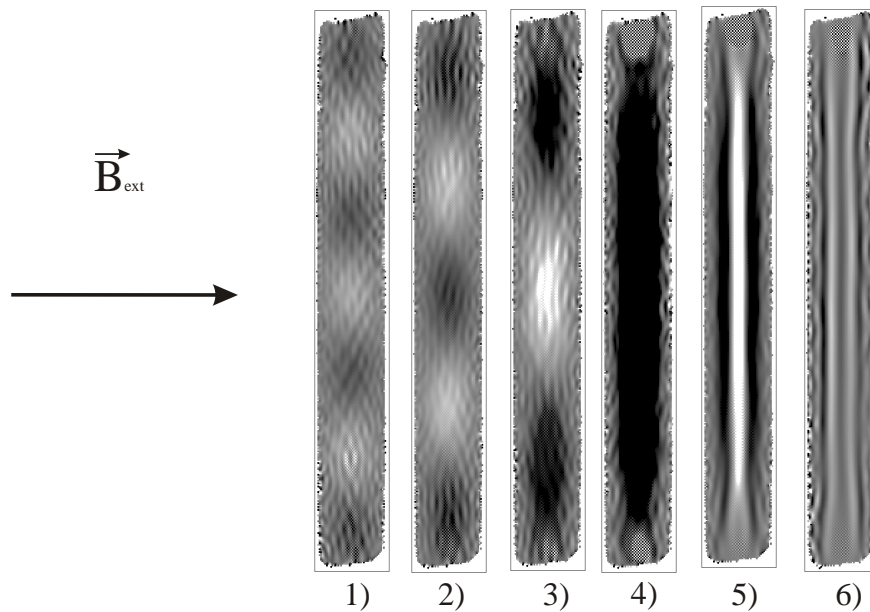


Abbildung 2.7: OOMMF Simulation eines Permalloystreifens. Die Spinwellenmoden mit der Anzahl der Wellenberge (n) 1) siebte Harmonische (7), 2) fünfte Harmonische (5), 3) dritte Harmonische (3), 4) uniforme Mode (1) 5) dritte Harmonische (3), 6) fünfte Harmonische (5).

tel 4.2.2.1 mit den Mikroresonatoren gemessen wird, dargestellt. Die in der Simulation verwendete Magnetisierung ist, wie in Kapitel 4.2.1 dargelegt experimentell ermittelt worden. Die 6 Darstellungen des Streifens sind jeweils die Simulationen bei verschiedenen externen Magnetfeldern. Die Farben des Streifens zeigen die Richtung der magnetischen Momente in dem Streifen an. Dabei bedeutet Schwarz, dass die magnetischen Momente aus der Ebene heraus zeigen und Weiß, dass sie in die Ebene hinein zeigen. Es ergibt sich dadurch eine wellenförmige Verkipfung der

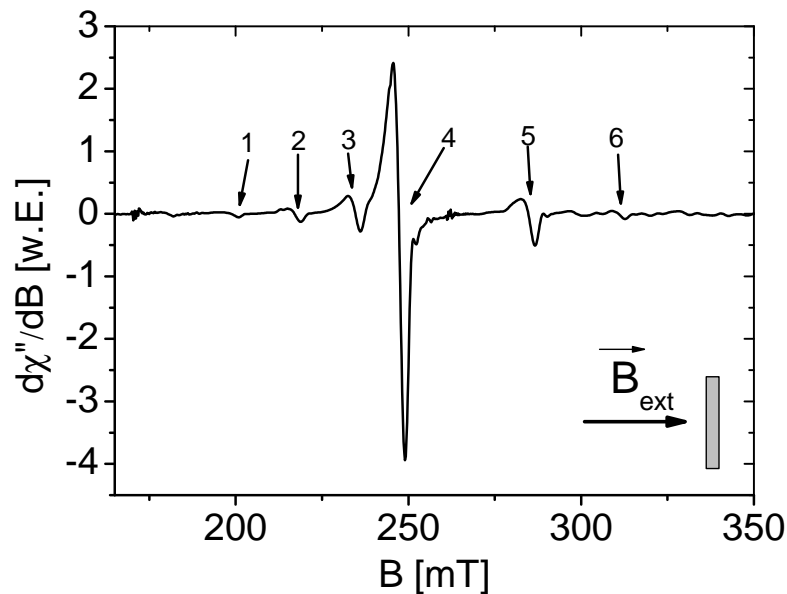


Abbildung 2.8: Simulation einer FMR Messung mit Hilfe der OOMMF Software. Als Probensystem wurde ein Permalloystreifen gewählt, wobei das Magnetfeld senkrecht zur Streifenachse angelegt wurde. Die Signale sind mit Zahlen gekennzeichnet und können den OOMMF Simulationen der Streifen in Abbildung 2.7 zugeordnet werden.

magnetischen Momente. Das externe Magnetfeld liegt dabei senkrecht zur langen Achse des Streifens. Das angelegte externe Magnetfeld nimmt bei den Streifen von links nach rechts zu. Es wurden die Magnetfelder ausgewählt, bei denen sich eine stehende Welle in den Streifen ausbildet. In Streifen Nummer 1 steht eine Spinwelle mit sieben Wellenbäuchen. Mit zunehmendem Magnetfeld nimmt die Anzahl der Wellenbäuche ab, um, nachdem die uniforme Mode in Streifen Nummer 4 erreicht ist, wieder zuzunehmen.

In Abbildung 2.8 ist die Auslenkung der Magnetisierung in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes aufgetragen. Die maximale Auslenkung entspricht dabei

der maximalen Absorption im Experiment und ist somit proportional zum FMR-Messignal. Zum Vergleich mit den experimentellen Daten sind die erhaltenen Daten numerisch abgeleitet worden, da im Experiment auch stets ein abgeleitetes Signal gemessen wird (siehe Abschnitt 4.2). In Abbildung 2.8 sind mehrere Resonanzlinien zu erkennen, die in Abbildung 2.7 den gezeigten Bildern zugeordnet werden können. Bei den Resonanzlinien eins bis drei handelt es sich um magnetostatische Oberflächenmoden. Hierbei ist der Wellenvektor senkrecht zur Richtung des externen Magnetfeldes B_{ext} . Resonanz Nummer vier ist die Hauptresonanz. Bei den Resonanzen fünf und sechs handelt es sich um magnetische Volumenmoden. Dabei zeigen der Wellenvektor und das externe Magnetfeld in die selbe Richtung. Genauer wird diese Simulation im Kapitel 4.2.2.1 untersucht.

2.6 Resonatoreigenschaften

Im folgenden werden Eigenschaften des Resonators vorgestellt, die die Signalqualität beeinflussen und definieren.

2.6.1 Güte

Im Folgenden wird die allgemeine Theorie für Hohlraumresonatoren erläutert. Diese Theorie lässt sich auch auf Mikroresonatoren übertragen. Zwar ist dort kein definiertes Volumen zu betrachten, aber die Eigenschaften sind vergleichbar. In Abbildung 2.9 ist ein Signal in Abhängigkeit der Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle aufgetragen. Das Maximum der Absorption liegt bei der Eigenresonanzfrequenz. Die Halbwertsbreite ist die Breite bei der halben Höhe des Absorptionssignals. Die Güte wird durch die Halbwertsbreite Δ der Absorptionskurve durch die Resonanzfrequenz f_{res} ermittelt.

$$Q = \frac{\Delta}{f_{res}} \quad (2.39)$$

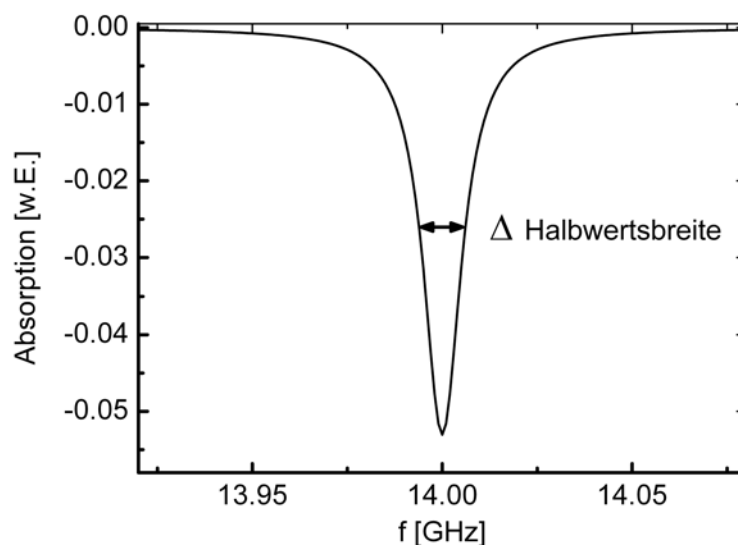


Abbildung 2.9: Absorption bei der Resonanzfrequenz 14 GHz des Mikroresonators, mit Halbwertsbreite Δ .

Die Eigenresonanzfrequenz ist die Frequenz mit der maximalen Absorption. Umso steiler die Flanken des Absorptionsdipps, umso besser wird das zu detektierende Signal. Würde eine Messung durchgeführt, so wird die Eigenresonanzfrequenz als Messfrequenz eingestellt. Wird die Probe in Resonanz gebracht so ändert sich durch die Starke Absorption der Probe die Güte des Resonators. Für diese Güte gäbe es eine andere, etwas verschobene Resonanzfrequenz. Zusätzlich ändert sich die Suszeptibilität der Probe durch das externe Magnetfeld sehr stark. Durch die Änderung des Realteils der Suszeptibilität wird die Eigenresonanzfrequenz des Resonators zusätzlich leicht verschoben. Die eingestellte Frequenz wird während der Messung nicht nachgeregelt, so dass sich das Messsignal verringert, da die Messung, nicht mehr beim Maximalwert, sondern an der Flanke des Absorptionsdipps vorgenommen wird. Kleine Änderungen der Resonanz in der Probe verursachen daher eine große Messsignaländerung.

Die allgemeine Güte in einem Hohlraumresonator wird von zwei Gütefaktoren bestimmt [17]. Die Güte eines leeren Resonators Q_u^R und die äußere Güte Q_e , die Güte des gesamten Messaufbaus.

$$Q_u^R = \frac{2\pi f_{res} E_R}{P_i}, \quad Q_e = \frac{2\pi f_{res} E_R}{P_e} \quad (2.40)$$

$E_R = \frac{1}{4}\mu_0 \int_{Resonator} \vec{b}^2 dV$ ist die im Resonator gespeicherte Energie bei der Resonanzfrequenz f_{res} , P_i ist die im Inneren des Resonators dissipierte Leistung und P_e die zurückgestreute Leistung. Wird eine Probe in den Resonator eingebracht, so ändert sich die Güte auf Grund der Verluste in der Probe Q_u^{Probe} . Dissipiert die Probe Energie, so wird die Güte des Resonators herabgesetzt [28].

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_u^R} + \frac{1}{Q_u^{Probe}} \quad (2.41)$$

Bei großen metallischen Proben ist es möglich, falls das elektrische Feld des Resonators am Ort der Probe nicht Null ist, dass Wirbelströme erzeugt werden, dadurch wird die Güte stark verringert. Daher soll im Folgenden von kleinen Proben ausgegangen werden und angenommen werden, dass die Probe nur einen geringen Einfluss auf die Güte des Resonators besitzt. Wenn die Probe in Resonanz gerät absorbiert die präzedierende Magnetisierung zusätzliche Energie und die Güte verringert sich um den Wert Q_{res} .

$$Q_{u,res} = Q_u^R - Q_{res} = \frac{2\pi f_{res} E_R}{P_i + P_{res}}, \quad P_{res} = \frac{\omega_{res}}{2} \int_{Probe} (\mu_0 \vec{b})^2 dV \quad (2.42)$$

ist die von der Probe in Resonanz absorbierte Leistung.

$$\frac{Q_{res}}{Q_u^R} = \frac{\chi'' \int_{Probe} \vec{b}^2 dV}{\frac{1}{Q_u^R} \int_{Resonator} \vec{b}^2 dV} = 2\chi'' \eta Q_u^R \quad (2.43)$$

Auf Grund der Probengeometrie und der Einstrahlrichtung des Hochfrequenzfeldes trägt nur der Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor χ'' zum

Absorptionssignal bei. Der reale Teil lässt sich als Dispersionsspektrum messen [28]. Genauer wird dieses in Kapitel 2.3 dargelegt. Der Füllfaktor η ist das Magnetfeld des Hochfrequenzwechselfeldes b_{rf} , im Volumen V der Probe, dividiert durch das Magnetfeld des Hochfrequenzwechselfeldes, welches durch das Volumen des Resonators läuft. Der Füllfaktor wird bei maximalem Magnetfeld in der Probe am größten. Bei einem homogenen Magnetfeld lässt sich der Füllfaktor auch durch das Magnetfeld im Volumen der Probe durch das Magnetfeld im Volumen des Resonators angeben [17].

$$\eta = \frac{\int_{Probe} \vec{b}^2 dV}{\int_{Resonator} \vec{b}^2 dV} \quad (2.44)$$

Für die Messung der ferromagnetischen Resonanz wird mit der Mikrowelle eine Leistung in den Resonator eingekoppelt und die reflektierte Leistung detektiert. Die eingestrahelte Leistung entspricht dem zeitlich periodischen Strom I_1 und der Spannung U_1 . Dabei durchläuft die Welle den Hohlleiter, der die Impedanz Z_0 besitzt. Der Resonator besitzt die Impedanz Z_R , der dortige Strom ist I_R und die Spannung beträgt U_R . Die reflektierte Welle im Hohlleiter wird mit I_2 und U_2 bezeichnet. So lässt sich für den Strom im Resonator die Beziehung $I_R = U_R/Z_R = I_1 - I_2 = U_1/Z_0 - U_2/Z_0$ annehmen. Mit der Annahme, dass der Strom im Resonator kontinuierlich ist, lässt sich die Spannung dort mit $U_R = U_1 + U_2$ berechnen. Damit lässt sich der im allgemeinen komplexe Spannungs-Reflektionskoeffizient Γ darstellen als

$$\Gamma = \frac{U_1}{U_2} = \frac{Z_R - Z_0}{Z_R + Z_0} = \frac{1 - \frac{Z_0}{Z_R}}{1 + \frac{Z_0}{Z_R}} \quad (2.45)$$

Dabei beschreibt der Realteil von Γ die Amplitudenänderung und der Imaginärteil die Phasenänderung der reflektierten Welle. Von Slater [17] wurde gezeigt, dass $\frac{Z_0}{Z_R} \approx \frac{Q_e}{Q_u^R}$ ist, wenn der Resonator als Abschlußimpedanz Z_R und Q_e als die Güte des gesamten Messaufbaus angenommen wird. Damit ist die reflektierte Leistung

$$P_{ref} = |\Gamma|^2 P_0 = P_0 \left(\frac{Q_u^R - Q_e}{Q_u^R + Q_e} \right)^2 \quad (2.46)$$

Die reflektierte Leistung P_{ref} ist somit abhängig von der eingestrahlten Leistung P_0 und der Güte. Im Experiment wird die reflektierte Mikrowelle, mit einer Diode (Abschnitt 3.4) mittels eines Widerstandes in ein Gleichspannungssignal U_{sig} umgewandelt und gemessen. Wird ein externes magnetisches Feld angelegt, so dass sich die Probe in Resonanz befindet, so ändert sich die Güte um Q_{res} und damit das Gleichspannungssignal. Diese Änderung lässt sich wie folgt ausdrücken

$$\Delta U_{sig} = \frac{\partial U_{sig}}{\partial P_{ref}} \cdot \Delta P_{ref} = \frac{\partial U_{sig}}{\partial P_{ref}} \cdot \frac{\partial P_{ref}}{\partial Q_u^R} Q_{res} \quad (2.47)$$

Diese Beziehung lässt sich so weit umformen, dass man $\Delta U_{sig} \propto \frac{Q_e Q_{res}}{(Q_e + Q_{res})^2} \sqrt{P_0}$ daraus schließen kann [21]. Dieses Signal soll bei der Messung maximal sein, dafür muss $Q_e = Q_u^R$ sein. Das bedeutet, dass die gesamte Mikrowellenleistung im Resonator absorbiert werden muss. Dafür wird der Spannungs-Reflektionskoeffizient gleich Null, so dass eine kritische Kopplung vorliegt. Mit diesen Voraussetzungen liegt das maximale Signal bei

$$\Delta U_{sig}^{max} \propto \frac{Q_{res}}{Q_u^R} \sqrt{P_0} = \chi'' \eta Q_u^R \sqrt{P_0} \quad (2.48)$$

Das maximale Signal ist somit vom Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor, der Güte des leeren Resonators und der eingestrahlten Leistung abhängig.

2.6.2 Sensitivität

Um Messungen vergleichen zu können wird die Sensitivität angegeben. Dafür ist in Abbildung 2.10 exemplarisch die Ableitung eines Messsignals in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes aufgetragen. Das Resonanzfeld liegt idealerweise in der Mitte der beiden Extrema, im Nulldurchgang der Kurve. Der Magnetfeldabstand der beiden Extrema ist die Linienbreite ΔB . Das Signal S ist der Abstand der Extrema der Änderung des Messsignals. Das Rauschen R ist der Mittelwert in

einem in einem Teil der Messkurve ohne Resonanzsignal. Als Sensitivität wird die minimale Anzahl der Spins angegeben, die in einem Linienbreitenabschnitt, der in Gauß angegeben wird, detektiert werden können [29].

$$\text{Sensitivität} = \frac{N_{Spin}}{(S/R) \cdot \Delta B \cdot \sqrt{\frac{1}{\tau}}} \quad (2.49)$$

Dafür werden die gesamte Anzahl der Spins N_{Spin} , die sich in der Messprobe befinden, durch das Signal-Rausch-Verhältnis (S/R), wie auch die Linienbreite (ΔB) und der Wurzel der inversen Zeitkonstante des Lock-In Verstärkers (τ), die Zeit über die für jeden Messwert gemittelt wird, geteilt. Die Einheit der Sensitivität ist

$$\frac{\text{Spins}}{G\sqrt{Hz}}$$

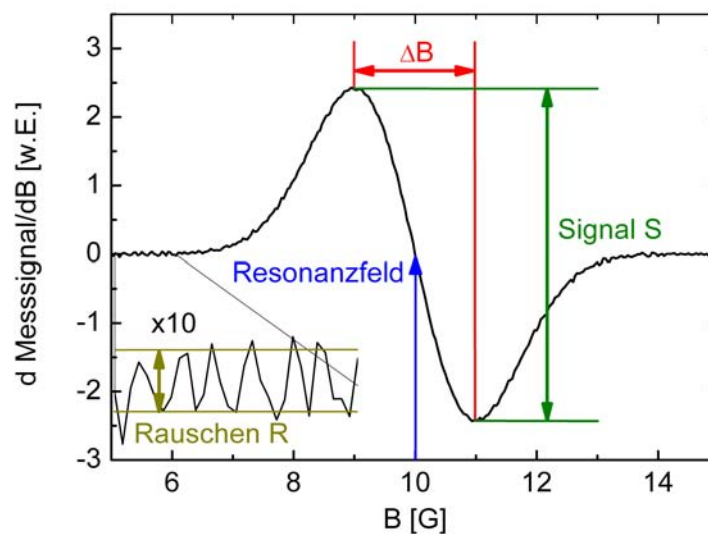


Abbildung 2.10: Abgeleitetes Messsignal in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B . Die Resonanzfrequenz, mit der Linienbreite ΔB , liegt bei 10 G. Das Signal ist der Abstand der beiden Extrema der Kurve.

3 Experimentelles

In diesem Kapitel werden die zwei verschiedene Arten von Mikroresonatoren, die in dieser Arbeit verwendet werden, vorgestellt. Ausserdem wird die Herstellung der Mikroresonatoren, der Probensysteme und die verwendeten Aperaturen erläutert.

3.1 Mikroresonatoren

Im Rahmen dieser Arbeit werden Mikroresonatoren zur Messung der ferromagnetischen Resonanz hergestellt. Die Mikroresonatoren wurden in zwei verschiedenen Ausführungen entwickelt. Aus der Grundidee wurden durch Simulationen und Tests der U-förmige Mikroresonator (3.1.1), wie auch der R-förmige Mikroresonator (3.1.2) ausgearbeitet [30]. Zunächst wird die Grundform so gewählt, dass durch die Geometrie in etwa die gewünschte Resonanzfrequenz erreicht wird. Die exakte Eigenfrequenz des Resonators wird dann unter Berücksichtigung der dielektrischen Eigenschaften des verwendeten Substrates durch Variation der Form angepaßt. Für diese Anpassung wurde das Programm HFSS(V.10) [31] der Firma Ansoft verwendet. In dieser Arbeit wurde die Frequenz auf 14 GHz festgelegt (4.1.2). Der verwendete planare Mikroresonator basiert auf dem Prinzip der Streifenleitung. Der Mikroresonator muss eine Impedanz von 50 Ohm haben, um die Impedanzanpassung an die koaxialen Linien des Spektrometers zu gewährleisten. Dafür wählt man die entsprechende Striefenbreite unter Berücksichtigung der Dicke des Substrates und der dielektrischen Permittivität des benutzten Materials

aus. Die Resonanzfrequenz wird im Wesentlichen durch die Länge des Mikroresonators bestimmt, wodurch auch die Mindestausmaße des Substrates vorgegeben sind. Das Silizium, beziehungsweise das Galliumarsenid Substrat ist daher etwa $4 \times 4 \times 0,5 \text{ mm}^3$ groß. Für die Messungen wird in den jeweiligen Mikroresonator eine Mikrowelle eingekoppelt und die reflektierte Mikrowellenleistung wird mit Hilfe einer Mikrowellendiode gemessen (4.1.2). Die Details zu den Mikroresonatoren werden in den weiteren Kapiteln genauer erläutert.

3.1.1 U-förmiger Mikroresonator

In diesem Kapitel werden der Aufbau und einige Eigenschaften des U-förmigen Mikroresonators beschrieben. Er besteht aus einem $4 \times 4 \times 0.525 \text{ mm}^3$ großen Silizium Substrat, auf dessen Rückseite wird eine Goldschicht aufgedampft (siehe Kapitel 3.3.1) um eine elektrische Verbindung zum Außenleiter des Koaxialkabels herzustellen. Dies dient als Masse, auf die das Mikrowellenpotential bezogen ist. Der U-förmige Mikroresonator besteht an der Vorderseite aus einer bogenförmigen Struktur. Diese ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Der Mikroresonator besteht aus einem Balken, der durch zwei Spalte aufgeteilt wird. Oben links befindet sich der linke Balken. Über den wird die Mikrowelle in den Mikroresonator eingekoppelt. Dies ist in Kapitel 3.4 genauer beschrieben. Der Bogen wird von den beiden Spalte abgegrenzt. In der Mitte des Bogens befindet sich die Schleife. Diese ist im Inset genauer dargestellt. Der Bogen ist an dieser Stelle unterbrochen, so dass nur die Schleife die beiden Bogenhälften verbindet. Die Schleife besitzt einen Innendurchmesser von $20 \mu\text{m}$. Die Länge des rechten Balkens entspricht einem Viertel der Wellenlänge bei 14GHz. Er vermindert die, durch die Frequenz bedingte, große Impedanz der offenen Enden in niedrige, idealer Weise wird die Impedanz Null. Die Breite der Streifen und die Spaltenbreiten werden so eingestellt, dass die Impedanz

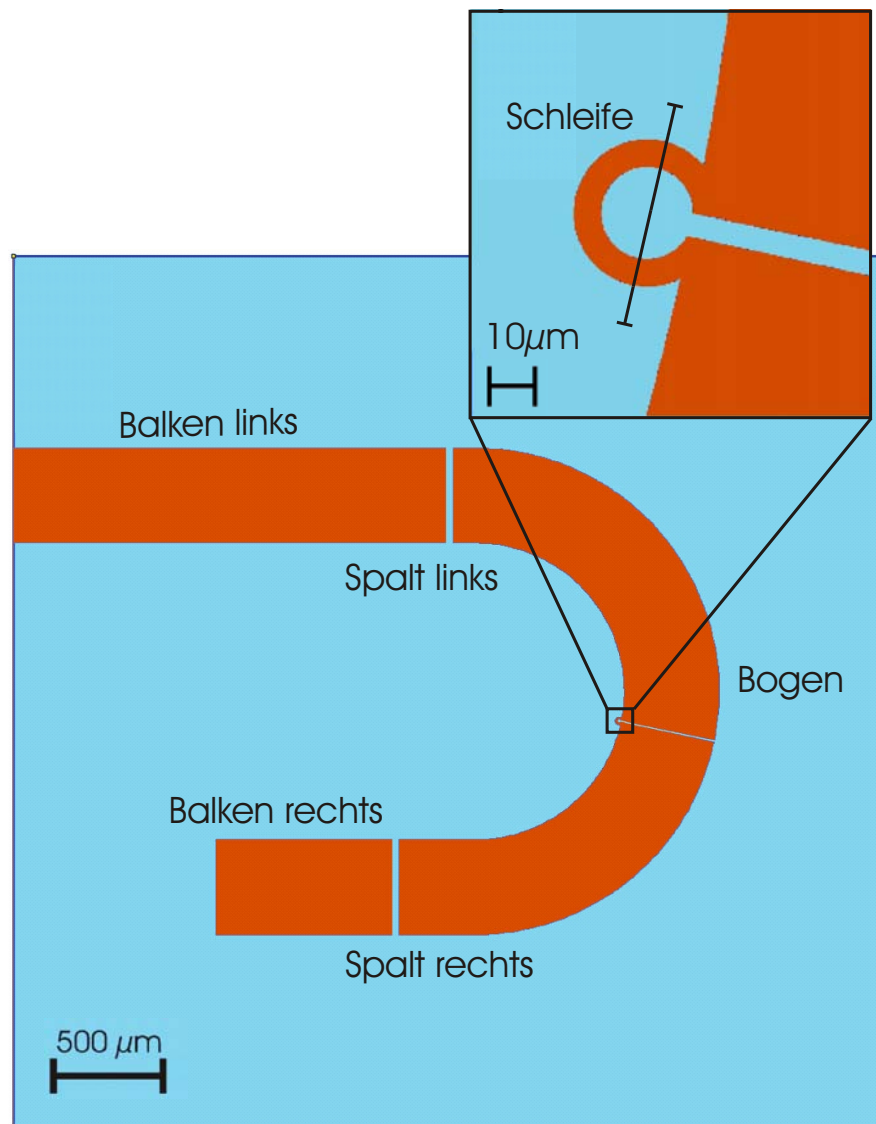


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des U-förmigen Mikroresonators. Im Inset ist eine Vergrößerung der Schleife zu sehen. Durch die Schleife ist eine fiktive Linie gezogen, für diese wurde in Abbildung 3.4 das Magnetfeld an der Oberfläche des Substrates berechnet.

des Mikroresonators zum $50\ \Omega$ Wellenwiderstand des im Experimentellen Aufbau verwendeten Koaxialkabels passt. Dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert, da an den Übergangsbereichen keine ungewollten Mikrowellenreflektionen

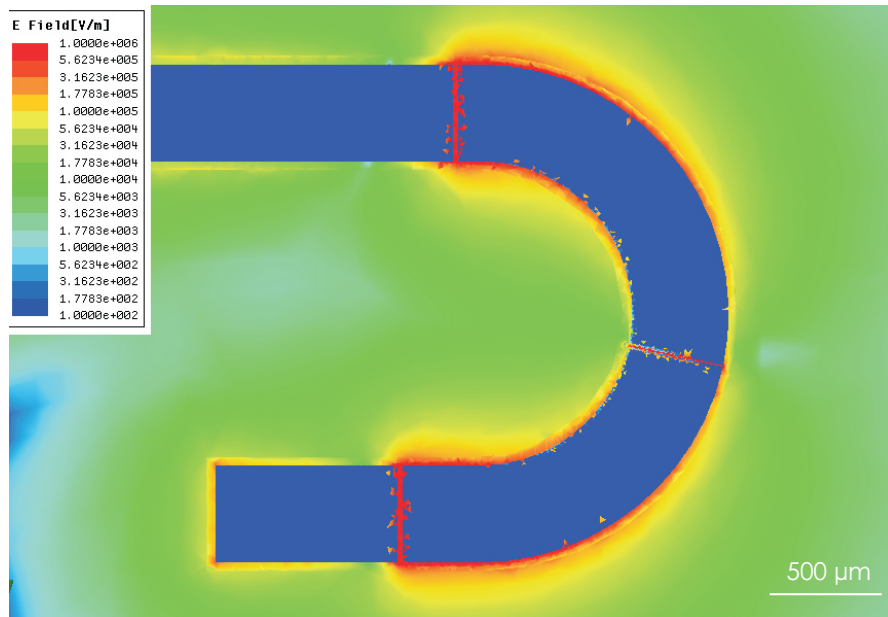


Abbildung 3.2: Simulation des elektrischen Feldes im U-förmigen Mikroresonator. Starke elektrische Felder sind mit Rot gekennzeichnet und schwache Felder mit Blau. Simulation des Magnetfeldes im U-förmigen Mikroresonator. Hohe Magnetfelder sind in roter Farbe dargestellt.

stattfinden, die ein Offsetsignal an der Diode erzeugen.

In der Struktur entsteht zwischen den beiden Spalte eine stehende Welle. Dabei bilden sich an den Spalten links und rechts für das magnetische Feld Knotenpunkte und für das elektrische Feld Wellenbäuche. Der Bogen dazwischen entspricht der Hälfte der zur gewählten Resonanzfrequenz gehörenden Wellenlänge im Substrat. Die Wellenlänge ist jedoch durch die Permittivität ϵ , der Durchlässigkeit eines Materials für elektrische Felder, des Substrates verringert. Dadurch ist der Bogen kürzer als die Wellenlänge im Vakuum. Die Spalte beeinflussen auch die Resonanztiefe und die Güte des Mikroresonators. Die Wellenbäuche des elektrischen Feldes sind in der Abbildung 3.2 zu erkennen. Zur Berechnung der Verteilung des elektrischen Feldes wird das Programm HFSS verwendet, wobei eine Eingangsleistung

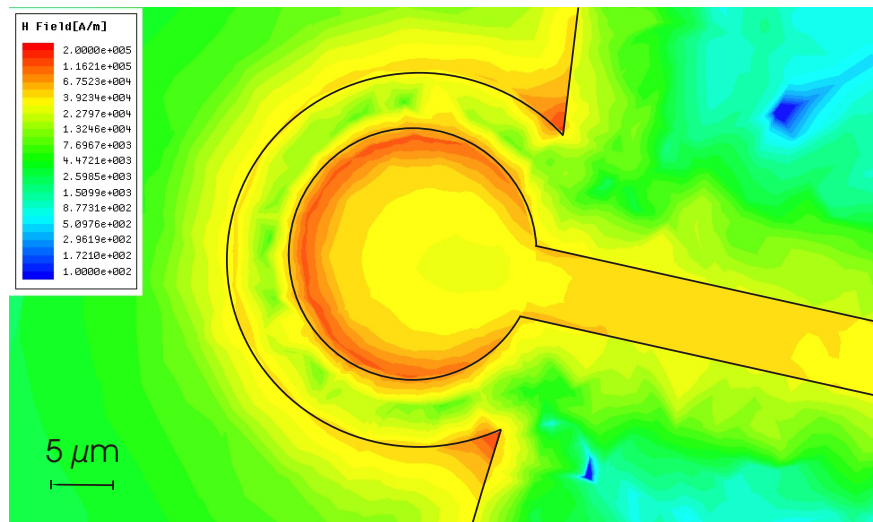


Abbildung 3.3: Simulation des Magnetfeldes im U-förmigen Mikroresonator. Hohe Magnetfelder sind in roter Farbe dargestellt. In der Schleife sind die berechneten Einzelzellen kleiner gewählt, so dass sich eine feinere Darstellung ergibt.

von einem Watt angenommen wurde und die Feldverteilung an der Oberfläche des Substrates simuliert wird. Dabei entspricht rot einem hohen elektrischen Feld und blau einem geringen elektrischen Feld. Das Maximum des elektrischen Feldanteils liegt an der Innenseite des Bogens, der in die Spalte links und rechts übergehen. Die Knotenpunkte des magnetischen Teils der stehenden Welle liegen an der selben Stelle. Im Mikroresonator selber ist das elektrische Feld nahezu Null. In der Mitte des Bogens liegt die Schleife. Dort liegt der Knotenpunkt des elektrischen Feldes und das Maximum des Magnetfeldes. Eine Ansicht des Magnetfeldes in der Schleife ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Ein hohes Magnetfeld ist in rot dargestellt, blau bedeutet kein Magnetfeld. Das Magnetfeld fällt mit $\frac{1}{r}$ ab, wobei r der Abstand vom Rand der Metallschicht des Mikroresonators zum Messpunkt ist. In der Simulation ist das Feld mittels tetragonaler Zellen dargestellt. Die tetragonale Verteilung des Feldes ist durch die Berechnungsmethode zu erklären. Das Programm teilt die zu berechnende Fläche in einem Netz von tetragonalen Zellen

auf. In diesen Zellen wird die Feldverteilung berechnet. Anhand der Feldstärke in den Eckpunkten der Zelle wird die Feldverteilung für die ganze Zelle interpoliert. Aus der Feldverteilung wird der Reflektionskoeffizient der gesamten Struktur berechnet. Im nächsten Schritt teilt der Algorithmus das Strukturvolumen in mehr tetragonale Zellen auf. Überschreitet die Veränderung des Reflektionkoeffizientes einen vorgegebenen Wert, wird die nächste Iteration durchgeführt, bis die Lösung stabil wird. Einzelne Bereiche können bei Bedarf damit genauer berechnet werden. Dies ist im Inneren der Schleife durchgeführt worden, um die Berechnung

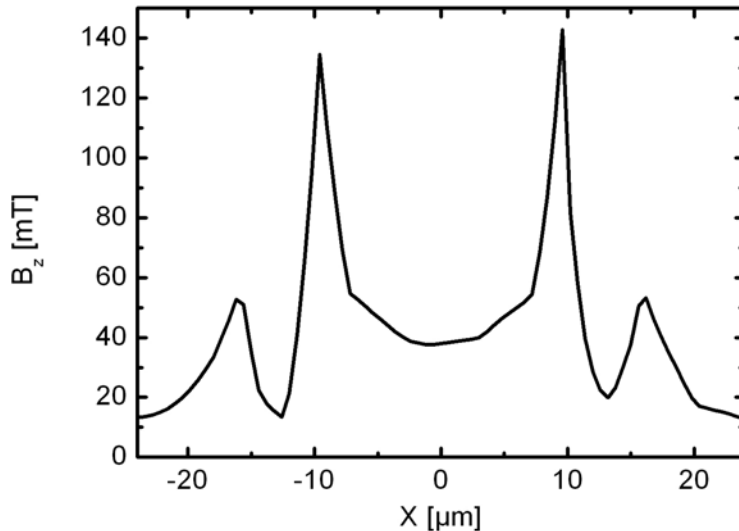


Abbildung 3.4: Durchschnitt durch die Schleife mit dem Magnetfeldanteil B_z in z -Richtung.

des Magnetfeldes am Ort der Probe möglichst genau durchführen zu können. In der Abbildung 3.4 ist die Größe des magnetischen Feldes, die Aus Abbildung 3.3 entnommen wurde, senkrecht zur Oberfläche dargestellt. Es handelt sich hierbei um einen Querschnitt durch die Schleife, wie in Abbildung 3.1 im Inset zu sehen ist. Hierbei ist ein Schnitt durch den Mittelpunkt der Schleife dargestellt. Der In-

nendurchmesser der Schleife beträgt $20\ \mu\text{m}$. Bei $X = \pm 10\ \mu\text{m}$ beginnt die $6\ \mu\text{m}$ breite Kupferschicht der Schleife. Abhängig vom Ort innerhalb der Ebene ist die z -Komponente des Magnetfeldes aufgetragen. Für die Berechnung wurde eine Mikrowelle mit einer Leistung von einem Watt in den Mikroresonator eingekoppelt. Das Magnetfeld in der Mitte der Schleife beträgt $40\ \text{mT}$. Das Magnetfeld innerhalb der Schleife vom Beginn der Kupferschicht ($\pm 10\ \mu\text{m}$), zum Mittelpunkt nimmt mit $\frac{1}{r}$ ab. r ist dabei der Abstand von der Kupferschicht zum Messpunkt. Durch die Überlagerung beider Magnetfeldabfälle ist das Magnetfeld in der Mitte des inneren Bereichs der Schleife nahezu homogen. Zum Rand hin steigt das Feld stark an. Im späteren Verlauf wird daher die zu untersuchende Probe in der Mitte der Schleife platziert. Innerhalb der Kupferschicht fällt das Magnetfeld steiler ab. Am äußeren Rand der Schleife ist das Magnetfeld nicht so groß wie am inneren Rand, weil sich das Magnetfeld des Stromes durch die Schleife im inneren der Schleife konzentriert. In Abbildung 3.5 ist das Magnetfeld in z -Richtung im Mittelpunkt der Schleife,

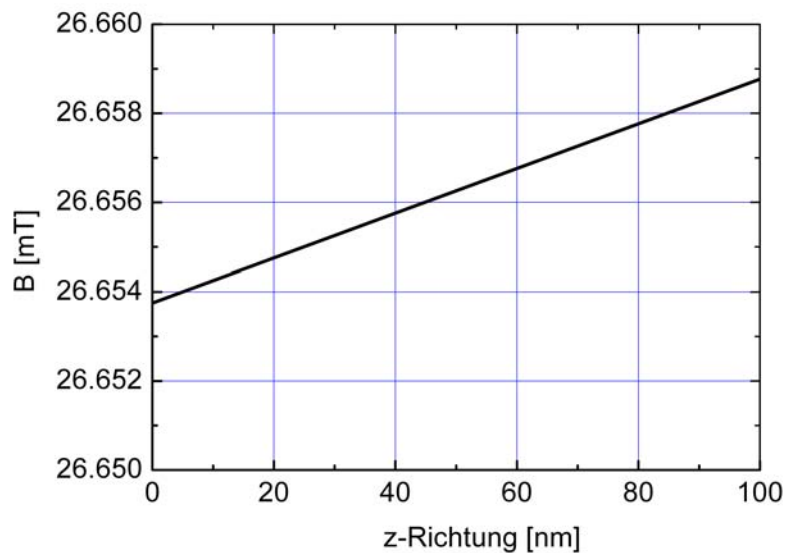


Abbildung 3.5: Magnetfeld im Mittelpunkt der Schleife in z -Richtung.

als Funktion der z -Koordinate, gezeigt. Die Änderung des Magnetfeldes innerhalb der ersten 50nm von der Oberfläche des Substrates beträgt $2,5 \mu T$. Daher kann das Magnetfeld innerhalb des Mikroresonators als homogen angesehen werden.

An Abbildung 3.6 ist die Stromdichteverteilung in dem Durchschnitt durch die

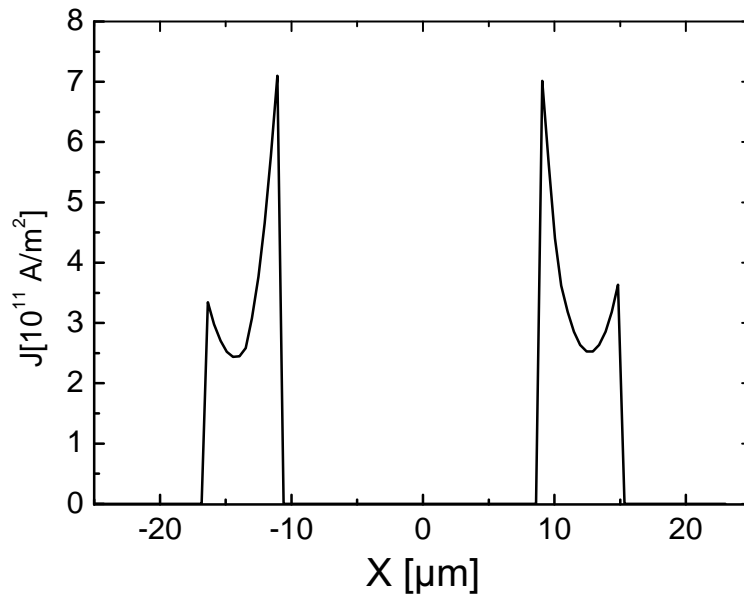


Abbildung 3.6: Durchschnitt durch die Schleife mit der Stromverteilung in der Schleife auf halber Metallschichthöhe.

Schleife dargestellt. Wie in Abbildung 3.4 ist auch hier $X = 0$ der Mittelpunkt der Schleife. Die hier angegebenen Werte sind die Stromdichten in der Mitte der Metallschicht. Zu erkennen ist, dass der Strom nur innerhalb der Metallschicht des Mikroresonators fließt. An den Rändern ist die Stromdichte auf Grund des Skin Effektes höher, als im Inneren. Damit sind die Voraussetzungen für einen Resonator hergestellt. Durch die Rotationssymmetrie der Schleife und Drehung des gesamten Resonators sind Messungen in der Probenebene in allen Winkelrichtungen möglich.

3.1.2 R-förmiger Mikroresonator

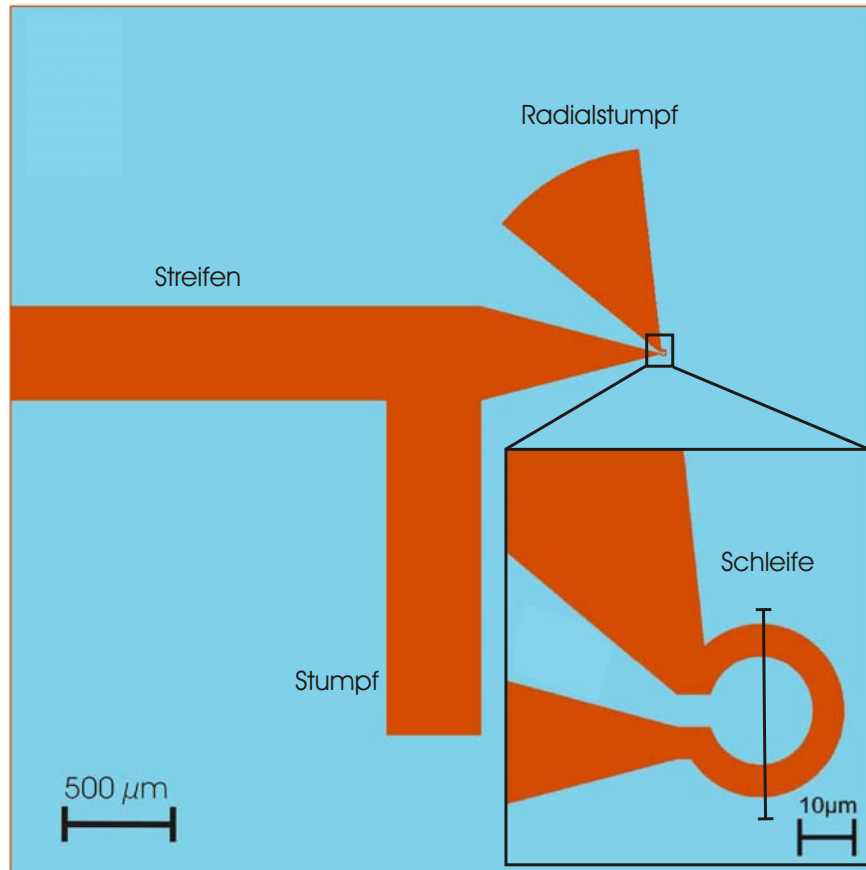


Abbildung 3.7: Schema des R-förmigen Mikroresonators mit einer vergrößerten Ansicht der Schleife.

In diesem Kapitel wird der R-förmige Resonator beschrieben. Der R-förmige Mikroresonator, wie auch der U-förmige Mikroresonator, wurde zur Messung der ferromagnetischen Resonanz entwickelt. Auch die Geometrie dieses Mikroresonators wurde für eine Resonanzfrequenz von 14 GHz entwickelt. Zu sehen ist diese in Abbildung 3.7. Rechtwinklig zum Streifen befindet sich der Stumpf. Der Streifen verjüngt sich oberhalb des Stumpfs. An dessen Ende befindet sich die Schleife. Diese ist im Inset vergrößert dargestellt. Der Durchschnitt durch die Schleife ist als Erläuterung zu Abbildung 3.10 genauer beschrieben. An die Schleife grenzt

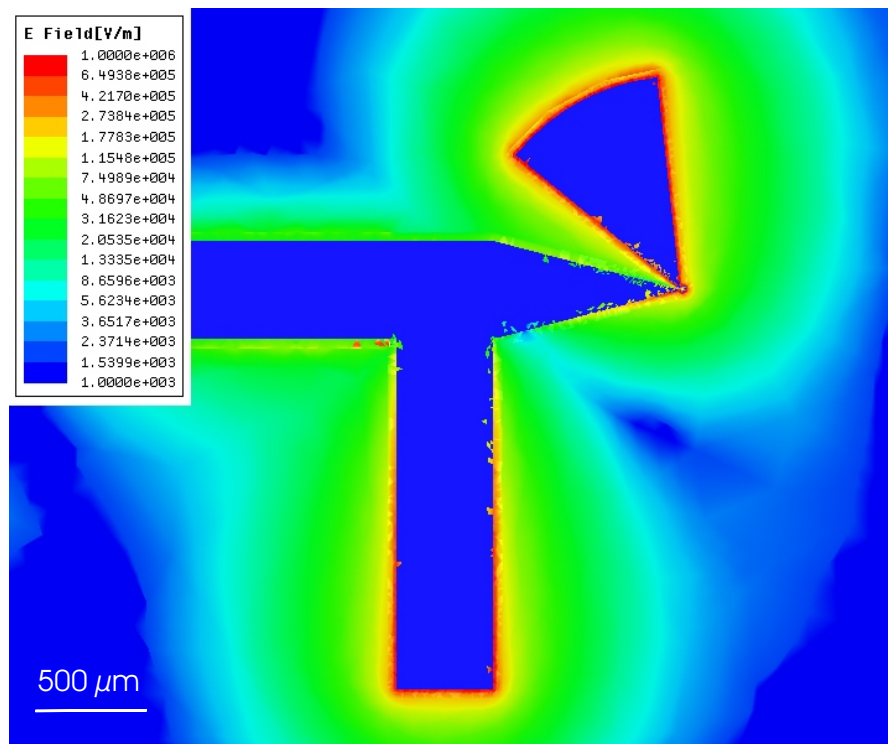


Abbildung 3.8: Simulation des elektrischen Feldes im R-förmigen Mikroresonator. Starke elektrische Felder sind mit Rot gekennzeichnet und schwache mit Blau. Die stehende Welle steht zwischen dem Ende des Radialstumpfes und des Stumpfes.

von der anderen Seite der Radialstumpf, der aus einem Kreisausschnitt besteht, an. Während der Messungen wird die Mikrowelle in den Streifen eingekoppelt. Der genaue Aufbau zur Verwendung des Mikroresonators ist in Kapitel 3.4 dargestellt. Bei diesem Mikroresonator bildet sich eine stehende Mikrowelle zwischen dem Radialstumpf und dem Stumpf aus. Die Länge dieses Bereiches entspricht der durch die Permittivität des Substrates verkürzten Wellenlänge. Abbildung 3.8 zeigt eine Simulation des elektrischen Feldes der Mikrowelle im Bereich des Mikroresonators. Mit rot wird eine hohe Feldstärke und mit blau eine niedrige Feldstärke angezeigt. Die polygone Verteilung des Magnetfeldes entsteht durch die Berechnung mit dem

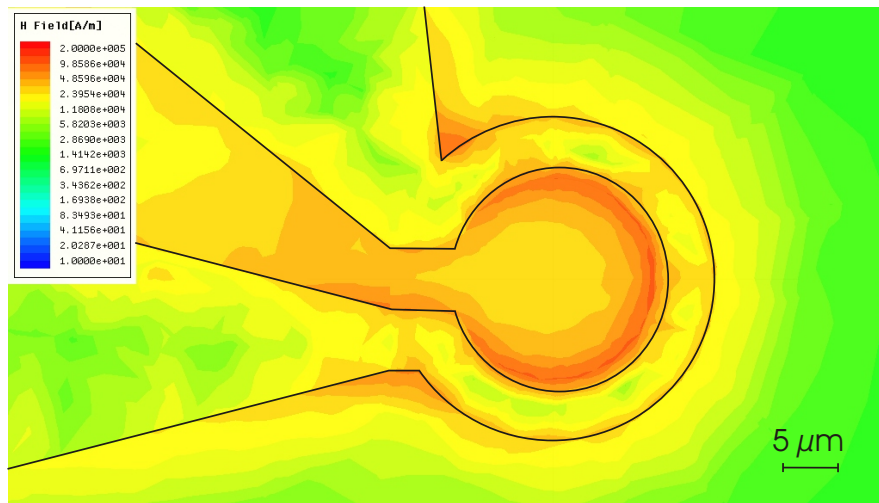


Abbildung 3.9: Simulation des Magnetfeldes im R-förmigen Mikroresonator. Hohe Magnetfelder sind in roter Farbe dargestellt. In der Schleife sind die berechneten Einzelzellen kleiner gewählt, so dass sich eine feinere Darstellung ergibt.

Programm HFSS. Dabei wird das zu berechnende Volumen in tetragonale Zellen aufgeteilt. Die Magnetfelder an den Ecken werden berechnet. In den Zellen wird mit dem Farbverlauf der Übergang zwischen den interpolierten Werten gekennzeichnet. An den Enden des Radialstumpfes und des Stumpfes ist der elektrische Feldanteil am größten. Dabei ist im Mikroresonator nur ein relativ geringes elektrisches Feld, nur da es durch die Schleife größtenteils abgeschirmt wird. In der Schleife, die einen Innendurchmesser von $20 \mu\text{m}$ besitzt, befindet sich das Maximum des magnetischen Feldanteiles, der durch den Strom in der Schleife erzeugt wird. In Abbildung 3.9 ist die Schleife des Mikroresonators durch die schwarze Umrandung gekennzeichnet. Die Intensität des magnetischen Feldes ist mit rot für hohe Felder und blau für niedrige Felder dargestellt.

In Abbildung 3.10 ist die Magnetfeldkomponente der eingestrahlten Mikrowelle in z-Richtung in Abhängigkeit des Ortes X dargestellt. Dabei ist der Ort ein Querschnitt durch die Schleife, wie es in Abbildung 3.7 angedeutet ist. Null μm

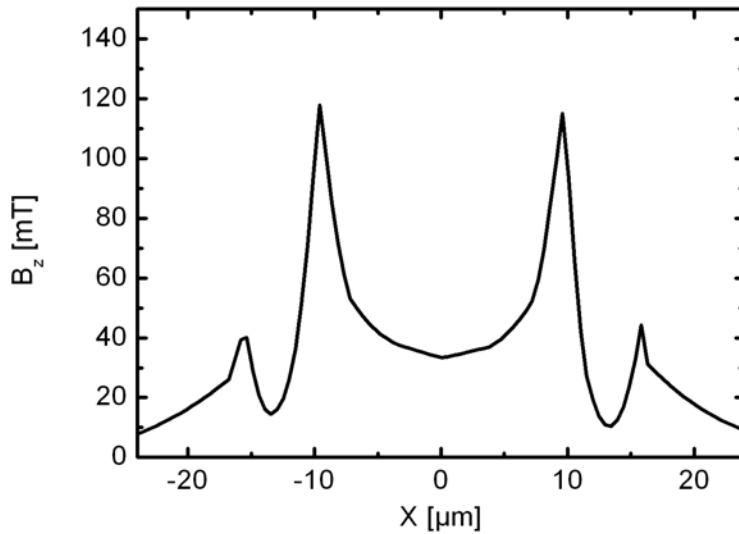


Abbildung 3.10: Durchschnitt durch die Schleife mit dem Magnetfeld B_z in z-Richtung.

bezeichnet dabei den Mittelpunkt der Schleife. Zwischen $\pm 10 \mu\text{m}$ liegt der Mikroresonator. Das Feld nimmt mit $\frac{1}{r}$ vom Metallrand des Resonators zur Mitte hin ab, so dass in der Mitte der Schleife ein nahezu homogenes Feld mit 35 mT steht, wenn eine Leistung von 1 W angelegt wird. Hierbei überlagern sich die abfallenden Magnetfelder beider Seiten. Die Mikrowelle wird über ein Koaxialkabel in die Mikrowelle eingekoppelt. Das Koaxialkabel besitzt eine Impedanz Z vom 50Ω und einen zusätzlichen Imaginären Widerstandsanteil. Die Schleife ist durch eine Verjüngung mit dem Streifen verbunden. Dieser transformiert die Impedanz der Schleife so, dass am Ende der Verjüngung der reale Teil der Impedanz 50Ω wird. Der Imaginärteil der Impedanz wird durch den Stumpf kompensiert, so dass die Impedanz des Streifens an die Impedanz des Koaxialkabels angepasst ist.

In Abbildung 3.11 zeigt ein Ersatzschaltbild aus der Elektrotechnik [32]. Im Vergleich sind die einzelnen Bauteile den Elementen des Mikroresonators zugeordnet.

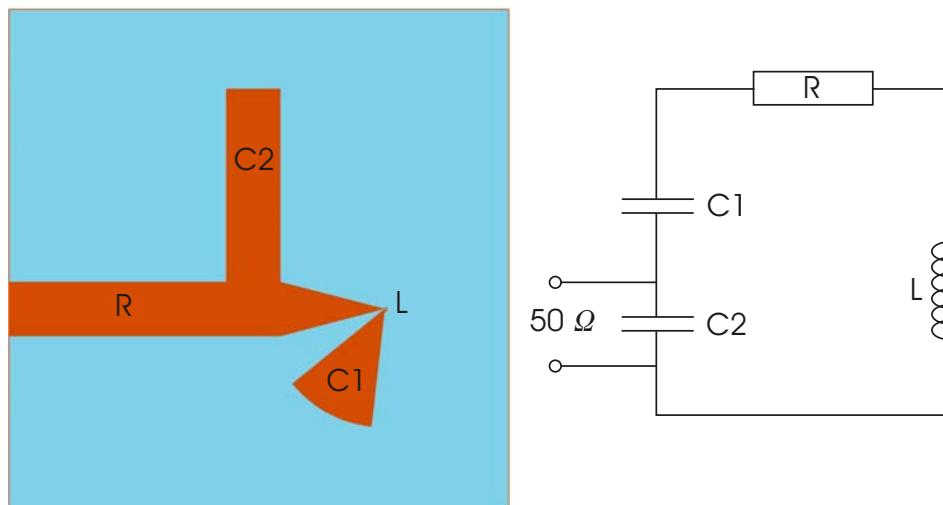


Abbildung 3.11: Ersatzschaltbild aus der Elektrotechnik mit den Kondensatoren C 1 und C 2, dem Widerstand R und der Induktivität der Spule L. Zuordnung der Bauteile zu den Elementen des R-förmigen Mikroresonators.

Der Kondensator C 2 kann dem Stumpf zugeordnet werden. Der Radialstumpf entspricht dem Kondensator C 1. Dessen Abstand zum Ende des Stumpfes stellt die Resonanzfrequenz ein. Der Widerstand R ist der Widerstand des gesamten Resonators. L ist die Induktivität der Schleife.

3.2 Grundlagen der Herstellung und Messung

Im Folgendem werden die verwendeten Apparaturen vorgestellt, die zur Herstellung und Charakterisierung der Mikroresonatoren und Proben verwendet werden. Dafür wird das Rasterelektronenmikroskop und die Aufdampfanlagen dargestellt.

3.2.1 Rasterelektronenmikroskop

Das Rasterelektronenmikroskop (REM) vom Typ Leo 1530 wird zur Herstellung und zum Abbilden von Strukturen verwendet. Für die Herstellung von Strukturen

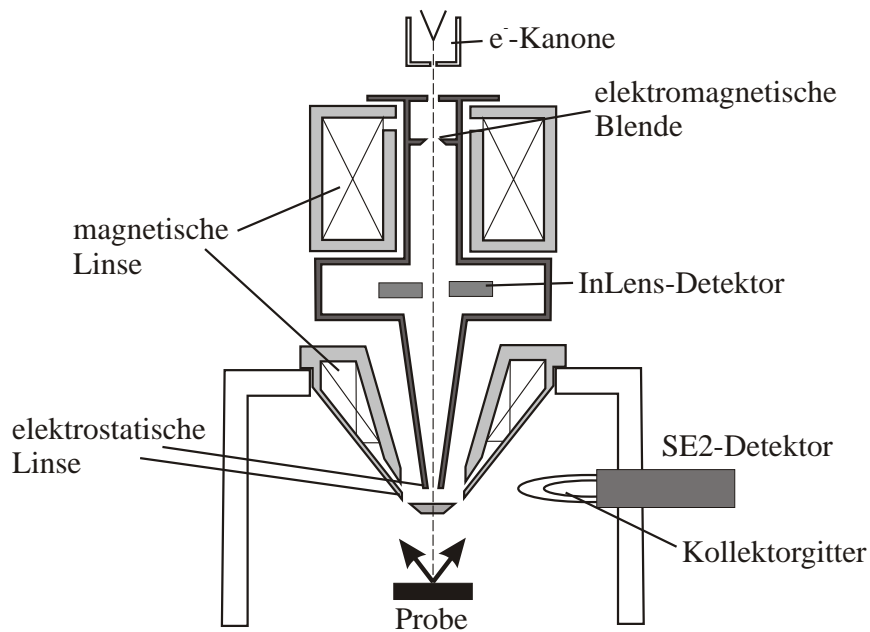


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau des Rasterelektronenmikroskop [33]

steht zusätzlich die Schreibeinheit Elphy Plus der Firma Raith zur Verfügung. Der Herstellungsprozess ist in Kapitel 3.3.1 näher erläutert. Das REM besteht aus einer Hauptkammer, in der ein Vakuum aufgebaut wird, und einer daran befindlichen Schleuse, die zum Transferieren der Proben in die Hauptkammer dient.

Abbildung 3.12 zeigt schematisch den Aufbau des REMs. Die Elektronen werden aus der thermischen Feldemissionskathode (ZrO/W-Kathode) bei einem Druck von besser als $1 \cdot 10^{-9}$ mbar ausgelöst. Anschließend werden die Elektronen mit einer Spannung von 0,2 kV bis 30 kV beschleunigt. Der Elektronenstrahl wird mittels elektrischer und magnetischer Linse wie auch Blenden auf die Probe fokussiert. Es stehen Blenden in den Größen $7,5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$ und $120 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Der Probenhalter befindet sich üblicherweise 5 mm von der Elektronensäule entfernt. Dieser Arbeitsabstand kann bis auf maximal 25 mm

vergrößert werden. Es ist zusätzlich möglich, den Probenteller vertikal und lateral zu verschieben sowie zu verkippen und zu drehen. Damit ist es möglich, die Probe von vielen Richtungen abzubilden. Der Elektronenstrahl rastert die Oberfläche der Probe zeilenweise ab. Die Elektronen werden dabei an der Probe gestreut und lösen, je nach Austrittsarbeit des Materials, Sekundärelektronen aus. Die Anzahl der rückgestreuten Elektronen hängt von der Masse der Elemente ab. Sind die Elemente schwerer gibt es eine stärkere Rückstreuung als bei leichteren. Die

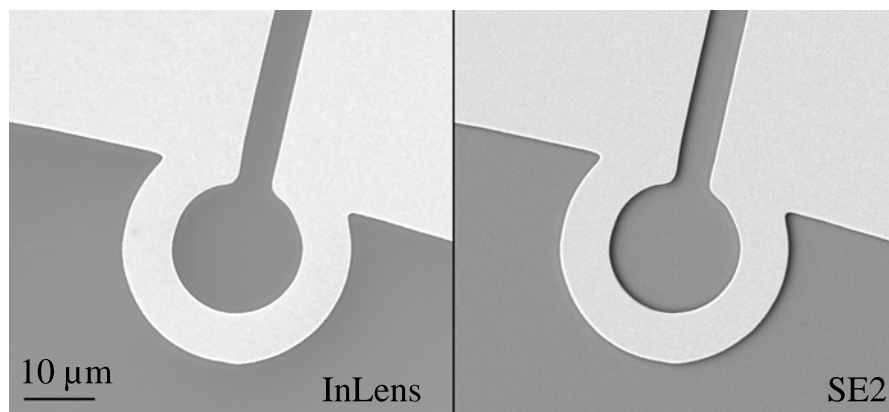


Abbildung 3.13: Schleife des U-förmigen Mikroresonators mit dem REM aufgenommen. Für das Linke Bild wurde der InLens-Detektor verwendet, für das Rechte der SE2-Detektor.

Elektronen können dann in zwei verschiedenen Detektoren erfasst werden. Der InLens-Detektor befindet sich in der Elektronensäule und detektiert hauptsächlich die zurückgestreuten Elektronen [33]. In Abbildung 3.13 wurde die Schleife des u-förmigen Mikroresonator links mit dem InLens- Detektor und rechts mit dem SE2-Detektor aufgenommen. Je nach Anzahl der einfallenden Elektronen in den Detektor wird die Oberfläche mit hellem Kontrast, bei einer hohen Anzahl einfallender Elektronen, oder dunklem Kontrast, bei wenigen Elektronen, dargestellt. Der SE2-Detektor befindet sich seitlich abgewinkelt zur Probe. Der Ursprung der dort ankommenden Elektronen hängt auch von der Topographie der Probe ab. Die Elektronen, die an den Kanten der Oberfläche, zum Beispiel an einer Leiterbahn,

gestreut und ausgelöst werden, haben eine höhere Wahrscheinlichkeit den Detektor zu erreichen, wenn die Kante dem Detektor zugewandt ist. Das liegt daran, dass die Elektronen auf der abgewandten Seite eine gebogene Bahn beschreiben müssen, um in den Detektor zu gelangen. Dadurch entsteht der Eindruck einer dreidimensionalen Darstellung, weil eine Seite scheinbar im Schatten liegt wie in Abbildung 3.13 links zu sehen ist. Es ist möglich Bilder in verschiedenen Scange-
schwindigkeiten und mit verschiedenen Auflösungen aufzunehmen. In den Bildern ist es möglich laterale Dimensionen und Winkel abzumessen.

Zur Probenherstellung werden bereits gering leitfähige Substrate, üblicherweise Silizium oder Galliumarsenid, verwendet. Dieses wird, wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, vorbereitet. Im Rasterelektronenmikroskop wird mittels einer mit Goldpartikeln bedeckten Probe der Elektronenstrahl einjustiert und somit Apertur- und Stigmatorfehler minimiert. An dem zu beschreibenden Substrat werden die Ecken eingelezen um eine Verkippung der zu schreibenden Struktur relativ zum Rand zu vermeiden. Dies ist auch wichtig, wenn dasselbe Substrat in einem zweiten Schritt erneut beschrieben werden soll. Mit dem Programm Elphy Plus wird ein Layout erstellt. Dieses gibt vor, an welchen Stellen der Elektronenstrahl den Lack beschreiben soll. Es ist möglich, das Layout punktiert oder in Linien zu schreiben. Die Verweildauer des Elektronenstrahls hängt von der Beschleunigungsspannung, den dadurch entstehenden Elektronenstrom und der Blendengröße ab. Wobei eine Mindestverweildauer von 375 ns besteht. Das Substrat muss eine geringe Leitfähigkeit aufweisen, damit die überschüssigen Elektronen abgeführt werden können. Ansonsten können Aufladungserscheinungen auftreten, die den Elektronenstrahl ablenken.

3.2.2 Aufdampfanlagen

Für die Herstellung der Mikroresonatoren werden zwei verschiedene Aufdampfanlagen verwendet. Die Ultrahochvakuum (UHV) Aufdampfanlage wird für geringe Schichtdicken bis zu 60 nm und insbesondere für magnetische Schichten verwendet. Dickere Schichten werden mit der Hochvakuum (HV) Aufdampfanlage aufgedampft.

3.2.2.1 Ultrahochvakuum Aufdampfanlage

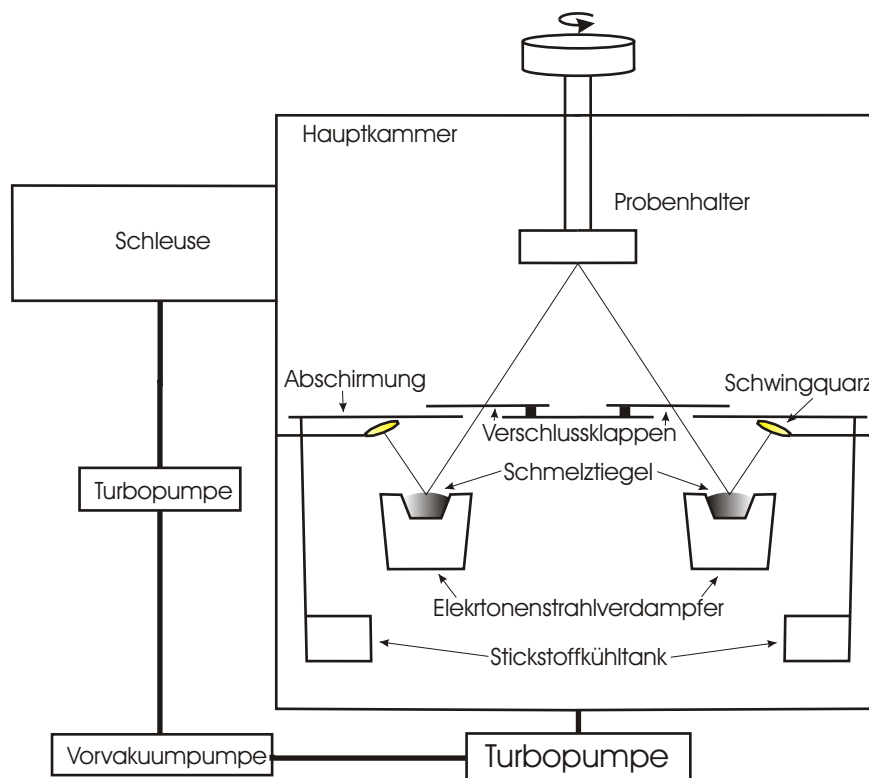


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau der UHV Aufdampfanlage

Die UHV Aufdampfanlage besteht aus einer Haupt- und Transferkammer. Der Hauptkammer-Basisdruck von 3×10^{-10} wird durch eine Drehschieber- & Turbopumpenkombination erzeugt, wobei in der Nähe des wassergekühlten Elektronenstrahl-

Verdampfers eine mit flüssigem Stickstoff betriebene Kühlfalle installiert ist. In Abbildung 3.14 ist die Aufdampfanlage schematisch dargestellt. Innerhalb der Schleuse herrscht durch eine Turbopumpe ein Basisdruck von 1×10^{-7} mbar. In der Schleuse befindet sich eine magnetisch gelagerte Transferstange, an die der Aufdampfprobenhalter angeschraubt werden kann. Der Probenhalter besitzt 9 Probenplätze und kann mit verschiedensten Blenden bestückt werden. Dadurch ist es möglich, die ganze Probe oder nur Teile der Probe zu bedampfen. Der Probenhalter kann mit einem geringem Basisdruckverlust in die Hauptkammer überführt werden. Darin wird er auf eine höhenverstellbare und drehbare Schwalbenschwanzverbindung geschoben. Es können zwei mal vier verschiedene Materialien (Gold, Kupfer, Titan, Permalloy, Platin, Nickel, Cobalt und Gadolinium) aufgedampft werden. Die Materialien befinden sich in wassergekühlten Schmelztiegeln, welche durch Großgewindeschrauben an eine Position gedreht werden, auf die der computergesteuerte, mit Hochspannung beschleunigte, Elektronenstrahl trifft, um das Material zu verdampfen. Nach einem geregelten Aufwärmvorgang wird die eingestellte Aufdampfrate erreicht und die Verschlussklappe zur Bedampfung der Probe wird geöffnet. Mittels zweier Schwingquarze wird die aufgedampfte Schichtdicke und somit die Aufdampfrate bestimmt. Außerdem wird der Aufdampfzeitraum mit den Verschlussklappen geregelt.

3.2.2.2 Hochvakuum Aufdampfanlage

Die Hochvakuum Aufdampfanlage wird zum Aufdampfen von hohen Metallschichten verwendet. Ursprünglich wurde die Aufdampfanlage von S. Kirsch aufgebaut [34]. Nachträglich wurde sie modifiziert. In Abbildung 3.15 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Das Vorvakuum wird durch eine Drehschieberpumpe erzeugt. Diese unterstützt die Turbopumpe, so dass ein Basisdruck von 1×10^{-7} mbar erreicht wird. Das Aufdampfmaterial befindet sich in einer Wolfram Glühwendel.

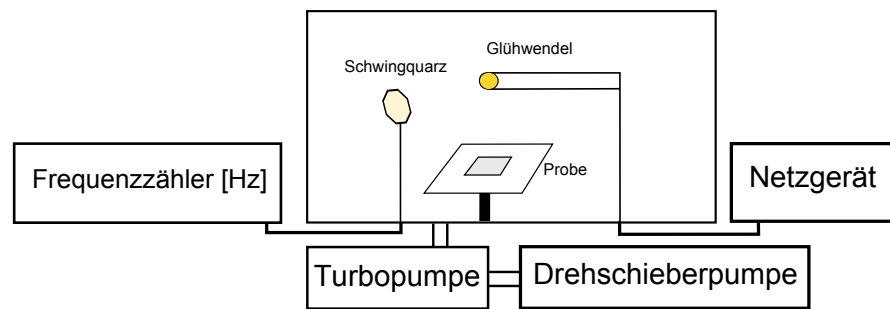


Abbildung 3.15: Schematischer Aufbau der HV Aufdampfanlage

Durch diese fließt ein Strom von bis zu 22 Ampere bei einer Leistung von insgesamt 30 Watt. Der Strom fließt an der Glühwendel durch das Aufdampfmaterial. Durch den Widerstand des Materials wird es erhitzt und verdampft. Je nach Stromstärke und Abstand zwischen Glühwendel und Probe, können verschiedene Aufdampfarten eingestellt werden. Zur Messung wird der Schwingquarz mit Frequenzzähler verwendet. Wird ein Schwingquarz bedampft, verringert sich seine Eigenfrequenz. Diese Abnahme ist proportional zur aufgedampften Schichtdicke. Es können in dieser Aufdampfanlage standardmäßig Gold, Kohlenstoff, Kupfer und Silber eingebaut werden, wobei jeweils die Glühwendel mit dem Aufdampfmaterial ausgetauscht wird.

3.3 Herstellung

Zur Herstellung der Mikroresonatoren und der Proben wird die Elektronenstrahlolithographie verwendet, mit welcher bis zu 50 Nanometer große Strukturen hergestellt werden können. Anhand der Herstellung des Mikroresonators soll der allgemeine Hergang der Elektronenstrahlolithographie beschrieben werden. Es wird im Folgendem erklärt, wie ein Mikroresonator hergestellt wird und damit die Elektronenstrahlolithographie beschrieben. Desweiteren wird die Herstellung der Permalloy Probe und der Eisenprobe erklärt.

3.3.1 Herstellung der Mikroresonatoren

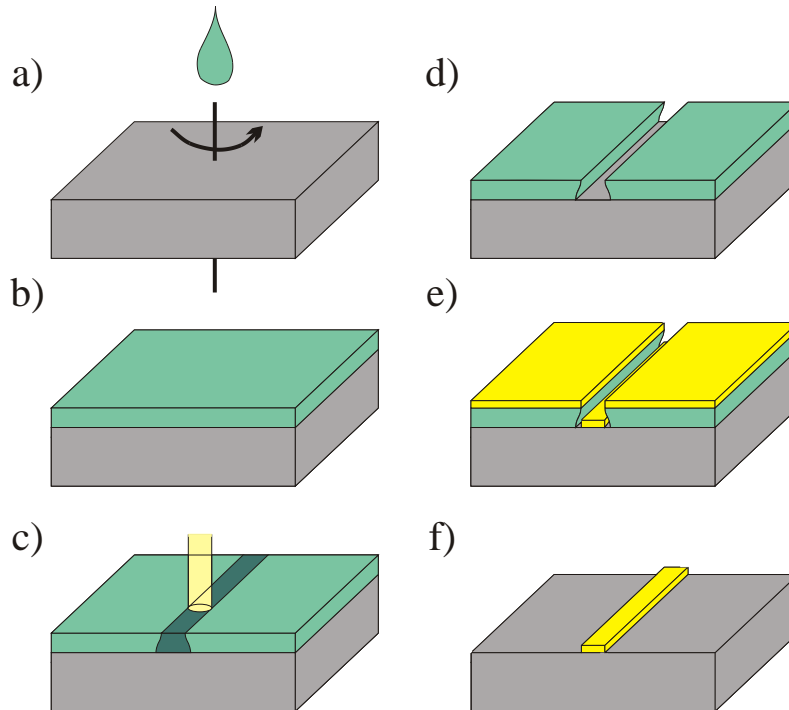


Abbildung 3.16: Herstellungsschritte der EBL. a) Lack auf das saubere Substrat aufschleudern b) Tempern c) Belichten mit Elektronenstrahl d) Entwickeln e) Bedampfen f) Lift-off

Der Mikroresonator wird mittels Elektronenstrahlolithographie hergestellt [35]. Dafür wird ein leitfähiges Silizium oder Galliumarsenid Substrat der Größe $4 \times 4 \times 0.525 \text{ mm}^3$ für 10 Minuten im Ultraschallbad mittels Aceton gesäubert, wodurch alle Schmutz- und Staubpartikel entfernt werden. Auf Grund dessen werden Unebenheiten oder Defekte im Lack verhindert. Es wird ein Polymethylmethacrylate-Photolack (PMMA) des Typs 600K mit 7% Feststoffanteil verwendet, welcher auf das Substrat getropft wird, während dieses mit Unterdruck auf der Lackschleuder gehalten wird. Das Substrat wird mit $10000 \frac{U}{min}$ für 30 Sekunden gedreht. Dadurch verteilt sich der Lack gleichmäßig auf dem Substrat, wie in Abbildung 3.16 b [35] gezeigt wird. Dadurch hat der Lack überall die gleiche Dicke. Die Parameter

wurden im Rahmen verschiedener Arbeiten ermittelt [36, 37]. Das Substrat mit Lack wird auf der Heizplatte bei 150 °C für 10 Minuten getempert (3.16 b). Dadurch verdampft das Lösungsmittel und der Lack bekommt eine ebenmäßig glatte Oberfläche. Abgekühlt wird das Substrat in das Rasterelektronenmikroskop transferiert. Dort wird mit Hilfe des Elektronenstrahls eine Struktur, die durch ein Layout vorgegeben wird, belichtet, wie es in Abbildung 3.16 c) dargestellt ist. Für den U-förmigen Mikroresonator wird alles, was in der Abbildung 3.1 orange eingefärbt ist mit dem Elektronenstrahl belichtet. Das Layout beinhaltet nicht nur den Mikroresonator, sondern auch eine laufende Nummer und Marken. Die Marken werden zum Einjustieren des Substrates benötigt wenn dieses ein zweites Mal beschrieben werden soll. Die Marken sind in der Rasterelektronenaufnahme des U-förmigen Mikroresonators in Abbildung 3.17 zu sehen. Die Drei- und Vierecke befinden sich an bestimmten Koordinatenpunkten, die eine wiederholte Ausrichtung ermöglichen. Im Rasterelektronenmikroskop entspricht der Arbeitsabstand

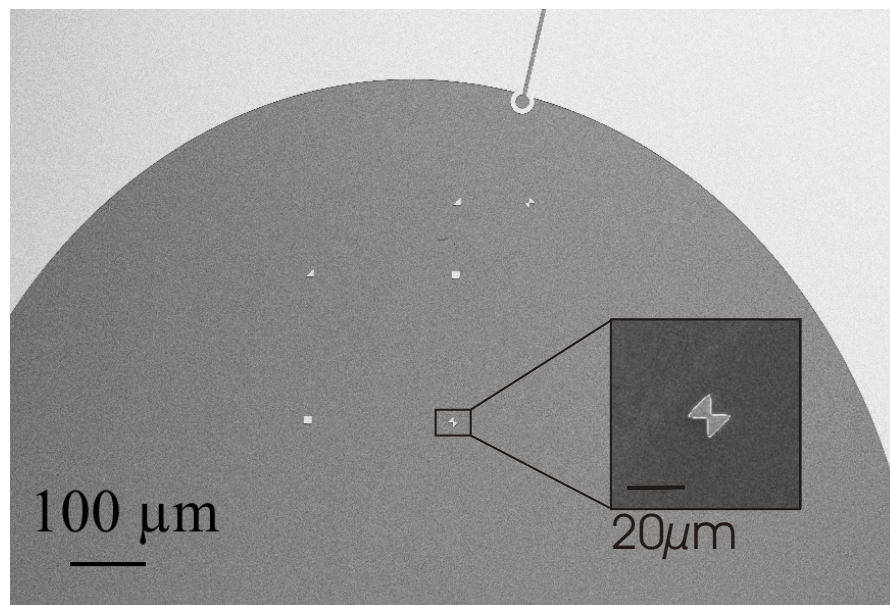


Abbildung 3.17: REM Bild eines U-förmigen Mikroresonators mit den Marken in Inneren des Bogens.

zwischen Elektronensäule und dem Substrat 25 mm. So kann der Elektronenstrahl weit genug abgelenkt werden, um ein Arbeitsfeld mit 4000 μm Seitenlänge abzurastern. Der übliche Arbeitsabstand, um ein maximales Arbeitsfeld von 800 μm abzurastern, beträgt 6 mm. Die angelegte Beschleunigungsspannung beträgt dabei 13 kV. Der dadurch angelegte Elektronenstrom von ca. 150 pA wird durch eine Blende mit einem Durchmesser von 30 μm kollimiert. Der Lack wird während der Belichtung mit einer Dosis von 300 $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ beschrieben. Hierbei wird ein Positivlack verwendet. Durch das Beschreiben mit dem Elektronenstrahl wird die Löslichkeit des Lackes verändert. Der belichtete Lack wird in einem Entwicklungsprozess ausgelöst (Abb.: 3.16 d)). Der Rest des Lackes bleibt auf dem Substrat. Bei einem Negativlack wird der Lack durch die Belichtung so verändert, dass dieser Teil nach dem Entwicklungsprozess auf dem Substrat bleibt [7]. Für den Entwicklungsprozess des Positivlackes wird das Substrat für 2 Minuten in den Entwickler (75% Methylisobuthyleketon, 25% Isopropanol) und danach für 30 Sekunden in dem Stopper AR600-60 (organisches Lösungsmittelgemisch) gelegt. Danach wird die restliche Flüssigkeit mit Stickstoffdruckpistole entfernt. Wie in Abbildung 3.16 d) schematisch gezeigt ist, besitzt der Lack an den belichteten Rändern ein unterkehliges Profil. Während des Belichtungsvorgangs werden einige Elektronen vom Substrat rückgestreut und belichten den Lack an der Grenzfläche zum Substrat zusätzlich. Im nächsten Schritt wird das Substrat mit Metall bedampft. Dafür wird es mit dem strukturierten Lack in die UHV-Aufdampfanlage eingebaut. Dort werden 5 nm Titan - zur Haftverbesserung - und 10 nm Kupfer aufgedampft. In der HV-Aufdampfanlage wird dann eine dicke Schicht Kupfer aufgedampft und mit 40 nm Gold abgedeckt, um Oxidation zu verhindern. Die Dicke der Kupferschicht wurde für die einzelnen Mikroresonatoren von 300 nm bis 700 nm variiert, um deren Einfluss zu untersuchen. Das gesamte Substrat, wie auch der Lack, ist mit Metall bedeckt. Der Lack ist dabei höher als die Metallschicht (Abb. 3.16 e). Im letzten

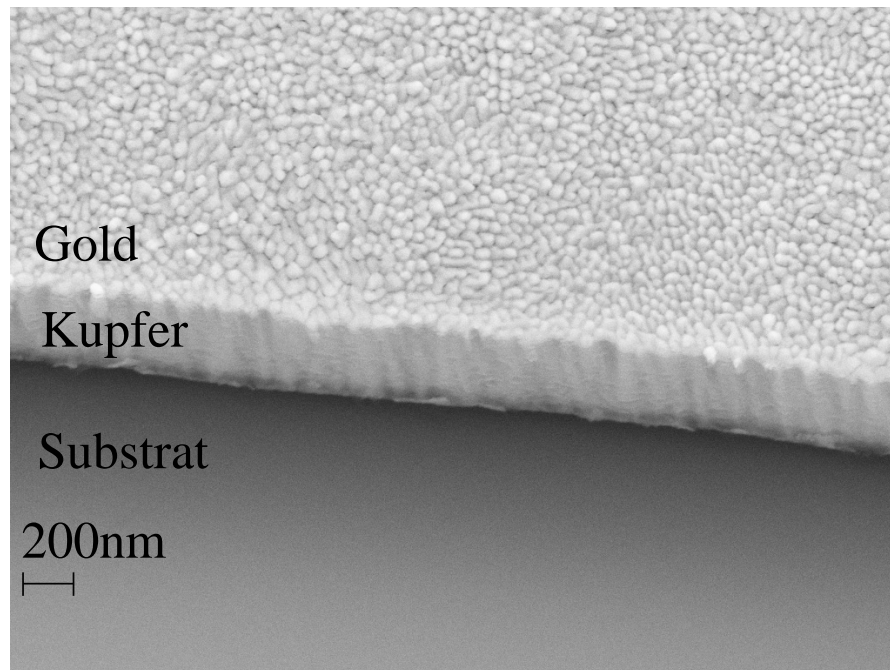


Abbildung 3.18: REM Bild der Kupferschicht des Mikroresonators. An der Oberfläche ist das Inselwachstum der Goldabdeckung zu erkennen.

Schritt wird in einem Lift-off Prozess der restliche Lack in warmen Aceton bei 75 °C aufgelöst. Dadurch wird das sich auf dem Lack befindliche Metall abgelöst und nur jenes, welches sich auf dem Substrat befindet, bleibt erhalten. Eine Kante einer solchen mit Gold abgedeckten Kupferschicht auf einem Substrat ist in der Rasterelektronenmikroskopaufnahme 3.18 zu sehen. Auf dem Substrat befindet sich dadurch nur noch der durch das Layout vorgegebene Mikroresonator mit den Marken.

3.3.2 Herstellung der Permalloy Probe

Der fertige Mikroresonator wird mit dem Lack des Typs 950 K mit 4% Feststoffanteil belackt. Dieser Lack ist empfindlicher als der, welcher für die Mikroresonatoren verwendet wird. Daher lassen sich mit diesem feinere Strukturen schreiben. Für

die feinen Strukturen wird der Lack mit $6000 \frac{U}{min}$ für 30 Sekunden aufgeschleudert und anschließend für 10 Minuten bei $150 \text{ }^\circ\text{C}$ getempert, so dass auch hier ein gleichmäßig hoher und glatter Lack auf dem Substrat besteht. Im Rasterelektronenmikroskop wird der Mikroresonator mittels der Ecken des Substrates und den Marken einjustiert. Dafür werden die Ecken des Substrates eingelesen und die Winkelverschiebung ausgeglichen. Die Marken wurden an bestimmten Koordinatenpunkten geschrieben. An diesen Koordinaten werden die Marken mit dem Elektronenstrahl abgerastert und gegebenenfalls daran ausgerichtet. So kann ein Layout aus verschiedenen übereinandergelagerten Formen, die aus verschiedenen Materialien bestehen, hergestellt werden. Hier wird die Probe in der Schleife platziert. Innerhalb der Schleife kann die Form der Probe frei gewählt werden. Geschrieben wird das Layout der Probe mit einem Arbeitsabstand von 5 mm, einer Blende mit $10 \mu\text{m}$ Durchmesser, einem Arbeitsfeld mit $800 \mu\text{m}$ Seitenlänge und einer Beschleunigungsspannung von 20 kV. Der typische Elektronenstrom beträgt dabei 20 pA . Es wird mit einer Dosis von $160 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ geschrieben. Für den Entwicklungsprozess wird das Substrat für 2 Minuten in den Entwickler und danach für 30 Sekunden in dem Stopper gelegt. In der UHV-Aufdampfanlage wird mit einer Rate von $0,3 \text{ \AA/s}$ Permalloy (Py) aufgedampft. Zusätzlich werden 5 nm Gold als Schutzschicht gegen Oxidation aufgedampft. Die Lackreste und das ungewünschte Material werden anschließend mit warmen Aceton entfernt.

3.3.3 Herstellung der Eisenprobe

Um eine epitaktische Eisenprobe in einem Mikroresonator messen zu können wird zuerst die Probe hergestellt [38, 39] und dann der Mikroresonator. Das Galliumarsenid Substrat, mit einer (001)-Oberfläche, wird für 10 Minuten im Ultraschallbad mit Aceton gesäubert. In der Aufdampfanlage wird die Oberfläche des

Substrates mit Argonionen beschossen. Die oberen Galliumarsenid Atome werden dadurch von der Oberfläche des Substrates entfernt. Damit wird gewährleistet, dass die Oberfläche des Substrates nur aus kristallinem Galliumarsenid besteht. Zusätzlich wird das Substrat geheizt, damit die Atome eine gewünschte Oberflächenrekonstruktion erzeugt wird. Die Pseudo 4x6-Rekonstruktion ist Arsenarm und vermindert somit Vermischung mit dem Eisen. Die Rekonstruktion wird mittels Beugung niederenergetischer Elektronen an der Oberfläche (LEED) überprüft. Dafür wird ein Elektronenstrahl auf die Oberfläche gelenkt, so dass die Elektronen an der Oberfläche gebeugt werden und auf einem fluoreszierenden Schirm ein gitterspezifisches Beugungsmuster abgebildet ist. Es werden daraufhin 10 nm Eisen so langsam aufgedampft, das kristallines Wachstum gewährleistet ist. Dieses wird wiederum mit LEED kontrolliert. Zum Schutz gegen Oxidation werden zusätzlich 2 nm Silber und 3 nm Platin aufgedampft - Platin zur Oxidationsblockade und Silber zur Verhinderung der Durchmischung von Eisen und Platin. Es befindet sich nun ein geschützter Eisenfilm auf dem Substrat. Für die Strukturierung wird das Substrat mit einem Negativlack belackt. Dieser wird mit $6000 \frac{U}{min}$ für 30 Sekunden aufgeschleudert und anschließend für 2 Minuten bei $85^\circ C$ getempert. Im Rasterelektronenmikroskop werden sowohl eine kreisförmige Probe als auch die Strukturierungsmarken belichtet. Dieses erfolgt unter Verwendung einer $7,5 \mu m$ Blende, bei einem Arbeitsabstand von 6 mm, und eines Arbeitsfeldes von $400 \mu m$ Seitenlänge. Es wird eine Beschleunigungsspannung von 20 kV angelegt, so dass der Elektronenstrom $5 pA$ beträgt. Der Lack wird mit einer Dosis von $30 \frac{C}{cm^2}$ belichtet. In dem Entwicklungsprozess wird der unbelichtete Lack entfernt. Die Oberfläche des Substrates wird im nächsten Schritt mit Argonionen beschossen, so dass die Oberfläche entfernt wird. Der Eisenfilm wird damit entfernt und nur der Kreis und die Marken, welche vom Lack geschützt sind, bestehen noch aus Eisen. Der restliche Lack wird im Acetonbad entfernt und die Probe ist fertig. Als nächstes

wird der Mikroresonator, wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben, hergestellt. Der einzige Unterschied besteht darin, dass das Substrat mittels der Marken ausgerichtet wird und die Marken dementsprechend nicht erneut hergestellt werden müssen.

3.4 Aufbau zur Messung der ferromagnetischen Resonanz

Um die ferromagnetische Resonanz Messungen durchzuführen muss der Mikroresonator an den Messaufbau angekoppelt werden. Dafür wurde ein Probenhalter entwickelt und gebaut. Dieser kann für Substrate von verschiedener Größe und Höhe verwendet werden. Im Folgenden wird der in Duisburg verwendete Probenhalter und die verschiedenen Messaufbauten vorgestellt. Es wurden Messungen sowohl in Duisburg als auch in Dortmund vorgenommen. Daher werden die jeweiligen Messaufbauten vorgestellt.

3.4.1 Probenhalter

Der Probenhalter wurde an die Anforderungen des Mikroresonators angepasst. Er besteht aus einem Kupferblock mit Grundfläche 12 mm x 16 mm mit Kupferschrauben. Von diesen wird die Chassisbuchse gehalten. Diese ist im oberen Teil des Bildes 3.19 zu sehen. Sie ist die Verbindung zum 50 Ohm Mikrowellen-Koaxialkabel, welches die Verbindung zum weiteren Messaufbau ist. Der flache Stiftkontakt wird mittels Stellschraube auf den Mikroresonator gedrückt, so dass ein guter Kontakt zwischen Halter, Mikroresonator und Stiftkontakt entsteht. Der Halter kann durch die Flexibilität des Stiftkontakte für verschieden hohe Substrate und Mikroresonatordicken verwendet werden. Das Substrat des Mikroresonators muss bündig an dem Probenhalter anliegen, so dass der Streifen des Mikroresonators einen guten Massekontakt hat und dabei keine zusätzlichen Verluste durch



Abbildung 3.19: Probenhalter mit Massstab in cm. An der Oberseite befindet sich die Cassisbuchse mit dem Anschluss für das Koaxialkabel. Durch die Stellschraube, rechts, wird der Stiftkontakt auf den Mikroresonator, der sich mittig auf den Probenhalter befindet, aber bündig an die Chassisbuchse anliegt, heruntergedrückt.

den Luftspalt entstehen. So wird die Anpassung der Impedanz gewährleistet und mögliche Reflektionen minimiert werden.

3.4.2 Aufbau zur Eigenfrequenzmessung

In Abbildung 3.20 ist der Aufbau der Messung der Eigenfrequenz des Resonators dargestellt. Der Synthesizer erzeugt ein sägezahnartiges Referenzsignal und Mikrowellen, die einen vorgegebenen Frequenzbereich abdecken. Die Mikrowellen gelangen durch den Zirkulator zum Mikroresonator, der sich auf dem Probenhalter (3.4.1) befindet. Im Mikroresonator werden die Mikrowellen teilweise absorbiert. Durch den Zirkulator werden die von dem Mikroresonator reflektierten Mikrowel-

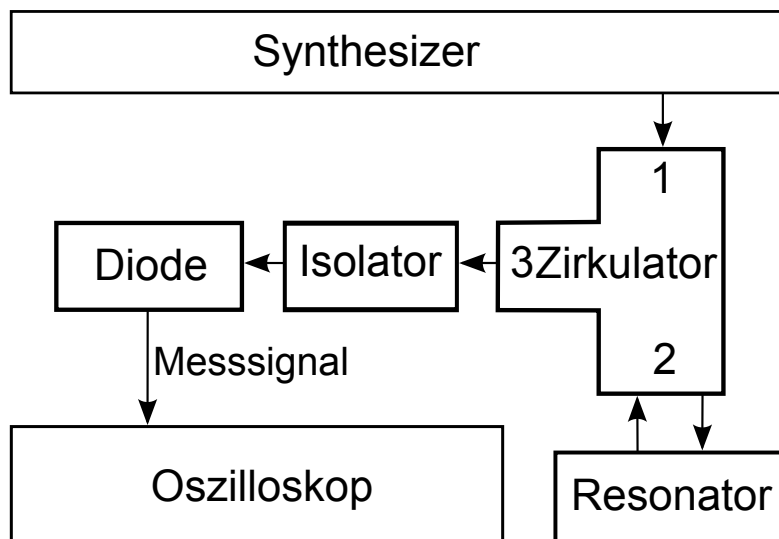


Abbildung 3.20: Messaufbau zur Bestimmung der Eigenfrequenz der Mikroresonatoren

len in den Isolator geleitet. Dieser minimiert Störungen durch Interferenzen und Reflexionen, die im Wellengang und an Bauteilübergängen entstehen können. Die Diode wandelt die Mikrowellen in ein elektrisches Signal um. Dieses Messsignal und das Referenzsignal des Synthesizers werden im Oszilloskop dargestellt. Bei der Eigenresonanzfrequenz ist die Absorption maximal.

3.4.3 Messaufbau Duisburg

Zur Messung der ferromagnetischen Resonanz in Duisburg ist der Messaufbau wie in Abbildung 3.21 dargestellt aufgebaut. Durch den Mikrowellensynthesizer wird die Mikrowelle, mit der Resonanzfrequenz des gefüllten Mikroresonators, erzeugt. Das Referenzsignal wird in der Lock-in Verstärker geleitet. Die Daten des Lock-in Verstärkers werden von einem Computers ausgelesen. Die Mikrowelle, die durch den Mikroresonator läuft, wird zuerst durch einen Zirkulator geleitet. Der Zirkulator ist ein Bauteil mit drei Anschlüssen. In den Anschluss eins wird die

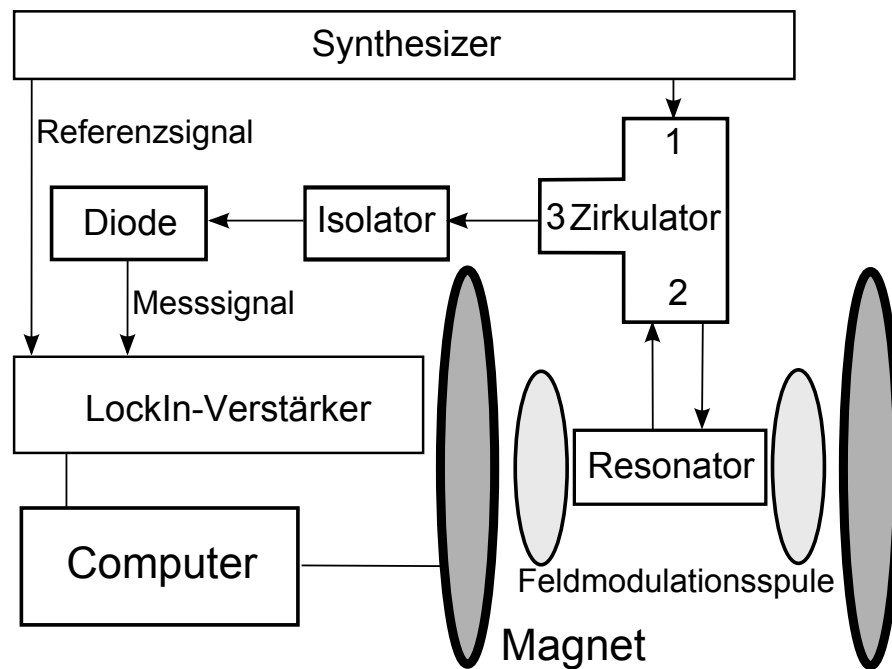


Abbildung 3.21: Schematischer Aufbau der Messapparatur in Duisburg.

Mikrowelle eingekoppelt und gelangt durch Anschluss zwei weiter Richtung Mikroresonator. Eine Reflektion zu 1 ist durch den Isolationswert des Zirkulators (hier 18 dB typisch) vermindert. Durch ein Koaxialkabel gelangt die Mikrowelle zum Probenhalter und dem darin befindlichen Mikroresonator. Dieser befindet sich zwischen den Polschuhen des Magneten, die ein externes Magnetfeld erzeugen, welches durch den Computer gesteuert wird. Zusätzlich sind Feldmodulationsspulen um den Probenhalter angebracht, die ein zusätzliches moduliertes Magnetfeld erzeugen. Bei der Resonanzfrequenz wird die Mikrowelle im Mikroresonator zum größten Teil absorbiert und nur ein geringer Teil wird reflektiert. Dieses reflektierte Signal gelangt durch das Koaxialkabel zurück in Anschluss zwei des Zirkulators. Von dort aus wird es in den Anschluss drei in den Isolator weitergeleitet. Der Isolator reduziert Störsignale, die durch Reflektionen und Interferenzen in den Kabeln entstehen. Die Diode wandelt die Mikrowelle mittels eines Widerstandes in ein DC-Spannungssignal um. Dieses wird vom Lock-in Verstärker gemessen. Zusätzlich

wird der Referenzsignal des Mikrowellensynthesizers eingelesen. Es lassen sich für die Messung am Lock-in Verstärker verschiedene Zeitkonstanten einstellen. Dadurch wird das ankommende Signal über einen bestimmten Zeitraum aufintegriert und dann erst als Messsignal weitergegeben. Im Computer wird dieses Messsignal in Verbindung mit dem Magnetfeldwert des externen Feldes, welches mit der Hallsonde gemessen wird, gespeichert. Es ist möglich, das Magnetfeld automatisch für bestimmte Feldbereiche durchlaufen zu lassen.

3.4.4 Messaufbau Dortmund

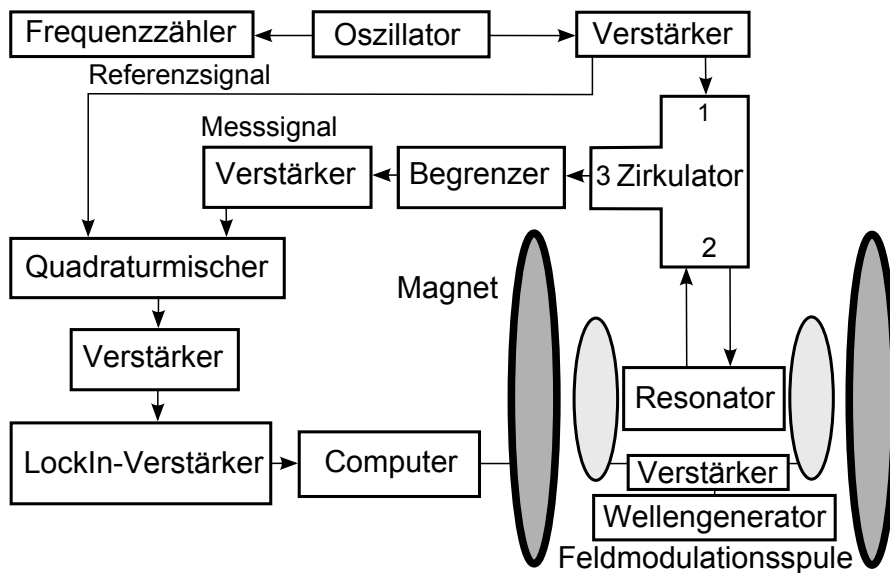


Abbildung 3.22: Schematischer Aufbau der FMR Messapparatur in Dortmund. Macintosh Computer mit selbstgeschriebener MacExp Software [30].

Der schematische Aufbau zur ferromagnetischen Resonanz Messung in Dortmund ist in Abbildung 3.22 gezeigt [30]. Die Mikrowelle wird mit der Resonanzfrequenz des Mikroresonators im Oszillator erzeugt und mit dem Frequenzzähler angezeigt. Das Signal wird durch Verstärker in den Zirkulator (von 1 nach 2) in

den Mikroresonator geleitet. Der Mikroresonator befindet sich zwischen Feldmodulationsspulen, die ein magnetisches Wechselfeld erzeugen. Angeregt werden diese über einen Wellengenerator, dessen Signal zusätzlich verstärkt wird. Die Feldmodulationsspulen und der Mikroresonator befinden sich in einem Elektromagneten. Dieser wird mit einem Computer gesteuert. Das reflektierte Messsignal wird durch den Zirkulator (von 2 nach 3) durch einen Begrenzer und einen Verstärker geleitet. Zu hohe und zu niedrige Signale werden dabei abgeschnitten und das Messsignal wird wiederum verstärkt. Das Messsignal und das Referenzsignal werden im Quadraturmischer gemischt, wiederum verstärkt und mit 2 Lock-In Verstärkern ausgelesen. Mit selbst geschriebener MacExp Software wird der Magnet und die Lock-In Verstärker gesteuert und ausgelesen.

4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden zunächst die Ergebnisse der Charakterisierung der leeren Mikroresonatoren vorgestellt um die Qualität der Mikroresonatoren dazulegen. Daraufhin werden Messungen an zwei verschiedenen ferromagnetischen Materialien beschrieben um das Potential der neuen Mikroresonatoren zu demonstrieren. Erste Messungen wurden an polykristallinem Permalloy durchgeführt, da es sich dabei um ein gut bekanntes System mit sehr kleiner magnetischen Anisotropie handelt. Daher kann man hier die FMR-Anregungen optimal doch die Formanisotropie der Proben modulieren. Als zweites Probensystem wurde epitaktisches Eisen untersucht. Im Gegensatz zum Permalloy bestimmt hier die magnetische Kristallanisotropie die Lage der Resonanzsignale.

4.1 Eigenschaften des Mikroresonators

Die Mikroresonatoren wurden für die Messung der ferromagnetischen Resonanz entwickelt. Sie wurden in zwei verschiedenen Ausführungen hergestellt, R- und U-förmig (siehe Abbildung 3.1 und 3.7). Diese beiden Ausführungen wurden in der Herstellung so variiert, dass sie bei optimaler Feldverteilung und Güte für die ferromagnetische Resonanz auch den Abmessungen des Lithographieverfahrens sowie den Abscheidungseigenschaften für die magnetischen Materialien auf dem Dielektrikum genügen. Im Rahmen der Optimierung wurden der Einfluss der Schichtdicke und die Maße der verschiedenen Mikroresonatoren bestimmt. Ausserdem wurden die Eigenresonanzfrequenzen sowie die Güte gemessen.

4.1.1 Schichtdickenbestimmung der Mikroresonatoren

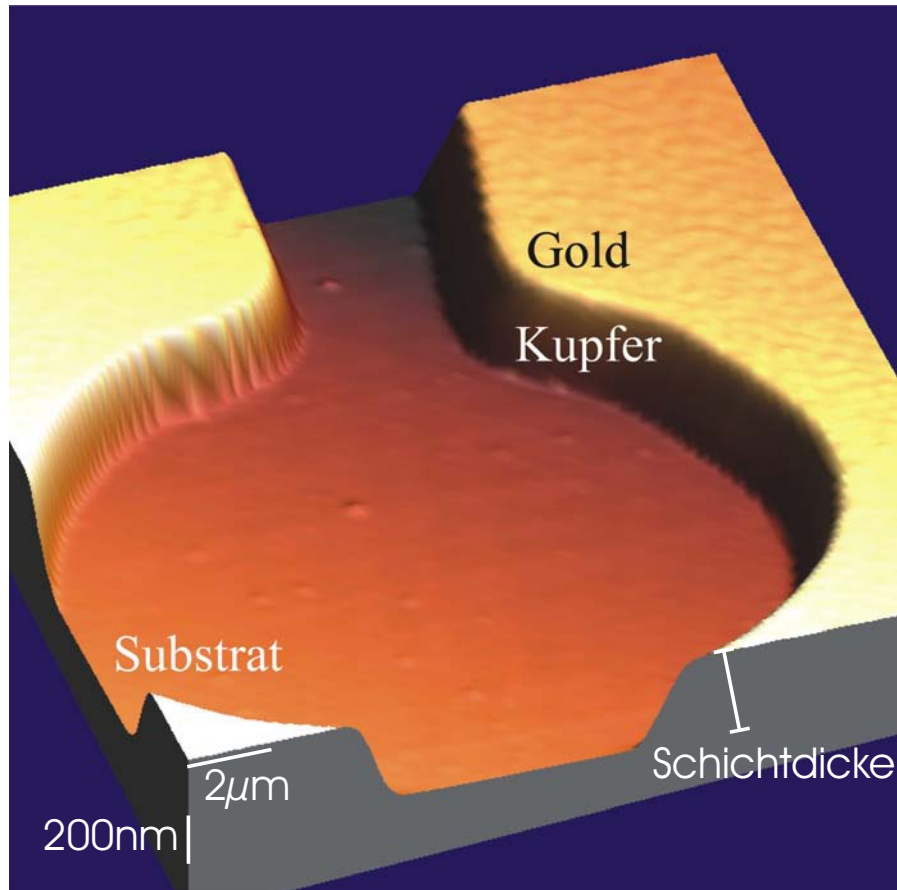


Abbildung 4.1: Perspektivische Darstellung der mit dem Rasterkraftmikroskop gemessenen Schichtdicke von 320 nm. Der Ausschnitt ist $20 \times 20 \mu m^2$ groß [40].

Es wurden Mikroresonatoren mit verschiedenen Schichtdicken hergestellt. Die Schichtdicke hat Einfluss auf die Eigenschaften des Mikroresonators (siehe dazu Kapitel 4.1.3) und wurde mit einem Rasterkraftmikroskop ausgemessen [13]. In Abbildung 4.1 ist eine perspektivische Darstellung einer solchen Höhenmessung gezeigt. Zu sehen ist das Höhenprofil des Innenteils der Schleife, der Resonatorbereich für die Probe, deren Innendurchmesser $20 \mu m$ beträgt. Die Seitenlängen des gemessenen Ausschnittes sind $20 \mu m$ lang. Die Schichtdicke der hier 320 nm.

Die rot eingefärbte Oberfläche ist das Dielektrikum, die erhöhten gelben Flächen sind die Kupferschicht mit einer Deckschicht aus Gold. Es ist zu erkennen, dass die Kante zwischen der Oberseite der Kupferschicht und dem Substrat nicht senkrecht verläuft. Die Flanke verläuft schräg [41, 42]. Zu einem geringen Anteil ist dies auf ein Messartefakt, bedingt durch die Asymmetrie der verwendeten Messspitze des Rasterkraftmikroskopes zurückzuführen. Während des Schreibprozesses der Elektronenstrahlolithographie wurde der Lack durch Sekundärelektronen aus dem Substrat zusätzlich belichtet, so dass ein leicht unterkehliges Profil entsteht. Dies ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Durch dieses Profil wird die Kante des aufgedampften Materials leicht schräg. Allgemein zeigt die Rasterkraftmikroskopaufnahme eine hohe Qualität der Ringstruktur und der daraus resultierenden Homogenität des hochfrequenten Magnetischen Feldes.

4.1.2 Eigenresonanzmessungen verschiedener Mikroresonatoren

In Kapitel 3.4 ist der Aufbau der Eigenresonanzfrequenzmessung der Mikroresonatoren erläutert. Es wird das vom Mikroresonator reflektierte Signal in Abhängigkeit der eingestrahlten Mikrowellenfrequenz gemessen. Bei der Eigenresonanzfrequenz wird die eingestrahlte Leistung im Mikroresonator absorbiert. Die Absorptionsfrequenz wird durch die Geometrie des Mikroresonators auf 14 GHz festgelegt, was der optimalen Frequenz für die zur Verfügung stehende Messbrücke darstellt. In Abbildung 4.2 sind die Eigenresonanzfrequenzen für beide Mikroresonatorformen in Abhängigkeit der Schichtdicke des aufgedampften Resonatormaterials aufgetragen. Die durchschnittliche Eigenresonanzfrequenz des R-förmigen Mikroresonators liegt bei 14 GHz dabei ist die durchschnittliche Abweichung 0.3 GHz. Die maximale Abweichung besitzt der Mikroresonator mit einer Schichtdicke von 461 nm mit 0.58 GHz. Die durchschnittliche Eigenresonanzfrequenz des U-förmigen Mikroresonators liegt oberhalb von 14 GHz bei 14.37 GHz. Durchschnittlich weichen

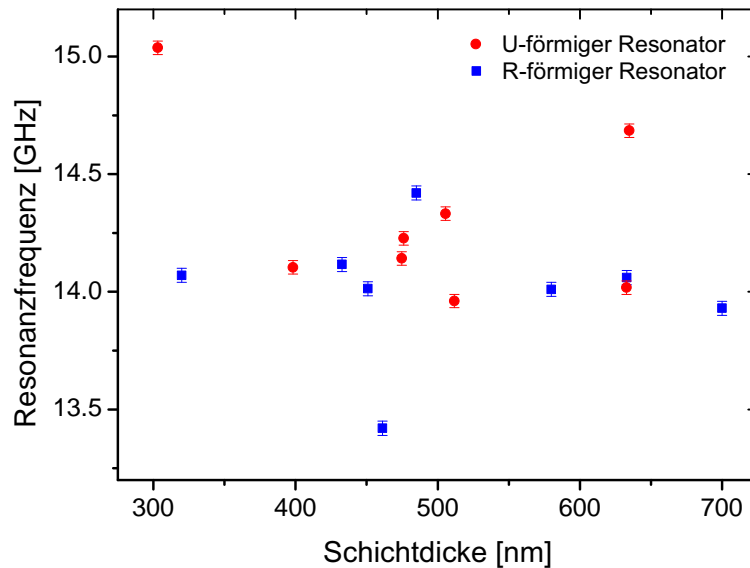


Abbildung 4.2: Bestimmung der Eigenresonanzfrequenz der Mikroresonatoren in Abhängigkeit der Schichtdicke. Die Ausreißer sind durch Defekte und Kratzer bedingt.

die Eigenresonanzfrequenzen um 0.29 GHz ab, wobei die größte Abweichung von 0.76 GHz der Mikroresonator mit der Schichtdicke 303 nm besitzt. Abweichungen der Mikroresonatoren von der theoretisch berechneten Form führen zu den Verschiebungen der Eigenresonanzfrequenzen. Wenn zum Beispiel der Bogen des U-förmigen Mikroresonators länger ist, liegt die Eigenresonanzfrequenz bei höheren Wellenlängen. Ist die Oberfläche durch Staub bedingte Löcher oder Kratzer defekt, ändert sich die Eigenresonanzfrequenz ebenfalls. Die gemessenen Eigenresonanzfrequenzen beider Mikroresonatorformen liegen im Durchschnitt bei einer Eigenresonanzfrequenz von 14.2 GHz. Die U-förmigen Mikroresonatoren besitzen hierbei eine höhere Eigenresonanzfrequenz. Das kann neben einer allgemeinen Vergrößerung der Gesamtstruktur auch daran liegen, dass die Außenseite des Bogens

länger ist als die Innenseite (Abb.: 3.1). Die Länge des Bogens, die einer Eigenresonanzfrequenz von 14 GHz entspricht liegt dabei in der Mitte des Bogens. Es zeigt sich, dass die Kupfer-Gold-Schichtdicke des Mikroresonators keinen systematischen Einfluss auf die Eigenresonanzfrequenz hat.

4.1.3 Schichtdickenabhängigkeit der Güte

Im Rahmen der Optimierung wurde herausgefunden, dass unterschiedliche Schichtdicken Auswirkungen auf die Güte der Mikroresonatoren haben. Es wurden Mikroresonatoren mit Schichtdicken von 300 nm bis 700 nm hergestellt. Dafür wird Kupfer mit einer Abdeckschicht Gold verwendet. Die Schichtdickenobergrenze ist durch die Höhe des verwendeten Lack, welcher bei der Elektronenstrahlolithographie verwendet wird, begrenzt. Dieser besitzt eine bestimmte Höhe und es ist nur möglich geringere Schichtdicken herzustellen. Die Güte wurde für verschiedene Schichtdicken des U- und R-förmigen Mikroresonators gemessen. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt die Güte zu, wie in Abbildung 4.3 gezeigt. Im Graphen ist die Güte der jeweils leeren Mikroresonatoren in Abhängigkeit der Schichtdicke aufgetragen. Der Anstieg der Güte mit der Schichtdicke ist annähernd linear mit einer Steigung von $0.02368 \frac{\text{Güte}}{\text{nm}} \pm 0.00654 \frac{\text{Güte}}{\text{nm}}$. Das Verhalten ist für beide Mikroresonator Typen gleich. Die Güte verbessert sich, da die Querschnittsfläche des Mikroresonators, die Wirkfläche, größer wird und dadurch der Widerstand des Mikroresonators abnimmt [43]. Zusätzlich wird der Einfluss des Skin Effekts verringert [30]. Dabei ist die Stromdichte bei dünnen Schichten an der Oberfläche viel höher, als im Inneren der Metallschicht. Die untersuchten Schichten sind dünner als die doppelte Skintiefe bei einer Anregungsfrequenz von 14 GHz (560 nm für Kupfer). Daher ist der Widerstand des Streifens verringert. Bei dickeren Schichten wird die Querschnittsfläche der Streifen größer, daher sinken die Stromdichte und die Verluste durch den erhöhten Widerstand. Den maximalen Effekt erreicht

man schon bei einer Schichtdicke, die ungefähr der doppelten Skintiefe entspricht. Eine weitere Erhöhung der Schichtdicke wirkt nur noch eingeschränkt, weil die Hochfrequenzströme in dem Streifen hauptsächlich innerhalb der Skintiefe fließen. Die Verluste durch Oberflächenrauigkeit nehmen ebenfalls ab. Die Verluste durch Oberflächenrauigkeit sind hier jedoch sehr gering, weil die aufgedampften Schichten im Vergleich zur Wellenlänge der Mikrowelle sehr glatt sind. Durch diese Rauigkeit gibt es Störsignale, die bei geringeren Schichten mehr zum Signal beitragen, als bei großen Schichtdicken.

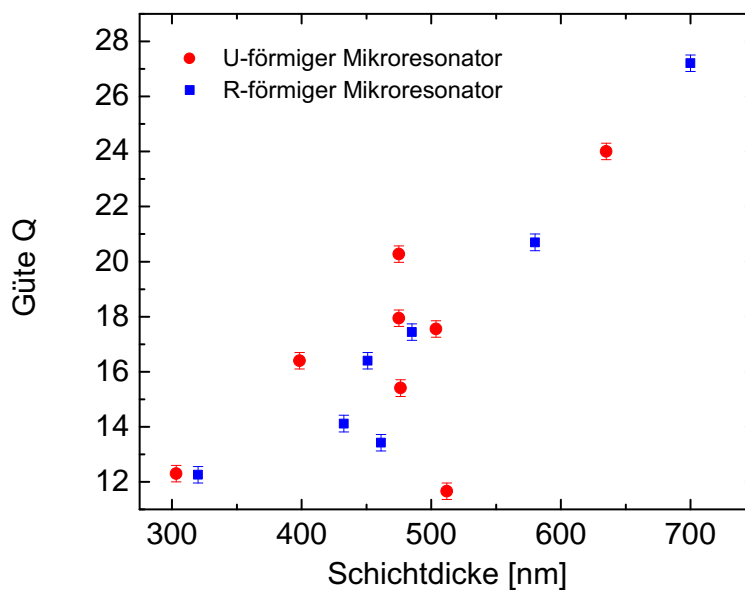


Abbildung 4.3: Güte in Abhängigkeit der Schichtdicke für den U- und R-förmigen Mikroresonator.

4.2 Messungen an Permalloy

In diesem Abschnitt werden einige Eigenschaften des verwendeten Permalloys aufgezeigt. Desweiteren werden für jeden Mikroresonator die Eigenschaften des jeweiligen Permalloystreifens aufgezählt. Es werden jeweils Messungen in zwei Messgeometrien gezeigt. Für den R-förmigen Mikroresonator werden die Messungen zusätzlich mit OOMMF Simulationen verglichen.

Für die ersten Messungen wurde Permalloy ausgewählt, welches eine Legierung aus 80 % Nickel und 20 % Eisen ist. Dieses ferromagnetische Metall ist weichmagnetisch. Die Magnetisierung ist durch geringen Energieaufwand in die Richtung des externen Magnetfeldes drehbar. Selbst im einkristallinen Zustand dominiert die Formanisotropie gegenüber der magnetokristallinen, da Permalloy effektiv keine kristalline Anisotropie besitzt [44]. Der Kristall ist kubisch flächenzentriert (fcc) [45]. In einer Einheitszelle, die eine Kantenlänge von $a = 3.5507 \text{ \AA}$ [46] besitzt, befinden sich vier Atome, die jeweils ein mittleres magnetisches Moment von etwa $1\mu_B$ besitzen, was dem magnetischen Moment eines Spins entspricht [47]. Als Struktur für die ferromagnetischen Resonanz Untersuchung wurde je ein Permalloystreifen mit den Ausmaßen $5 \times 0.5 \times 0.05 \mu\text{m}^3$ ausgewählt. Um die Eigenschaften der Permalloyproben zu überprüfen, wurden im selben Aufdampfvorgang, wie die beiden Permalloystreifen in den Mikroresonatoren, Referenzproben auf Siliziumsubstrate aufgedampft. Diese Proben besitzen somit nominell die gleichen intrinsischen Eigenschaften, wie die untersuchten Permalloy Streifen. Die Referenzprobe ist ein scheibenförmiger Permalloyfilm. Für diese Probe wurde die Magnetisierung bestimmt, und es wurden konventionelle FMR Messungen durchgeführt. Mittels einer Messung in der supraleitenden Quanteninterferenzeinheit (SQUID) wurde die Magnetisierung des Permalloys $M = 832 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$ ($\pm 5\%$) bei Raumtemperatur bestimmt, welche auch in den OOMMF Simulationen verwendet wird (Kapitel 2.5).

Mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) [10] wurde die Homogenität der magnetischen Eigenschaften der Probe überprüft. Dafür wird linearpolarisiertes Licht an der Oberfläche der Probe reflektiert. Durch die Magnetisierung der Probe dreht sich die Polarisationssebene des Lichtstrahles, wobei die Drehung proportional zur Magnetisierung ist. In Abbildung 4.4 ist jeweils das Diodensignal, welches proportional zur Magnetisierung der Probe ist, in Abhängigkeit des Magnetfeldes gezeigt. Die Magnetisierung wurde in zwei verschiedenen Orientierungen der Probe, an jeweils drei verschiedenen Orten bestimmt. Da die Kurven übereinstimmen, kann davon ausgegangen werden, dass die Magnetisierung homogen ist.

Desweiteren wurden an der Referenzprobe frequenzabhängige ferromagnetische

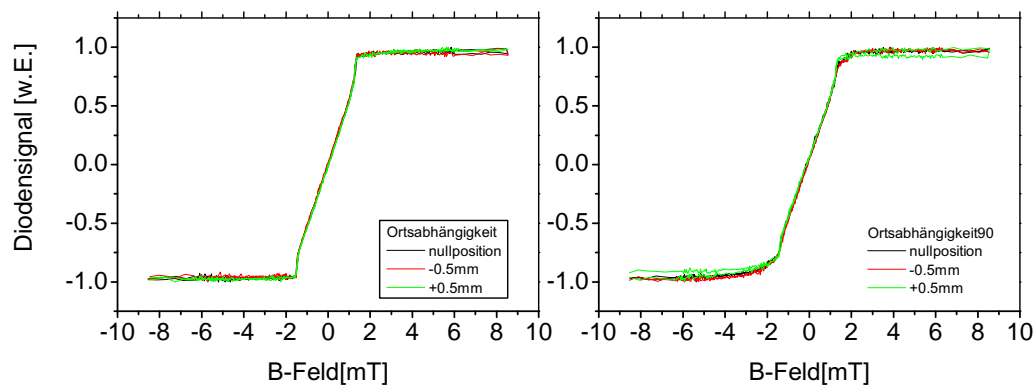


Abbildung 4.4: Ortsabhängige MOKE-Messungen der Magnetisierung der Referenzprobe entlang zweier Achsen, die orthogonal zueinander liegen. Dabei wurde jeweils an drei verschiedenen Orten, in der Mitte der Probe (Nullposition) und je mit einem Abstand von $\pm 0.5 \text{ mm}$ versetzt, gemessen.

Resonanz Messungen wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, durchgeführt. Die Resonanzfelder sind in Abbildung 4.5 in Abhängigkeit der Mikrowellenfrequenz aufgetragen. Das eingezeichnete Resonanzfeld der uniformen Mode für 14 GHz liegt

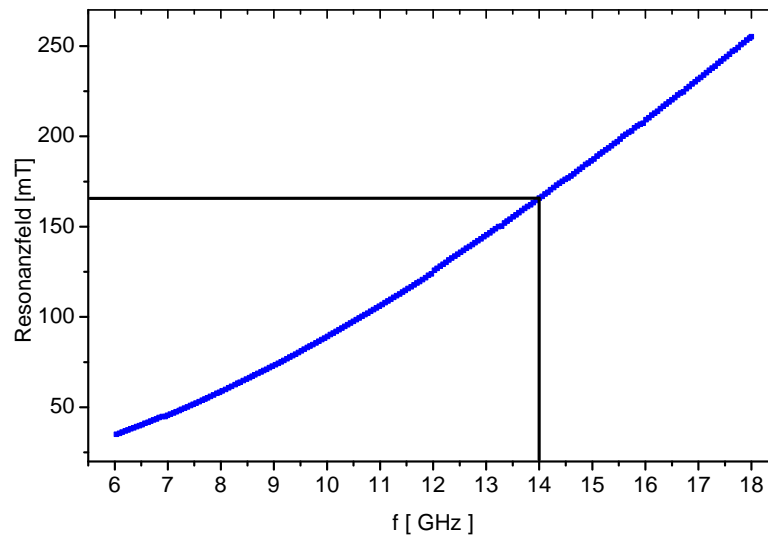


Abbildung 4.5: Resonanzfeld der uniformen Mode in Abhängigkeit der Frequenz der eingestrahnten Mikrowelle. Die eingezeichnete Resonanzfrequenz bei 14 GHz liegt bei 165.8 mT und besitzt eine Linienbreite von 4.2 mT.

bei 165.8 mT und besitzt eine Linienbreite von 4.2 mT. Die Referenzprobe ist eine Scheibe und zeigt somit innerhalb der Schichtebene nahezu keine Formanisotropie. Bei den Permalloyproben anderer Geometrien müssen die Formanisotropiefelder mit berücksichtigt werden. Für diese Messungen wurde ein g-Faktor von $2.12 \pm 6 \cdot 10^3$ berechnet.

4.2.1 Ferromagnetische Resonanzmessungen an Permalloy

Das zu messende Objekt ist ein $5 \mu\text{m}$ langer und $0.5 \mu\text{m}$ breiter Streifen Permalloy von 50 nm Dicke. Dieser wurde mittels der Elektronenstrahlitographie hergestellt (Abschnitt 3.3.2). Es befindet sich je ein Streifen im Inneren der Schleife des Mikroresonators. In Abbildung 4.6 ist der Permalloy Streifen in der Mitte der Schleife

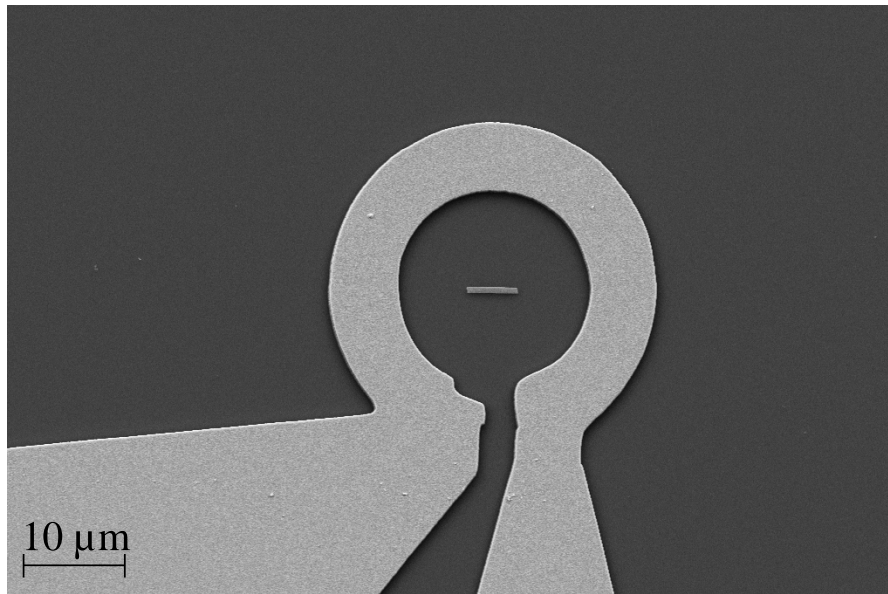


Abbildung 4.6: REM Bild des Permalloystreifens in der Schleife des 461 nm hohen R-förmigen Mikroresonators. Der Streifen in der Mitte ist $5.042 \mu\text{m}$ lang, $0.585 \mu\text{m}$ breit und 56 nm dick. Die Eigenresonanzfrequenz des Mikroresonators liegt bei 14.13 GHz und besitzt eine Güte von 1 GHz . Die Ausfransungen an der Kreisöffnung sind auf Verschiebungen während des Schreibprozesses zurückzuführen.

im R-förmigen Mikroresonator gezeigt. Zum besseren Verständnis der folgenden ferromagnetischen Resonanz Messungen wird die Messgeometrie in Abbildung 4.7 dargestellt. Zeigt das externe Magnetfeld entlang der langen Achse des Streifens, wird die Messung mit 0° bezeichnet. Wird der Streifen um 90° gedreht, so dass das externe Magnetfeld in Richtung der kurzen Achse zeigt, ist die Bezeichnung 90° . Zusätzlich ist die Grundkonfiguration der Magnetisierungsrichtung ohne externes Magnetfeld mit Pfeilen dargestellt. Durch die Formanisotropie richtet sich die Magnetisierung entlang der langen Achse der Struktur aus.

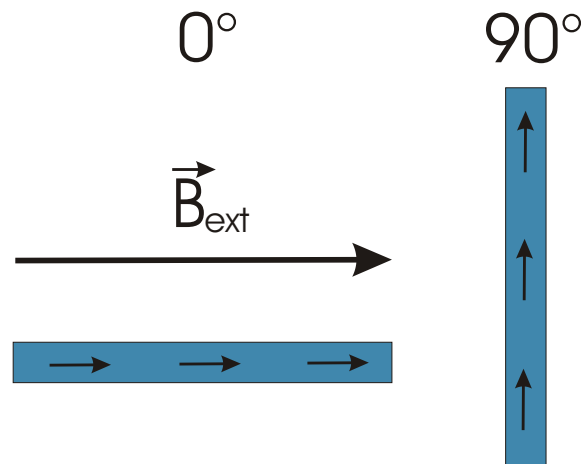


Abbildung 4.7: Richtung des externen Magnetfeldes bei 0° und 90° . Die Pfeile in den Streifen zeigen die Richtung der Magnetisierung ohne externes Magnetfeld.

4.2.2 R-förmiger Mikroresonator

Der R-förmige Mikroresonator, der zum Messen der Permalloy Probe verwendet wird besitzt ohne Probe eine Eigenresonanzfrequenz von 13.42 GHz. Mit einer Halbwertsbreite von 1 GHz ergibt sich eine Güte von 13.42. Befindet sich die Probe im Mikroresonator, so verschiebt sich die Eigenresonanzfrequenz auf 14.13 GHz. Bei dieser Frequenz werden die folgenden Messungen durchgeführt. Der Mikroresonator besitzt eine Schichtdicke von 461 nm. Im REM Bild 4.8 ist der Permalloystreifen, der sich im Mikroresonator befindet, im Detail abgebildet. Der Streifen ist $5.042 \mu\text{m}$ lang, $0.585 \mu\text{m}$ breit und $0.056 \mu\text{m}$ dick. Der Streifen ist, wie ein Parallelogramm, leicht nach oben links verkippt. Durch diese Verkipfung entstehen zusätzliche Reflexionen innerhalb des Streifens, wie in den Simulationen in Kapitel 4.14 und 4.17 zu sehen sind. Daraus ergibt sich ein Volumen von $1.651 \cdot 10^{-19} \text{m}^3$. Die Permalloy Gitterkonstante beträgt $a = 3.5507 \text{Å}$ [46]. Es werden vier effektive Spins pro Einheitszelle Permalloy angenommen [47]. Somit beinhaltet die Probe

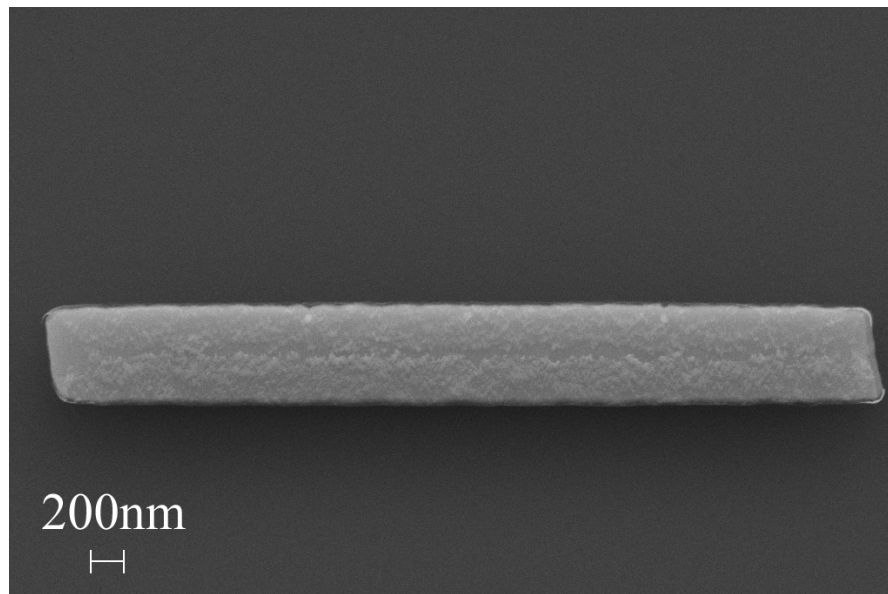


Abbildung 4.8: REM Bild des Permalloystreifens der sich in der Schleife des R-förmigen Mikroresonators befindet. Er ist $5.042 \mu\text{m}$ lang, $0.585 \mu\text{m}$ breit und 56 nm dick.

$1.4 \cdot 10^{10}$ Spins. Für eine Permalloyprobe ohne Formanisotropie, wie sie in Kapitel 4.2 beschrieben wird, beträgt das Resonanzfeld der Hauptmode, bei einer Frequenz von 14.13 GHz , 168 mT wie in Abbildung 4.5 gezeigt wird. Da in den hier gezeigten Messungen das Permalloy in Form eines Streifens ist, verschieben sich die Resonanzfelder der Hauptmode je nach Richtung des externen Magnetfeldes. Für die 0° Geometrie zeigt die in Abbildung 4.9 dargestellten Messungen exemplarisch die Abhängigkeit des ferromagnetischen Resonanzsignals der uniformen Mode von der Mikrowellenleistung. Die verschiedenfarbigen Messungen wurden bei unterschiedlichen Eingangsleistungen der Mikrowelle aufgenommen. Aus Übersichtsgründen sind hier nur die Leistungen von $0.5 \mu\text{W}$ bis $200 \mu\text{W}$ aufgetragen, gemessen wurde bis $1000 \mu\text{W}$. Wie in Abbildung 4.10 mit dem Signal in Abhängigkeit der eingestrahnten Leistung dargestellt, ist die maximale Amplitude des Signals bei $300 \mu\text{W}$ erreicht und nimmt danach wieder ab. Dieser Signalverlust

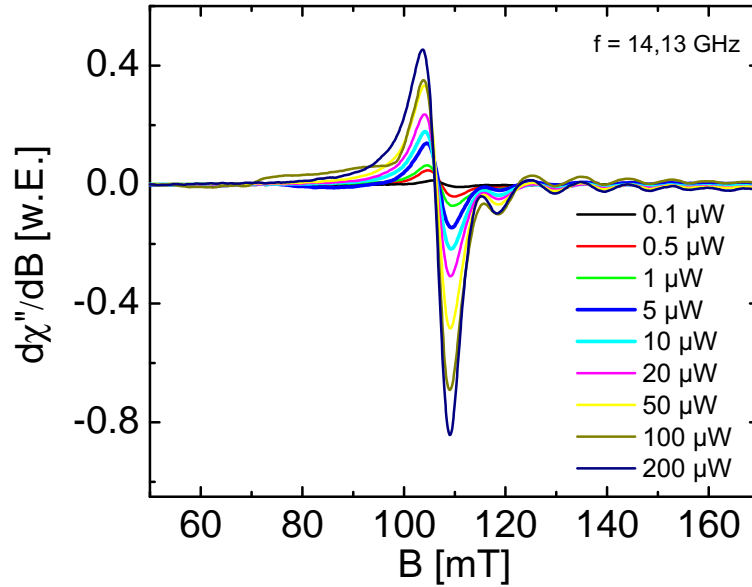


Abbildung 4.9: Leistungsabhängige ferromagnetische Resonanzmessungen von einem Permalloystreifen im U-förmigen Mikroresonator mit einer 0° Geometrie. Das größte Signal ist die Hauptmode. Die Signale bei höheren Magnetfeldern stammen von Spinwellen (siehe Kapitel 4.2.2.2).

entsteht zu einem sehr geringen Teil durch die erhöhte Wärmeentwicklung im Mikroresonator. Bei einer Leistung von 300 mW wurde eine Temperaturerhöhung um 30°C gemessen. Solch große Leistung werden für die ferromagnetischen Resonanzmessungen nicht verwendet. Der Signalverlust entsteht durch die Hohe Absorption der Probe in der Schleife. Bei zu hohen Leistungen bricht die Resonatormode zusammen. Sämtliche Messungen werden bei Zimmertemperatur durchgeführt, dabei wird eine Leistung von $200\ \mu\text{W}$ verwendet. In Abbildung 4.11 ist das Resonanzfeld der Hauptmode (Blau) in Abhängigkeit der eingestrahnten Leistung aufgetragen. Mit zunehmender Leistung wird die Hauptresonanz bereits bei geringeren externen Magnetfeldern angeregt. Ebenfalls in dieser Abbildung ist die Linienbreite ΔB

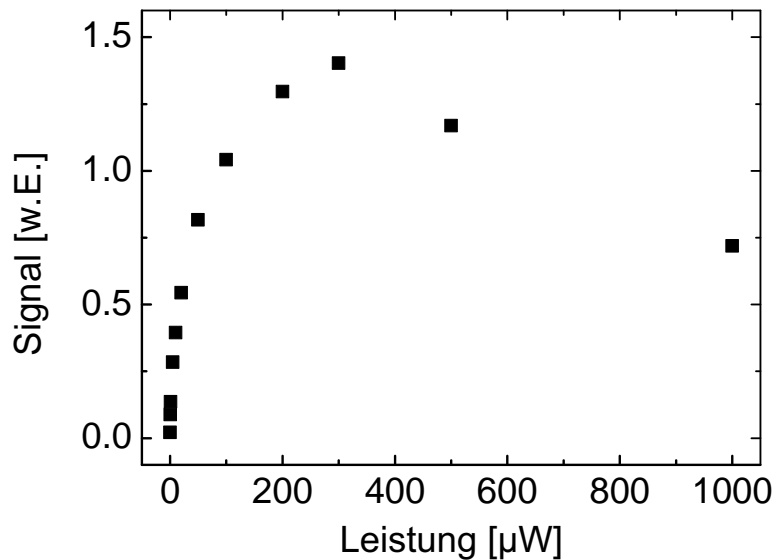


Abbildung 4.10: Amplitude des Signals der Hauptresonanz in Abhängigkeit der Leistung im U-förmigen Mikroresonator in einer 0° Geometrie gemessen.

in Abhängigkeit der eingestrahlten Leistung aufgetragen. Bei einer Leistung von $1 \mu W$ ist die Linienbreite mit 4.9 mT am schmalsten. Resonanzlinien bei geringeren Leistungen und höheren Leistungen besitzen größere Linienbreiten. Dabei ist die Verbreiterung bei höheren Leistung in etwa $1.4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mT}}{\mu W}$.

4.2.2.1 Messgeometrie 90°

Bei dieser Messung befindet sich der Permalloystreifen im R-förmigen Mikroresonator und das Magnetfeld ist entlang der schmalen Achse angelegt (90°). In Abbildung 4.12 ist die Spannung, deren Änderung proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors entspricht, in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes dargestellt. Man beobachtet mehrere Resonanzen, diesen sind Nummern

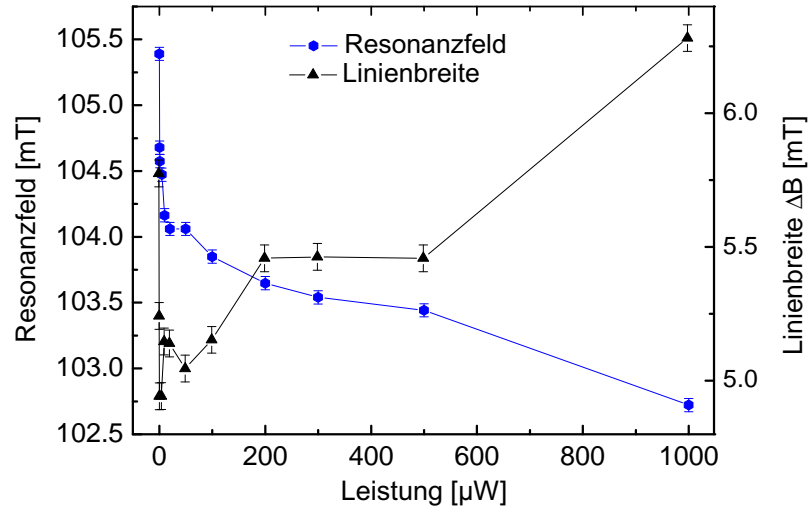


Abbildung 4.11: Lage der Hauptresonanzen und Linienbreiten ΔB in Abhängigkeit der Leistung im U-förmigen Mikroresonator in einer 0° Geometrie gemessen.

zugeordnet. Das größte Signal(4) bei einem externen Magnetfeld von 252.5 mT, ist die uniforme Mode. Dabei präzidieren alle Spins in der Probe einheitlich. Die Linienbreite zwischen den beiden Extrema beträgt 4.7 mT. Für das Signal-Rausch-Verhältnis wird nun das Signal, das ist die Amplitude zwischen den beiden Extrema, durch das Rauschen geteilt. Das Rauschen wird an verschiedenen Stellen gemessen und ein Mittelwert gebildet. So wurde ein Signal-Rausch-Verhältnis von $S/N = 288 : 1$ bestimmt. Durch Messungen der Ausmaße der Probe ist der berechnete Wert für die Anzahl der Spins in der Probe $1.4 \cdot 10^{10}$ Spins. Mit der Annahme, dass die Messung ein minimales Signal-Rausch-Verhältnis von 2:1 benötigt, um das Signal noch identifizieren zu können, kann man folgern, dass minimal Permalloyproben mit $1.02 \cdot 10^8$ Spins detektiert werden können. Als eine allgemeine Form der Sensitivität kann die minimale Anzahl der Spins, die in einem Linienbreitenabschnitt detektiert werden können, mit $1.08 \cdot 10^6 \frac{\text{Spins}}{G\sqrt{\text{Hz}}}$ angegeben werden. Mittels

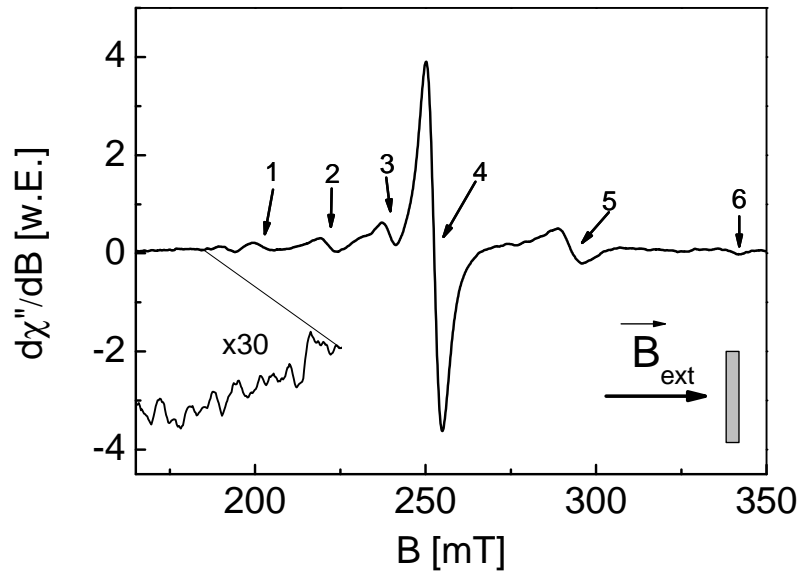


Abbildung 4.12: Messung des Permalloystreifens bei einer Probengeometrie von 90° im R-förmigen Mikroresonator bei einer Leistung von $200 \mu\text{W}$. Im Inset ist eine Vergrößerung der Messung.

der Sensitivität ist es möglich die verschiedenen Messungen zu vergleichen.

Zusätzlich gibt es noch weitere Signale. Die Signale 1 bis 3 entstehen durch stehende Spinwellen. Diese Spinwellen sind die 7., 5. und 3. magnetostatische Oberflächenmoden, wie im folgenden noch erläutert wird. Die Signale liegen für Signal eins bei 203 mT , für Signal 2 bei 222 mT und für Signal drei bei 240 mT . Dabei nimmt die Amplitude der Signale mit steigendem Feld zur uniformen Mode zu. Nach der Hauptresonanz ist zusätzlich eine Resonanz einer magnetostatischen Volumenmode (5) bei einem Resonanzfeld von 293 mT .

Für diesen Permalloystreifen wurde ein Abbild für die Simulation eines ferromagnetischen Signals mittels OOMMF hergestellt [4]. In der OOMMF Simulation 4.13 des ferromagnetischen Signals ist der gleiche Magnetfeldachsenabschnitt gewählt

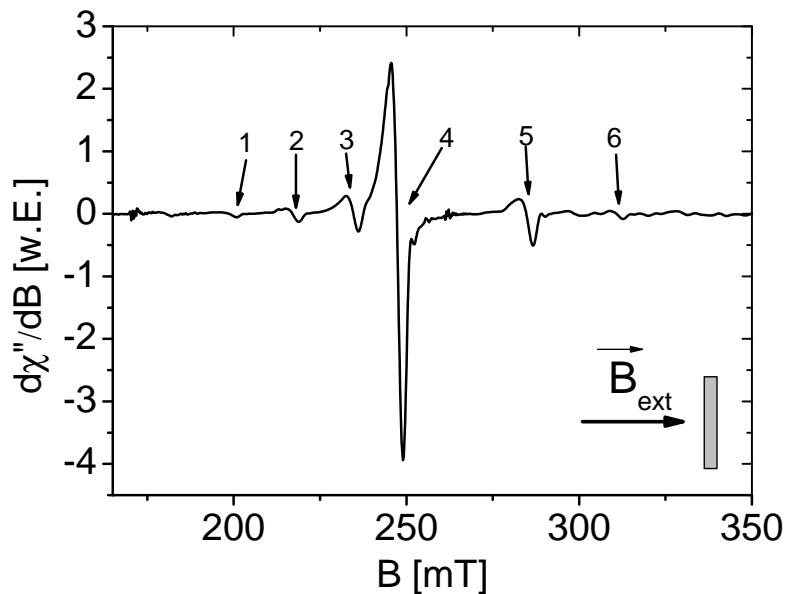


Abbildung 4.13: OOMMF Simulation des Permalloystreifens bei einer 90° Geometrie. Die Nummern zeigen auf die Resonanzsignale.

worden, wie in Abbildung 4.12. Hier ist die Änderung des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes dargestellt, welches proportional zur Mikrowellenabsorption ist. Für die OOMMF Simulation wurde die für die Referenzprobe ermittelte Magnetisierung von $832 \frac{kA}{m}$ ($\pm 5\%$) verwendet. In der Simulation sind neben der uniformen Mode weitere Resonanzen bei höheren und niedrigeren Magnetfeldern. Diese sind mit Nummern gekennzeichnet um sie besser identifizieren zu können. Für eine bessere Visualisierung sind die Simulationen der Streifen bei den Resonanzfeldern in Abbildung 4.14 dargestellt. Darin ist eine Momentaufnahme der z-Komponente der Magnetisierung in einem Graustufen-Kontrast dargestellt. Dabei bedeutet Schwarz, dass die z-Komponente der Magnetisierung aus der Ebene heraus zeigt und Weiß, dass sie in die Ebene hinein zeigt.

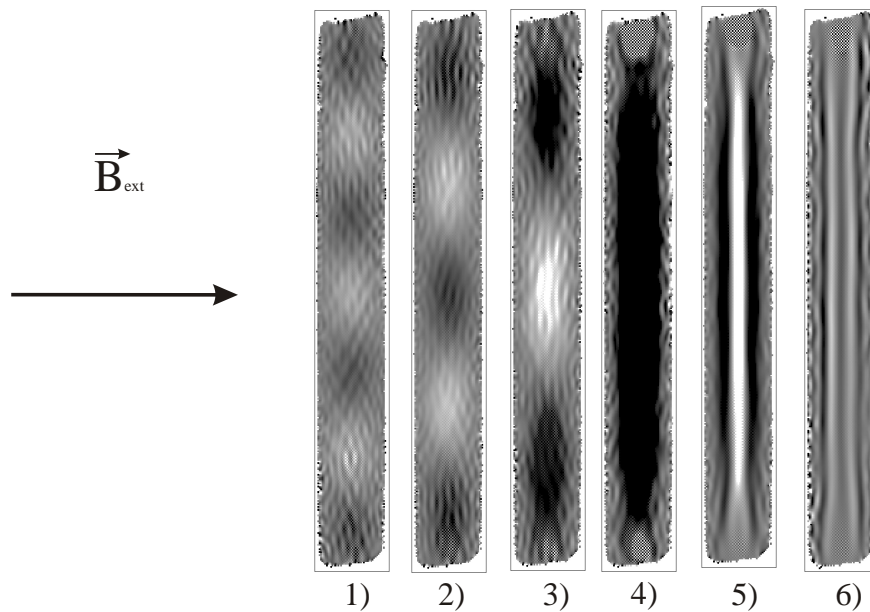


Abbildung 4.14: OOMMF Simulation des Permalloystreifens im R-förmigen Mikroresonator. In den weißen Bereichen zeigt die z-Komponente in die Ebene hinein, in den schwarzen Bereichen aus der Ebene heraus. Die Resonanzfelder liegen bei 1) 198.6 mT, 2) 217 mT, 3) 234.6 mT, 4) 247.2 mT, 5) 284.8 mT, 6) 298.6 mT.

Zusätzliche Reflexionen und Interferenzen können durch die Ränder der Probe entstehen. Außerdem sind Messartefakte, die durch die Messgenauigkeit bedingt sind, zu erkennen. Streifen 1) zeigt eine magnetostatische Oberflächenmode der stehenden Spinwelle bei einem Resonanzfeld von 198.6 mT. Die stehende Spinwelle ist die siebte Harmonische mit $n = 7$. Es sind somit vier schwarze und drei weiße Bäuche zu erkennen. Mit zunehmendem Magnetfeld nimmt die Anzahl der Schwingungsbäuche ab. Dabei besitzt 2), bei einer Resonanzfrequenz von 217 mT, fünf Schwingungsbäuche und 3), bei einer Resonanzfrequenz von 234.6 mT, drei Schwingungsbäuche. Bei diesen drei Moden handelt es sich um magnetostatische Oberflächenmoden. Der Wellenvektor \vec{k} zeigt dabei senkrecht zum Magnetfeld. Die

Streifen 5) und 6) sind die dritte und fünfte Harmonische einer magnetostatischen Volumenmode. Die Resonanzfelder liegen bei 284.8 mT und 298.6 mT. Die Anzahl der Schwingungsbäuche nimmt hierbei mit zunehmenden Magnetfeld zu.

In Tabelle 4.2.2.1 sind die Resonanzfrequenzen der Moden der Messung und der Simulation zusammengefasst. Messung und Simulation stimmen sehr gut überein. Die Differenz der gemessenen und der simulierten Resonanz liegen zwischen 4.7 mT und 8.2 mT für die ersten 5 Resonanzen, wie in Tabelle 4.2.2.1 berechnet. Die Resonanzfrequenz der uniformen Mode 4) ist im Vergleich zu der nahezu formanisotropiefreien Probe (167.97 mT) zu größeren Feldern verschoben. Aufgrund der Formanisotropie sind die magnetischen Momente senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes ausgerichtet. Daher müssen diese erst in Richtung des Magnetfeldes gedreht werden, bevor die Resonanzen auftreten.

B_{res} , mT:	1)	2)	3)	4)	5)	6)
Messung	203	222	240	252.5	293	340.4
Simulation	198.6	217	234.6	247.2	284.8	298.6
Differenz	4.4	5	5.4	5.3	8.2	41.8

Tabelle 4.1: Resonanzfrequenzen der einzelnen Moden in der Messung für die Probe mit 90° Geometrie und der OOMMF Simulation.

4.2.2.2 Messgeometrie 0°

Die lange Seite des Permalloystreifen befindet sich in Richtung des externen Magnetfeldes. In Abbildung 4.15 ist die Spannung, deren Änderung proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors entspricht, in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes aufgetragen. Die uniforme Mode liegt bei einem Magnetfeld von 108.1 mT. Die Linienbreite beträgt 5.1 mT. Es sind Resonanzsignale von stehenden Spinwellen bei höheren Magnetfeldern zu erkennen. Hierbei handelt es sich um magnetostatische Volumenmoden. Die Hauptresonanz besitzt ein

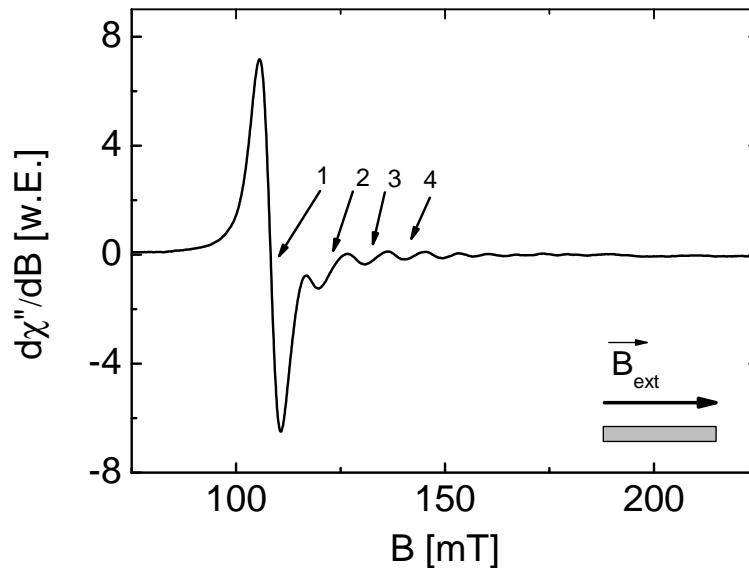


Abbildung 4.15: Messung des Permalloystreifens in der 0° Geometrie im R-förmigen Mikroresonator.

Signal-Rausch-Verhältnis von 442:1. Dabei wird das Signal der Resonanz der Hauptmode durch ein durchschnittliches Rauschen geteilt. Der Permalloystreifen beinhaltet insgesamt $1.4 \cdot 10^{10}$ Spins. So lassen sich bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 2:1 mindestens $6.6 \cdot 10^7$ Spins messen. Die Sensitivität ist hierbei $6.4 \cdot 10^5 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. Das Resonanzfeld, der uniformen Mode, liegt unterhalb des Resonanzfeldes der nahezu formanisotropiefreien runden Permalloyvergleichsprobe, deren Resonanzfeld bei 167.97 mT liegt. Durch die Formanisotropie der Probe zeigen die magnetischen Momente bereits in Richtung des externen Magnetfeldes und das Resonanzfeld liegt dadurch bereits bei geringeren Magnetfeldern.

In Abbildung 4.16 ist die OOMMF Simulation des Permalloystreifens dargestellt. In der Abbildung ist die Änderung des Imaginärteils des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes aufgetragen. Die Hauptre-

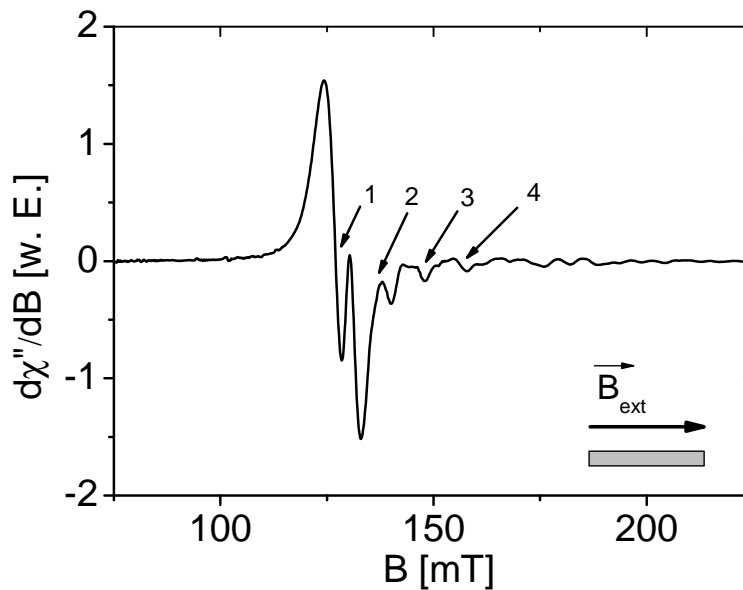


Abbildung 4.16: OOMMF Simulation des Permalloystreifens in der 0° Geometrie. Die Nummern zeigen auf die Resonanzsignale.

sonanz liegt bei 127.05 mT. Das liegt an der Überlagerung mit den Resonanzsignalen, bei höheren Magnetfeldern, den stehenden Spinwellen. In Abbildung 4.17 sind die z-Komponenten der Magnetisierung des Permalloystreifens bei verschiedenen externen Magnetfeldern dargestellt. Das externe Magnetfeld liegt dabei in Richtung des Streifens. Die Ausrichtung der Magnetisierung innerhalb des Streifens sind wieder durch Graustufen-Kontraste gekennzeichnet. Schwarz bedeutet dabei dass die z-Komponente der Magnetisierung aus der Ebene heraus zeigt und Weiß, dass sie in die Ebene hinein zeigt. Zusätzliche Reflexionen und Interferenzen können durch die Ränder der Probe entstehen. Diese sind hier deutlich zu sehen. Durch die schrägen Ränder entsteht innerhalb des Streifens eine Art Zick-Zack Muster, welches die Spinwellenanregungen überlagert. Außerdem sind Messartefakte, die

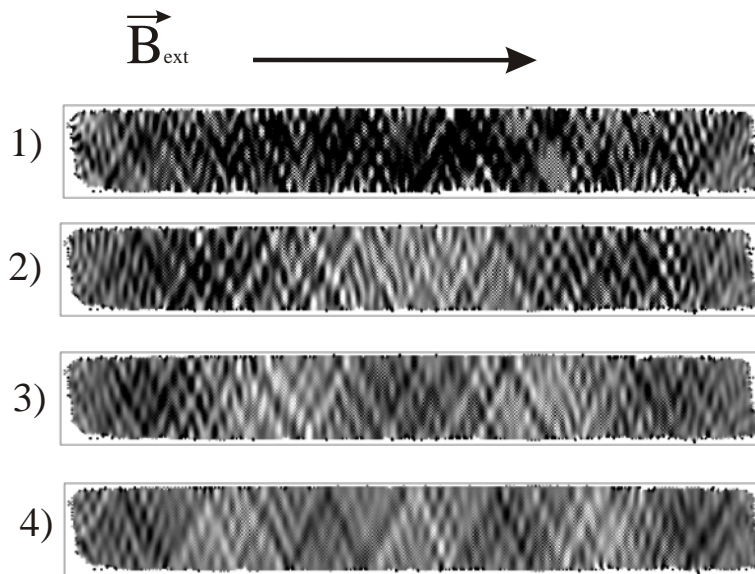


Abbildung 4.17: OOMMF Simulation des Permalloystreifens in der 0° Geometrie. In den weißen Bereichen zeigt die z -Komponente in die Ebene hinein, in den schwarzen Bereichen aus der Ebene heraus. Die Resonanzfelder liegen bei 1) 127.05 mT, 2) 137.85 mT, 3) 146.4 mT, 4) 155.55 mT.

durch die Messgenauigkeit bedingt sind, zu erkennen. Der Streifen Nummer 1 ist die uniforme Mode. Mit steigender Zahl erhöht sich auch das externe Feld, so dass bei Streifen Nummer 2 das Feld 137.87 mT beträgt, wobei es sich hierbei um die dritte harmonische Schwingung der stehenden Spinwelle handelt. Zu erkennen sind links und rechts die schwarzen und in der Mitte der weiße Schwingungsbauch. Der Streifen Nummer 3 ist die fünfte harmonische Schwingung bei einem Magnetfeld von 146.4 mT. Hier besitzt die stehende Spinwelle fünf Schwingungsbäuche. Bei einem Magnetfeld von 155.55 mT liegt die siebte harmonische Schwingung der Spinwelle. Es handelt sich hierbei um magnetostatische Volumenmoden. Bei geringeren Magnetfeldern als der Hauptmode sind keine Spinwellen zu erkennen, weil

diese so weit zu geringen Magnetfeldern verschoben sind. Die Resonanzfrequenzen der Simulation sind im Vergleich zur Messung um 17.26 mT bis 20.15 mT verschoben. Das lässt einen systematischen Fehler vermuten, der durch die Verkipfung des Permalloystreifens in Richtung des externen Magnetfeldes während der Messung entstehen kann. Zusätzlich überlagern sich die Hauptmode und die dritte harmonische Schwingung in der Simulation, so dass dadurch bei der Ermittlung der Resonanzfrequenzen eine Verschiebungen der Resonanzfrequenzen möglich sind.

B_{res} , mT:	1)	2)	3)	4)
Messung	108.1	117.7	128.8	138.29
Simulation	127.05	137.85	146.4	155.55
Differenz	18.9	20.15	17.4	17.26

Tabelle 4.2: Resonanzfrequenzen der einzelnen Moden in der Messung und in der OOMMF Simulation zum Vergleich.

4.2.3 U-förmiger Mikroresonator

Im folgendem werden die Messungen für den Permalloystreifen im U-förmigen Mikroresonator gezeigt. Der U-förmige Mikroresonator ohne Probe besitzt eine Eigenresonanzfrequenz von 14.28 GHz. Die Halbwertsbreite beträgt dabei 0.99 GHz. Daraus ergibt sich eine Güte von 14.43. Befindet sich der Permalloystreifen in der Probe, so verschiebt sich die Eigenresonanzfrequenz zu 13.93 GHz. Die Schichtdicke des Mikroresonators beträgt 476 nm. Der Permalloystreifen ist im REM Bild 4.18 abgebildet. Er ist $5.068 \mu\text{m}$ lang, 594.6 nm breit und 46 nm dick. Dieses gibt ein Volumen des Streifens von $1.386 \cdot 10^{-19} \text{ m}^3$. Somit enthält der Streifen $1.2 \cdot 10^{10}$ Spins. In Kapitel 4.2 wird eine Permalloyreferenzprobe, nahezu ohne Formanisotropie beschrieben. Aus Abbildung 4.5 ist ersichtlich, dass das Resonanzfeld der uniformen Mode bei einer Frequenz von 13.93 GHz bei 164.5 mT liegt. Auch für

diese Messungen wurden OOMMF Simulationen durchgeführt, diese werden hier jedoch nicht zusätzlich abgebildet.

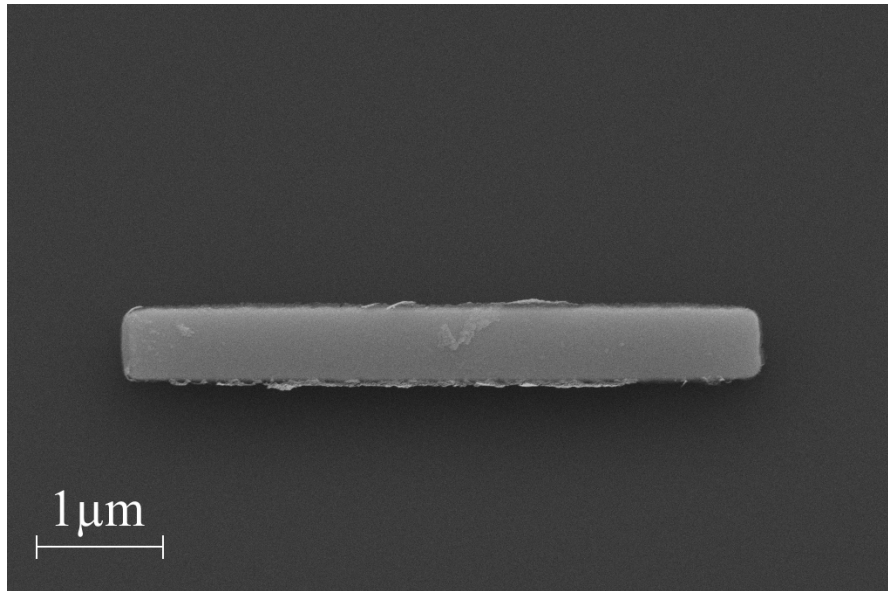


Abbildung 4.18: Permalloystreifen im U-förmigen Mikroresonator. Er ist $5.068 \mu\text{m}$ lang, $0.5946 \mu\text{m}$ breit und 46 nm dick.

4.2.3.1 Messgeometrie 90°

Die Permalloyprobe befindet sich im U-förmigen Mikroresonator bei 90° , so dass das externe magnetische Feld senkrecht zur langen Achse des Streifens liegt. In der Probe befinden sich $1.2 \cdot 10^{10}$ Spins. In der Abbildung 4.19 ist die Spannung, deren Änderung proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors entspricht, in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes aufgetragen. Die uniforme Mode, die das stärkste Signal besitzt, liegt bei einem Resonanzfeld von 260 mT und besitzt eine Linienbreite von 4.4 mT . Hierbei präzidieren alle Spins einheitlich. Dieses Signal geteilt durch das Rauschen der Messung ergibt ein Signal-Rausch-Verhältnis von $172:1$. Aus diesem Signal-Rausch-Verhältnis kann gefolgert werden, dass für ein Signal-Rausch-Verhältnis von $2:1$ noch $1.4 \cdot 10^8$ Spins detektiert werden

können. Die Sensitivität beträgt $1.6 \cdot 10^7 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. Wie in Abschnitt 4.2.2.1 beschrieben sind in Abbildung 4.19 die uniforme Mode und Spinwellen zu sehen. Bei den Signalen bei geringeren Magnetfeldern als der uniformen Mode präzidieren die Spins in magnetostatischen Oberflächenmoden. Zu erkennen sind hier die Resonanzsignale der dritten Harmonischen bei 246.2 mT, sowie der fünften und siebten Harmonischen bei 230.8 mT beziehungsweise 209.5 mT. Auch hier nehmen die Wellenlängen zu, bis sie bei der uniformen Mode der halben Länge des Streifens entspricht. Bei größeren Magnetfeldern gibt es magnetostatische Volumenmoden, deren Wellenbauchanzahl bei zunehmenden Magnetfeld ebenfalls zunimmt. Dabei nimmt die Energie des Systems ab. Dabei lassen sich hier nicht mehr die genauen lagen der Resonanzfelder bestimmen, da sich die Signale überlagern.

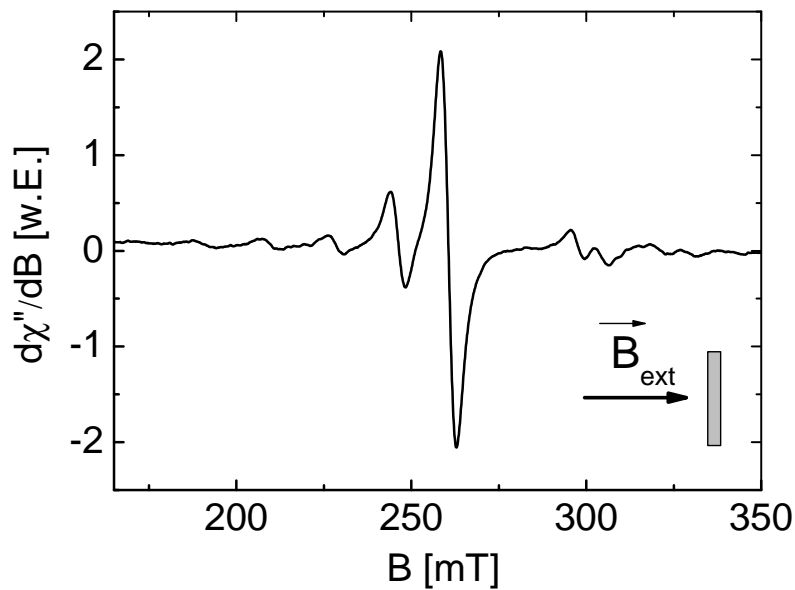


Abbildung 4.19: Messung des Permalloystreifens im U-förmigen Mikroresonator mit einer 90° Geometrie.

4.2.3.2 Messgeometrie 0°

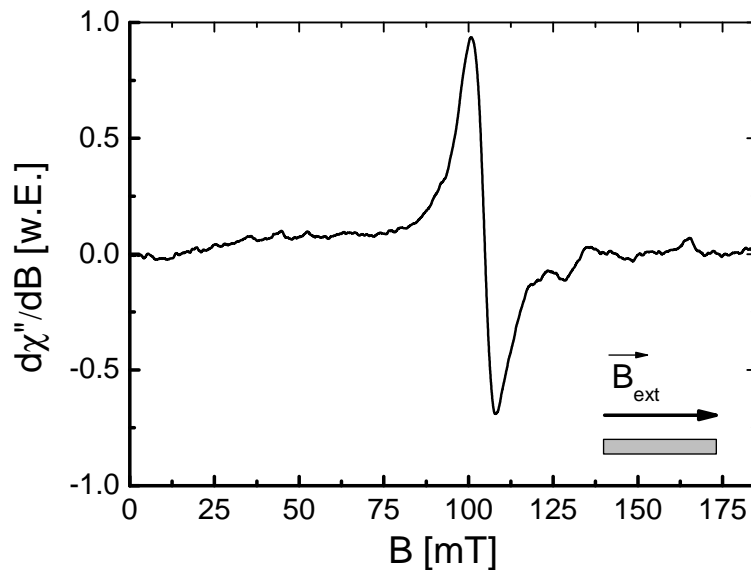


Abbildung 4.20: Messung des Permalloystreifens bei 0° im R-förmigen Mikroresonator.

Das Magnetfeld ist in Richtung der langen Achse des Permalloystreifens angelegt. Dieser befindet sich im U-förmigen Mikroresonator. Die uniforme Mode, in der alle Spins einheitlich präzidieren, befindet sich bei 104.46 mT und besitzt eine Linienbreite von 7.3 mT. Trotz optimaler Leistung beträgt das Signal-Rausch-Verhältnis nur 60:1. Aufgrund der $1.2 \cdot 10^{10}$ Spins in der Probe lassen sich $4.8 \cdot 10^8$ Spins, bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 2:1 messen. Die Sensitivität beträgt $2.84 \cdot 10^6 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. Neben der uniforme Mode lässt sich noch eine magnetostatische Volumenmode bei 136 mT erkennen.

Form	S_{gesamt}	G, °	B_{res} , mT	ΔB , mT	S/R	S_{min}	Sens $\frac{Spins}{G\sqrt{Hz}}$
R	$1.4 \cdot 10^{10}$	90	252.5	4.7	288:1	$1.02 \cdot 10^8$	$1.08 \cdot 10^6$
R	$1.4 \cdot 10^{10}$	0	108.1	5.1	442:1	$6.60 \cdot 10^7$	$6.4 \cdot 10^5$
U	$1.2 \cdot 10^{10}$	90	260.0	4.4	172:1	$1.44 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^6$
U	$1.2 \cdot 10^{10}$	0	104.4	7.3	60:1	$4.80 \cdot 10^8$	$2.8 \cdot 10^6$

Tabelle 4.3: Tabelle der Messungen der Mikroresonatoren. Dabei ist die Form, die Form des Mikroresonators, G, die Geometrie des Permalloystreifens, in dem insgesamt S_{gesamt} Spins enthalten sind. B_{res} ist das Resonanzfeld der uniformen Mode in mT, ΔB dessen Linienbreite in mT, S/R ist das Signal-Rausch-Verhältnis, S_{min} die minimale Anzahl der Spins, die bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 2:1 gemessen werden können und Sens ist die Sensitivität.

4.2.4 Zusammenfassung Permalloy

Mittels dieser Messungen lassen sich die Mikroresonatoren vergleichen. In Tabelle 4.2.4 sind die Messergebnisse zusammengefasst. Dabei sind die Gesamtspinnanzahl innerhalb des Permalloystreifens, das Resonanzfeld der uniformen Mode mit deren Linienbreite, das Signal-Rausch-Verhältnis, mit der minimalen Anzahl der noch messbaren Spins bei einem Verhältnis von 2:1 und die Sensitivität aufgetragen. Die Messungen werden für den jeweiligen Mikroresonator bei einer anderen Frequenz durchgeführt. Dadurch ist die Resonanzfrequenz des U-förmigen Mikroresonator 2% kleiner, als im R-förmigen Mikroresonator, wenn man die Resonanzfelder ohne Formanisotropie betrachtet. Die Resonanzfelder der uniformen Moden unterscheiden sich um 7.5 mT für die 90° Geometrie und um 3.5 mT für die 0° Geometrie. Das sind etwa 3% und 4% Abweichung von den Resonanzfeldern. Die Linienbreite für die Referenzprobe ohne Formanisotropie liegt bei $\Delta = 4.2$ mT. Die gemessenen Linienbreiten für die 0° Geometrie liegen bei 4.4 mT und 4.4 mT. Dabei ist die Abweichung durchschnittlich 8%. Bei der 90° Geometrie beträgt die Abweichung durchschnittlich 47%. Die Linienbreitenänderung ist Anisotropieabhängig

[48]. In der Tabelle 4.2.4 sind die Resonanzfelder der Spinwellen für die 90° Geometrie für den R- und U-förmigen Mikroresonator angegeben. Die Nummern können den Resonanzfeldern zugeordnet werden (Abb 4.12). Im Durchschnitt ist die Abweichung der jeweiligen Resonanzfelder 7.25 mT . Für die jeweilige Geometrie muss der Mikroresonator gedreht werden. Es kann hierbei ein Fehler von ca. 5° angenommen werden. Dabei ist es möglich, dass die Streifen nicht genau ausgerichtet wurden, so dass sich die Resonanzfelder auf Grund der Formanisotropie leicht verschieben. So ist wahrscheinlich die 90° Geometrie im U-förmigen Mikroresonator leicht aus der 90° Richtung entgegen der Richtung des externen Magnetfeldes verkippt. Dadurch richtet sich die Magnetisierung erst bei höheren Magnetfeldern in Richtung des externen Magnetfelds aus und die Resonanzbedingung ist für höhere Magnetfelder erfüllt. Das ist durch den Vergleich der Messungen 4.12 und 4.19 ersichtlich. Die Intensität der Signale, gemessen am Signal-Rausch-Verhältnis, sind für den R-förmigen Mikroresonator größer. Hierbei liegen die Verhältnisse bei 288:1 und 442:1. Im U-förmigen Mikroresonator wurden Signal-Rauschverhältnisse von 172:1 und 60:1 gemessen. Mit einem Signal-Rauschverhältnis von 2:1 lässt sich im R-förmigen Mikroresonator minimal ein Signal von $1.02 \cdot 10^8$ Spins erkennen. Im U-förmigen lässt sich nur ein Signal von mindestens $1.6 \cdot 10^7$ Spins messen.

$B_{res}, \text{ mT}:$	1)	2)	3)	4)
Messung R	203	222	240	252.5
Messung U	209.5	230.8	246.2	260.0
Differenz	6.5	8.8	6.2	7.5

Tabelle 4.4: Resonanzfrequenzen der einzelnen Moden in den 90° Messungen im U- und R-förmigen Mikroresonatoren.

Die Sensitivität für den R-förmigen Mikroresonator liegt bei $6.4 \cdot 10^5 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. Die des U-förmigen Mikroresonators bei $1.6 \cdot 10^6 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. Werden zusätzlich die Güten der beiden Mikroresonatoren mit 13.42 für den R-förmigen und 14.43 für den U-förmigen

Mikroresonator betrachtet, so ist der R-förmige Mikroresonator empfindlicher. Für die nachfolgende Untersuchung wurde daher der R-förmige Mikroresonator verwendet.

4.3 Messungen an Eisen

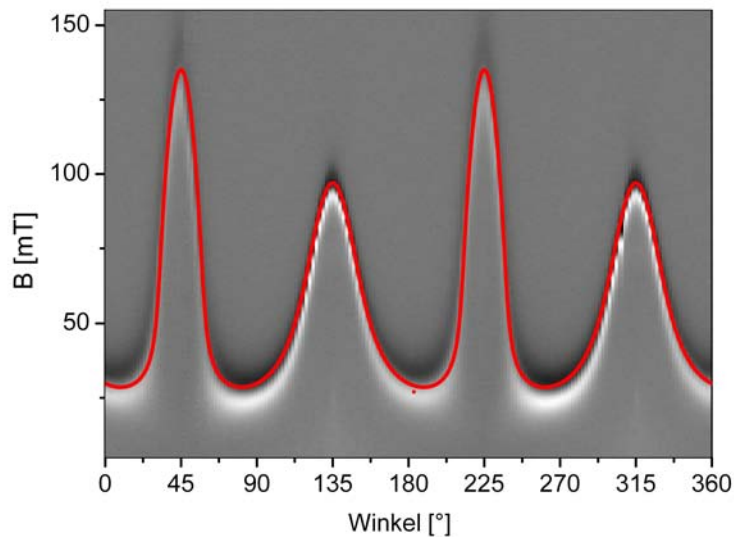


Abbildung 4.21: Winkelabhängige Magnetfeldmessung bei 9.4 GHz. Die rote Kurve sind die Resonanzfelder.

Als ein weiteres Probensystem wurde epitaktisch gewachsenes Eisen auf einem Gallium-Arsenid Substrat(001) hergestellt [7]. Für die Messung im R-förmigen Mikroresonator wird der Eisenfilm zu einer Scheibe mit einem Durchmesser von $3.9 \mu\text{m}$ strukturiert (Kapitel 3.3.2. Bevor die Scheibe, strukturiert worden ist, wurde an der Eisenschicht eine winkelabhängige ferromagnetische Resonanzmessung bei 9.4 GHz durchgeführt. Dafür wurde für verschiedene Richtung jeweils eine ferromagnetische Resonanz Messung durchgeführt, danach wird die Probe gedreht und eine weitere Messung wird durchgeführt. In Abbildung 4.21 ist das Magnetfeld in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Die Graustufung stellt dabei die Amplitude des Signals jeder einzelnen Messung dar. Kleine Amplituden werden mit Grau dargestellt. Positive Amplituden werden zunehmend heller und negative Amplituden werden zunehmend dunkler dargestellt. Die Resonanzfelder jeder

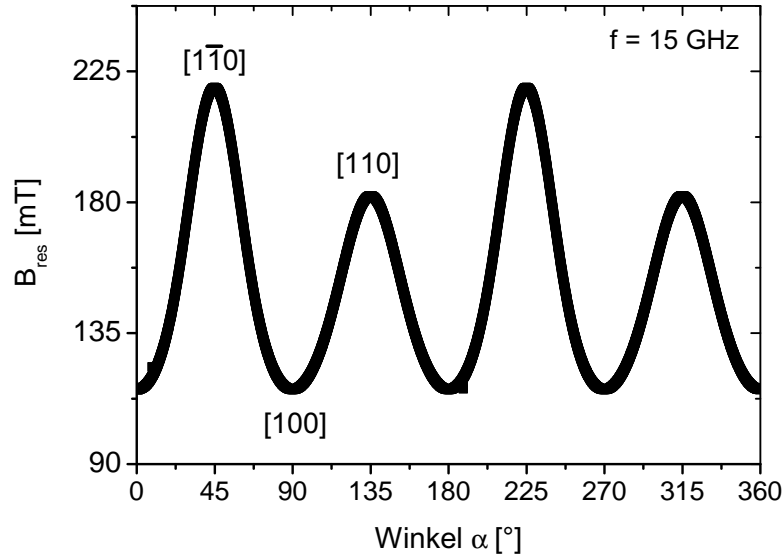


Abbildung 4.22: Simulation des Resonanzfeldes für 15 GHz in Abhängigkeit des Winkels α .

einzelnen Messkurve wurde ermittelt und durch eine theoretische Kurve, hier Rot dargestellt, verbunden. Mit dieser angepassten Kurve wurden die Anisotropien berechnet. Die ermittelten Parameter sind $g = 2.09$ und $K_4 = 3.7 \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$. Es sind sowohl eine uniaxiale magneto striktive, als auch eine vierzählige kristalline Anisotropie vorhanden. Mit diesen Anisotropien lassen sich die Resonanzfelder bei einer Resonanzfrequenz von 15.3 GHz simulieren. In Abbildung 4.22 ist die Berechnung der Resonanzfelder in Abhängigkeit des Winkels dargestellt. Die späteren Messungen werden in drei verschiedenen Kristallachsenrichtungen vorgenommen, diese entsprechen den Winkeln $\alpha = 45^\circ$, $\alpha = 90^\circ$ und $\alpha = 135^\circ$. Bei einem Winkel von $\alpha = 45^\circ$ liegt das Resonanzfeld bei 219.4 mT. Dabei handelt es sich um eine schwere Richtung der $[1\bar{1}0]$ Kristallachse. Bei einem Winkel von 90° liegt das Resonanzfeld bei 115 mT und das externe Magnetfeld in Richtung der leichten

$[100]$ Achse. Bei einem Winkel von 135° befindet sich ebenfalls eine schwere Richtung mit einer leichten Richtung für K_2 . Das Resonanzfeld für diese $[110]$ liegt bei 182.16 mT. Nachdem der Film in eine Scheibe strukturiert wurde, wurde ein

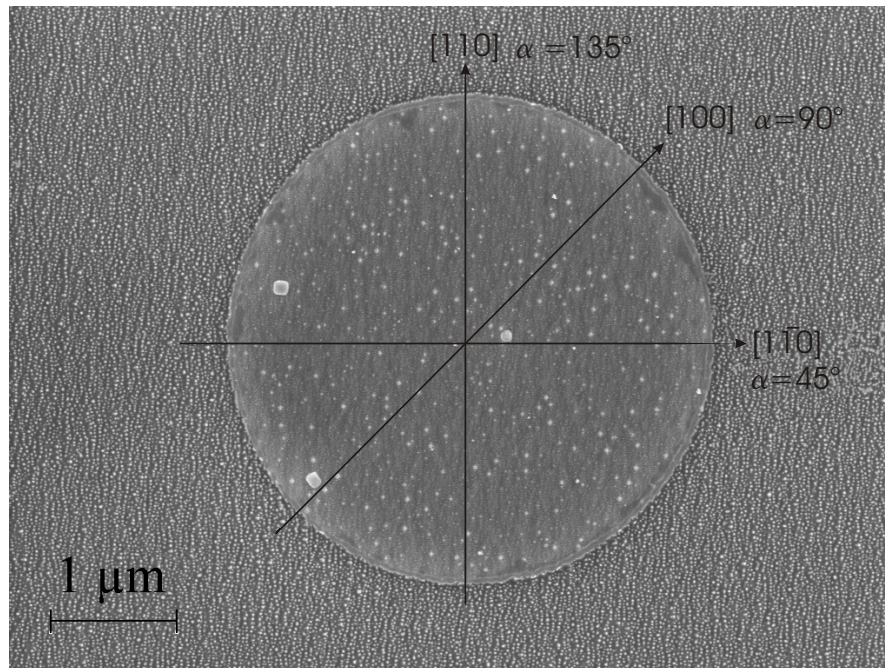


Abbildung 4.23: REM Bild der Eisenscheibe mit den Kristallrichtungen und den dazugehörigen Messwinkeln α .

R-förmiger Mikroresonator um die Scheibe hergestellt. Als Probengeometrie wurde eine Scheibe gewählt, da diese keine in-plane Formanisotropie besitzt. Dadurch wird die Lage des Resonanzfeldes ausschließlich durch die Kristallanisotropie und die Verspannungen beeinflusst. In Abbildung 4.23 ist ein SEM Bild der Scheibe aus Eisen dargestellt. Eingezeichnet sind die Kristallrichtungen und der Messwinkel α (Abb.: 4.21). Der R-förmige Mikroresonator mit der Probe besitzt eine Eigenresonanzfrequenz von 15.3 GHz. Auf Grund der Positionierung des Mikroresonators während des Herstellungsprozesses besitzt die Probe eine höhere Resonanzfrequenz vom 15.3 GHz. Die Güte des Mikroresonators beträgt 8.

4.3.1 Ferromagnetische Resonanzmessungen an Eisen

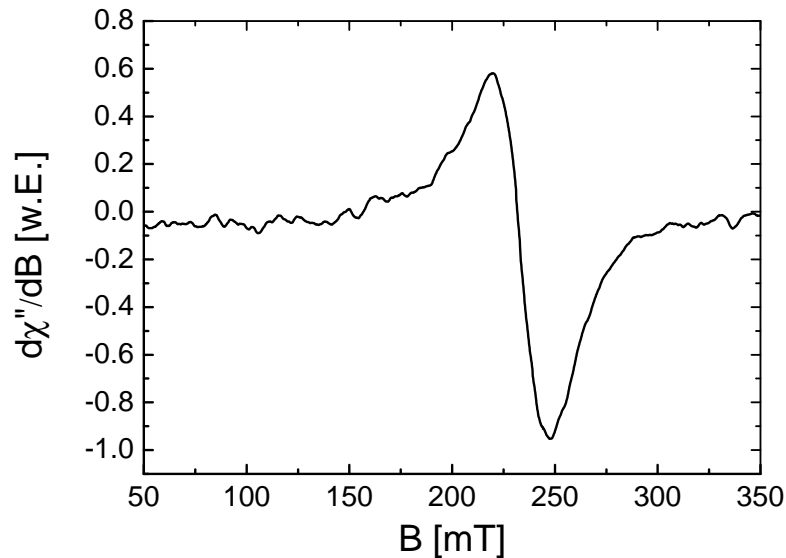


Abbildung 4.24: Ferromagnetische Resonanzmessung der Eisenscheibe bei einem Winkel von 45° in der Kristallrichtung $|1\bar{1}0|$.

In Abbildung 4.23 ist ein SEM Bild der Scheibe aus Eisen dargestellt. Eingezeichnet sind die Kristallrichtungen und der Messwinkel α . Der Winkel kann dem Winkel in den Messungen, die in Abbildung 4.21 aufgetragen sind, zugeordnet werden. Die Messungen bei Raumtemperatur bei einer Frequenz von 15.3 GHz durchgeführt. In Abbildung 4.24 ist die Messung an der Eisenscheibe mit einem Winkel von 45° als Spannung, deren Änderung proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors entspricht, in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes gezeigt. Dabei liegt die uniforme Mode bei einem Magnetfeld von 233.54 mT. Diese besitzt eine Linienbreite von 28.8 mT und ein Signal-Rausch Verhältnis von 81:1. Damit sind noch $1.2 \cdot 10^8$ Spins mit einem Signal-Rausch Verhältnis von 2:1 detektierbar. Die Sensitivität beträgt $4.5 \cdot 10^6 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. In Abbildung 4.25 ist die Span-

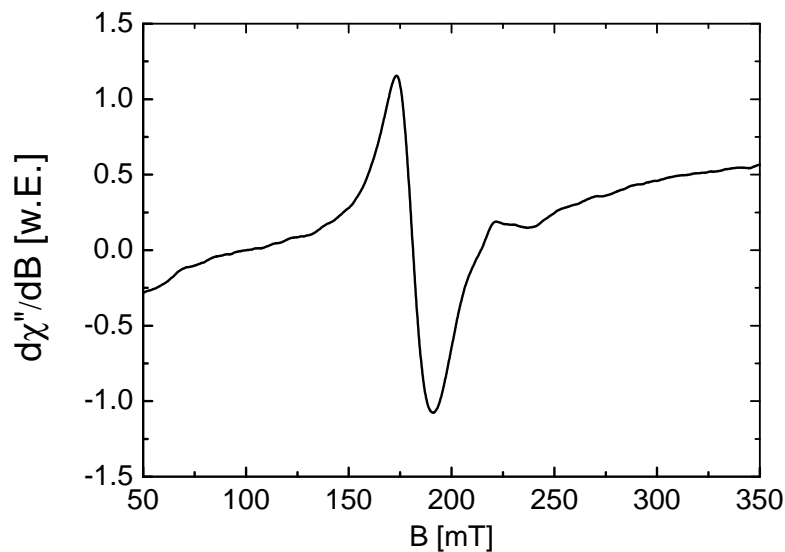


Abbildung 4.25: Ferromagnetische Resonanzmessung der Eisenscheibe bei einem Winkel von 90° in der Kristallrichtung $|100|$.

nung, deren Änderung proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors entspricht, in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes aufgetragen. Dabei ist das externe Magnetfeld bei einem Winkel von 90° angelegt. Die uniforme Mode liegt bei einem Magnetfeld von 118.5 mT und besitzt eine Linienbreite von 12.5 mT. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist 235:1, wobei einem Verhältnis von 2:1 noch $2.2 \cdot 10^8$ Spins messbar sind. Die Sensitivität beträgt hier $6.2 \cdot 10^6 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. Bei der Messung in der 135° Geometrie liegt die uniforme Mode bei 182.0 mT. Diese Messung ist in Abbildung 4.26 als die Spannung, deren Änderung proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors entspricht, in Abhängigkeit des Magnetfeldes gezeigte aufgetragen. Die Resonanz besitzt eine Linienbreite von 17.6 mT. Mit dem Signal-Rausch Verhältnis von 90:1 lässt sich eine Resonanz von $5.6 \cdot 10^8$ Spins detektieren. Die Sensitivität beträgt $1.6 \cdot 10^6 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$.

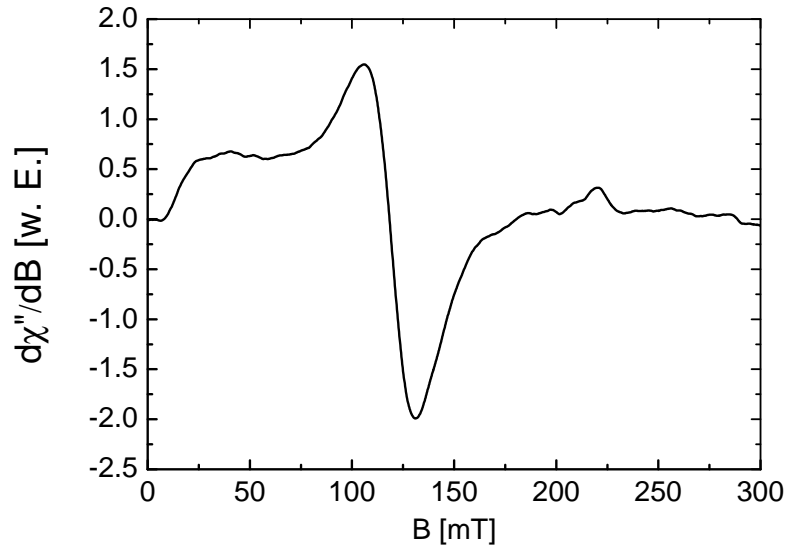


Abbildung 4.26: Ferromagnetische Resonanzmessung der Eisenscheibe bei einem Winkel von 135° in der Kristallrichtung $|110|$.

4.3.2 Zusammenfassung Eisen

	$\alpha, ^\circ$	K	B_{res}, mT	$\Delta B, \text{mT}$	S/R	S_{min}	Sensitivität $\frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$
Messung	45	$ 1\bar{1}0 $	233.54	28.8	81:1	$1.2 \cdot 10^8$	$4.5 \cdot 10^5$
Simulation	45		219.41				
Messung	90	$ 100 $	118.5	12.5	235:1	$8.5 \cdot 10^7$	$3.4 \cdot 10^5$
Simulation	90		115				
Messung	135	$ 110 $	182.03	17.6	90:1	$2.2 \cdot 10^8$	$6.3 \cdot 10^5$
Simulation	135		182				

Tabelle 4.5: Tabelle der Messungen des R-förmigen Mikroresonators mit Eisenscheibe. Dabei ist α , der Winkel des Mikroresonators, wie in 4.21 gemessen wurde. K ist die Kristallrichtung in der gemessen wurde. B_{res} ist das Resonanzfeld der uniformen Mode in mT, ΔB deren Linienbreite in mT, S/R ist das Signal-Rausch-Verhältnis und S_{min} die minimale Anzahl der Spins, die bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 2:1 gemessen werden können.

Im Tabelle 4.3.2 sind die Ergebnisse der Messungen zusammengestellt. Es ist die Resonanzfrequenz der uniformen Mode B_{res} mit deren Halbwertsbreite ΔB , das Signal-Rausch-Verhältnis mit der minimalen noch messbaren Anzahl von Spins und die Sensitivität der Messungen aufgetragen. Zusätzlich sind die berechneten Resonanzfrequenzen angegeben. Die Resonanzmessung in der schweren $|110\rangle$ Richtung besitzt eine Abweichung vom simulierten Wert von 11.59 mT und somit eine Abweichung von 5%. Die anderen Richtungen stimmen bei einem Winkel von 90° , mit einer Abweichung von 1.03 mT (0.8%), und bei einem Winkel von 135° , mit einer Abweichung von 0.03 mT, mit dem berechneten Wert überein. Die Abweichungen der Messung bei einem Winkel von 90° kann dadurch erklärt werden, dass die Probe für die Messung nicht exakt an der Kristallachse ausgerichtet war. Für das gemessene Resonanzfeld von 188.5 mT kann in der Simulation ein Winkel von 97° zugeordnet werden. Daher ist eine Verkipfung der Probe um 7° wahrscheinlich. Die Signalintensität nimmt mit zunehmendem externen Feld ab. Dabei ist das geringste Signal bei 45° nur noch ein Drittel so groß, wie das Signal bei 90° . Das Signal bei 135° besitzt zwei Drittel der Intensität der 45° Messung. Die Sensitivitäten liegen in der Größenordnung von $1 \cdot 10^7 \frac{Spins}{G\sqrt{Hz}}$. Das ist eine Größenordnung schlechter, als die Sensitivitäten der Permalloymessung. Die Güte dieses R-förmigen Mikroresonators aus Gallium Arsenid ist mit 8 geringer, als die des für Permalloy verwendeten R-förmigen Resonators aus Silizium. Die Resonanzfrequenzen der 135° Messung stimmen mit einem Unterschied von 1.31 mT auf 1% sehr gut überein. Die 45° Messungen unterschieden sich um 14.09 mT. Das ist eine Abweichung von unter 7%. Die Linienbreite der Messung ist etwas verbreitert im Vergleich zur 45° Messung.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, zwei Arten von Mikroresonatoren herzustellen und erste ferromagnetischen Resonanz Messungen durchzuführen. Die Mikroresonatoren wurden in R- und U-förmigen Ausführungen hergestellt und es wurde erkannt, dass sich die Güte und damit das Signal mit höherer Schichtdicke verbessert. Für die Messungen wurde ein spezieller Probenhalter angefertigt, um den Mikroresonator optimal an den Messaufbau anzukoppeln. Als Probensysteme wurden die bekannten Materialien Permalloy und Eisen verwendet. Mittels eines Permalloystreifens von wenigen Mikrometern Länge wurden Vergleichmessungen zwischen den beiden Mikroresonator Arten durchgeführt. Dabei befinden sich eine minimale Anzahl von $1.2 \cdot 10^{10}$ Spins in der Probe. Mit dem R-förmigen Resonator ist es theoretisch möglich, eine minimale Anzahl von $6.6 \cdot 10^7$ Spins zu detektieren, wobei ein Signal-Rausch-Verhältnis von 2:1 vorausgesetzt wird. Der Mikroresonator erreicht eine Sensitivität von $6.4 \cdot 10^5 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$. Das ist im Gegensatz zum U-förmigen Mikroresonator mit $1.6 \cdot 10^6 \frac{\text{Spins}}{\text{G}\sqrt{\text{Hz}}}$ empfindlicher. Zusätzlich wurden Simulationen der Permalloystreifen mit OOMMF durchgeführt, die gut zu den Messergebnissen passen. Die Messungen an der epitaktisch gewachsenen Eisenschicht ergibt mit einer maximalen Abweichung von 6 %, zwischen Messung und Simulation, eine sehr gute Übereinstimmung. Es wurde somit gezeigt, dass physikalisch sinnvolle ferromagnetische Resonanz Messungen mit den Mikroresonatoren möglich sind. Wobei die Empfindlichkeit drei Größenordnungen besser ist als die der konventionellen ferromagnetischen Resonanz Methode.

Zusätzlich wurden bereits Messungen an Eisen-Platin-Nanowürfeln mit einer Seitenlänge von 6 nm durchgeführt. Auch diese Messungen stimmen mit konventionellen Messungen überein. Weiterführend sollen die Mikroresonatoren durch geometrische Anpassungen weiter verbessert werden um ferromagnetische Resonanzmessungen an Nanopartikel mit nur wenigen $1 \cdot 10^5$ Spins durchführen zu können. Die Sensitivität skaliert sich invers proportional zum Schleifendurchmesser. Mit einem Innendurchmesser von $1 \mu\text{m}$ wird es somit möglich sein 10^6 Spins zu detektieren. Somit wäre es möglich nur 10 Nanopartikel zu detektieren. Mit diesem kleinen Ensemble ist es möglich unter Anderem die intrinsische Linienbreite und Dämpfung zu ermitteln. Die Positionierung und Ausrichtung dieser Nanopartikel ist mit der Ionenfeinstrahlanlage (FIB) möglich. Mit diesem Verfahren ist es auch möglich andere Systeme, wie speziell präparierte Einkristalle, in dem Mikroresonator zu positionieren. Mittels der Elektronenstrahlolithographie ist es möglich eine geringe Anzahl von nur wenigen Nanometer großen Nanopartikeln in den Mikroresonator einzubringen. Zusätzlich ist es möglich zuerst die Eigenschaften einer einzelnen Nanostruktur zu ermitteln und durch einbringen einer weiteren Struktur die Wechselwirkung der beiden Strukturen zu studieren. Mittels der ortsaufgelösten thermischen Nahfeldmikroskopie [13] kann die Temperaturerhöhung der Strukturen während der Anregung uniformen Moden der ferromagnetischen Resonanz, wie auch der Spinwellen detektiert werden. Neben der Anregung durch ein externes Magnetfeld ist es auch möglich durch Laserpulse Spinwellen anzuregen. Mit dem Mikroresonator ist es möglich auch diese zu detektieren. Die Eigenresonanzfrequenz der hier verwendeten Mikroresonatoren liegt bei 14 GHz. Es wurden bereits R-förmige Mikroresonatoren mit einer Eigenresonanzfrequenz von 9.5 GHz um die ferromagnetischen Resonanzmessungen auch im X-Band Bereich durchführen zu können.

6 Anhang

6.1 Entmagnetisierungsfeld

Hier sind die Tensorelemente der Entmagnetisierungsfelder für die x-, y- und z-Richtung angegeben [6]. Für die z-Richtung $N_{zx} = (-\nabla\Phi_M)_z$ ergibt sich der Entmagnetisierungstensorelement von:

$$N_{zx} = (-\nabla\Phi_M)_z = \mu_0 M_0 \left(\begin{aligned} & \ln \left[(b-y) + \sqrt{(c-z)^2 + (b-y)^2 + (a-x)^2} \right] \\ & - \ln \left[-(b+y) + \sqrt{(c-z)^2 + (b-y)^2 + (a-x)^2} \right] \\ & - \ln \left[(b-y) + \sqrt{(c-z)^2 + (b-y)^2 + (a+x)^2} \right] \\ & + \ln \left[-(b+y) + \sqrt{(c-z)^2 + (b+y)^2 + (a+x)^2} \right] \\ & - \ln \left[(b-y) + \sqrt{(c+z)^2 + (b-y)^2 + (a-x)^2} \right] \\ & + \ln \left[-(b+y) + \sqrt{(c+z)^2 + (b+y)^2 + (a-x)^2} \right] \\ & + \ln \left[(b-y) + \sqrt{(c+z)^2 + (b-y)^2 + (a+x)^2} \right] \\ & - \ln \left[-(b+y) + \sqrt{(c+z)^2 + (b+y)^2 + (a+x)^2} \right] \end{aligned} \right) \quad (6.1)$$

Der Entmagnetisierungstensorelement in x-Richtung $N_{xx} = (-\nabla\Phi_M)_x$ ist:

$$N_{xx} = -\mu_0 M_0 \int_{-c}^c dz \int_{-b}^b dy \left[\frac{c-x}{\sqrt{(z-z)^2+(y-y^2)+(a-x)^2}} - \frac{c+z}{((z-z)^2+(y-y^2)+(a+x)^2)^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (6.2)$$

Das Entmagnetisierungstensorelement in y-Richtung $N_{yx} = (-\nabla\Phi_M)_y$ ist:

$$N_{yx} = \mu_0 M_0 \int_{-c}^c dz \int_{-b}^b dy \left[\frac{y-y}{\sqrt{(z-z)^2+(y-y^2)+(a-x)^2}} - \frac{y-y}{((z-z)^2+(y-y^2)+(a+x)^2)^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (6.3)$$

Literaturverzeichnis

- [1] C. P. Poole, *Electron spin resonance: a comprehensive treatise on experimental techniques*, New York, Interscience Publishers, (1967)
- [2] D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin, B. W. Chui, *Nature* 430, 329,(2004)
- [3] J.A.C. Bland, B. Heinrich (Eds.): *Ultrathin magnetic structures I-IV*, 2. Ausgabe (Springer Berlin, Heidelberg, New York 2005); B.
- [4] <http://math.nist.gov/oommf/>, M. Donahue, D. Porter, The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) project at ITL/NIST
- [5] S. Yamaguchi, *Materials Chemistry* 6 (1981) 277-286
- [6] Otfried Hans von Geisau, Diplomarbeit, Universität Bochum, (1987)
- [7] C. Hassel, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2009)
- [8] Doug Mills, Private Mitteilung, University of California, Irvine, (2009)
- [9] G. Lautz, *Elektromagnetische Felder*, Stuttgart (1976)
- [10] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer, (1998)
- [11] R. Kassing: Bergmann-Schaefer *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 6, Walter de Gruyter, (2005)
- [12] H. Zabel, S.D. Bader, *Magnetic Heterostructures*, Springer, (2008)
- [13] S. Sienen, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2008)
- [14] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, 6.Auflage, Springer Verlag, (2002)

- [15] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 14. Auflage, Oldenbourg Verlag München Wien, (2006)
- [16] R. Meckenstock, Dissertation, Universität Bochum, (1997)
- [17] J. Lindner, Dissertation, Universität Berlin, (2002)
- [18] G. A. Prinz, G. T. Rado, J. J. Krebs, J. Appl. Phys. 53 (3), March 1982
- [19] D. Kurowski, Dissertation, Universität Bochum, (1999)
- [20] W. Raith: Bergmann-Schaefer *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 6, Walter de Gruyter, (1992)
- [21] J. W. Orton, *Electron Paramagnetic Resonance*, Gordon and Breach Science Publishers, New York, (1968)
- [22] O. H. von Geisau, Dissertation, Universität Bochum, (1993)
- [23] L. D. Landau, E. M. Lifshitz: Phys. Zeitsch. der Sow., 8, 153, (1935)
- [24] T. Schneider, Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern (2009)
- [25] C. E. Patton, Physics Reports 103, Nr. 5, 251, (1984)
- [26] Paul A. Tipler, *Physik*, Spektrum, (1994)
- [27] L. R. Walker, Physical Review Volumen 105, Nr. 2, (1957)
- [28] J. A. Weil, J. R. Bolton, *Electron paramagnetic Resonance*, Wiley, (2007)
- [29] G. Boero, M. Souterfas, C. Massin, F. Vincent, P.-A. Besse, R. S. Popovic, A. Schweiger, Rev. Sci. Instr. 74, Nr. 11 (2003)
- [30] R. Narkowicz, D. Suter, R. Stonies, Journal of Magnetic Resonance 175, 275, (2005)
- [31] R. Narkowicz, D. Suter, I. Niemeyer, Rev. Sci. Instr. 79, 084702, (2008)
- [32] David M. Pozar, *Microwave Engineering* 2nd Edition, New York, (1998)

- [33] I. M. Watt, *Electron microscopy*, 2.Auflage, Cambridge University Press, (1997)
- [34] S. Kirsch, Dissertation, Universität Duisburg, (2003)
- [35] N. Reckers, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2008)
- [36] B. Stahlmecke, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2002)
- [37] O. Posth, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2005)
- [38] F.M. Römer, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2007)
- [39] C. Hassel, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, Phys. Rev. B 77, 224439, (2008)
- [40] I. Horcas, R. Fernández, J. M. Gómez-Rodríguez, J. Colchero, J. Gómez-Herrero, A. M. Baro, Rev. Sci. Instr. 78, 013705 (2007)
- [41] M. Brands, O. Posth, G. Dumpich, Superlattices and Microstructures 37, 380 (2005)
- [42] M. Brands, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2005)
- [43] S. U. Jen, P. J. Wang, Y. C. Tseng, H. P. Chiang, J. Appl. Phys. 105, (2009)
- [44] R. M. Bozorth, J.G. Walker, Phys. Rev. 89, Nr. 3, (1953)
- [45] G. Dumpich, E.F. Wassermann, V. Manns, W. Keune, S. Murayama und Y. Miyako, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 67 (1987)
- [46] F. Michélini, L. Ressler, J. Degauque, P. Baules, A. R. Fert, J. P. Peyrard, J. F. Bobo, J. Appl. Phys. 92, 7337 (2002)
- [47] Landolt-Boernstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, New Series Volume III 19a, Springer, (1986)

- [48] Kh. Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Hörsten, H. Wende, W. Keune, J. Rucker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, W. Kuch, K. Baberschke, Z. Frait, Phys. Rev. B 76, 104416 (2007)

7 Danksagung

Ich danke meinen Eltern Edith und Dieter Banholzer, die mich immer unterstützen und ohne die ich es nie so weit geschafft hätte.

Ein ganz besonderer Dank geht an Prof. Dr. Michael Farle, der mich als studentische Hilfskraft in seiner Arbeitsgruppe aufnahm und mir die Möglichkeit gab meine Arbeit dort zu schreiben. Danke an Dr. Jürgen Lindner und Dr. Ralf Meckenstock für die vielen Anregungen und interessanten Diskussionen. Spinwellen sind toll, aber wehe sie bewegen sich. Für die tolle Zusammenarbeit möchte ich mich bei Dr. Rysard Narkovic bedanken. Ohne die Simulationen der Mikroresonatoren wäre meine Arbeit nicht möglich gewesen. Für die tägliche Unterstützung danke ich meinen Büromitbewohnern Nathalie Reckers, Sven Stienen, Christian Wirtz, Dr. Christoph Hassel und Oliver Posth. Durch die täglichen Diskussionen über wichtige und unwichtige Dinge habe ich sehr viel gelernt. Danke für die Freitage, denn die waren das Highlight der Woche. Für die Diskussionen über die Theorie und ihre Geduld danke ich Dr. Christoph Hassel und Sven Stienen. Für die wichtigen Tipps und Tricks für das Arbeiten mit dem Rasterelektronenmikroskop bedanke ich mich bei Oliver Posth und Nathalie Reckers. Für ihre Hilfe bei der Herstellung und bei den Messungen geht mein Dank an: Dr. Rysard Narkovic, Florian M. Römer, Nikita Melnichak, Dr. Christoph Hassel, Oliver Posth, Christian Schöppner, Dr. Verena Ney und Dr. Detlef Spoddig. Hans Dieter Schädel und Horst Zähres danke ich für die Besprechung und Herstellung des Probenhalters. Danke an die gesamte AG Farle in der ich mich immer sehr wohl gefühlt habe und in der eine wundervolle Arbeitsatmosphäre herrscht.

7 Danksagung

Meinen besten Freundinnen Carolin, Susanne und Alina danke ich für die seelische Unterstützung in allen Lebenslagen. Ich danke auch allen, die ich hier vergessen oder absichtlich nicht genannt habe.

DANKE!!!