

# Strominduzierte Magnetisierungsdynamik in (Pseudo-)Spinventil-Nanodrähten

## Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät II  
Chemie, Physik und Mathematik

der Martin-Luther-Universität  
Halle-Wittenberg

vorgelegt von

Herr Johannes Kleinlein  
geb. am 25.09.1980 in Neustadt/Aisch

Gutachter:

1. Prof. Dr. Georg Schmidt, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
2. Prof. Dr. Georg Woltersdorf, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
3. Prof. Dr. Jürgen Faßbender, Helmholtz-Zentrum Dresden

Tag der öffentlichen Verteidigung: 01.04.2015

---

# Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis: Akronyme und Signaturen.....	v
Danksagung.....	vii
<b>1. Einleitung.....</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen.....</b>	<b>3</b>
2.1 Riesenmagnetowiderstand.....	3
2.1.1 Modell von Barnas.....	6
2.1.2 Charakteristische Schichtsysteme.....	8
2.1.3 Einflussfaktoren auf den CIP-GMR-Effekt.....	9
2.1.3.1 Spinasymmetrie.....	9
2.1.3.2 Materialkombination.....	9
2.1.3.3 Schichtdicke der NM-Schicht.....	9
2.1.3.4 Schichtdicke FM.....	10
2.1.3.5 Rauheit.....	10
2.1.3.6 Verunreinigungen.....	10
2.1.3.7 Temperatur.....	10
2.1.3.8 Benachbarte Schichten.....	10
2.1.3.9 Winkelabhängigkeit.....	11
2.2 Austauschisotropie.....	11
2.3 Oerstedfeld.....	14
2.4 Ferromagnetische Resonanz.....	18
2.4.1 Landau-Lifshits-Gilbert-Gleichung und effektives Feld.....	18
2.4.2 Magnetische Anisotropie.....	20
2.4.3 Ermittlung der Resonanzbedingung.....	23
2.5 Simulationen.....	23
2.5.1 Mikromagnetische Simulationen mit Mumax 2.....	23
2.5.2 Simulationen mit Sonnet.....	25
<b>3. Probenherstellung.....</b>	<b>26</b>
3.1 Schichtherstellung.....	26
3.2 Strukturierung von GMR-Nanodrähten.....	28
3.3 Nanostrukturierung von GMR-Nanodrähten.....	32
<b>4. Ergebnisse.....</b>	<b>35</b>
4.1 Ummagnetisierung von Pseudospinventil- und Spinventil-Nanodrähten.....	35
4.1.1 Domänenwände in Nanodrähten.....	35
4.1.1.1 Klassifikation.....	36

4.1.1.2	Experimenteller Nachweis.....	38
4.1.1.3	Erzeugung und Bewegung von Domänenwänden.....	39
4.1.2	Nanodraht-Ensemble.....	41
4.1.2.1	Ergebnisse SQUID/MFM.....	41
4.1.3	Feldvermitteltes Ummagnetisieren einzelner Drähte.....	44
4.1.3.1	Messaufbau.....	44
4.1.3.2	Gerade Nanodrähte.....	45
4.1.3.3	Fixierung von Domänenwänden an Kerben.....	47
4.1.3.4	Fixierung von Domänenwänden durch lokale Magnetfelder.....	52
4.1.4	Strominduziertes Ummagnetisieren einzelner Drähte.....	59
4.1.4.1	Messmethode und Berechnung der Stromdichte.....	60
4.1.4.2	Nanodrähte mit NiFe-Elektrode.....	64
4.1.4.3	Modellentwicklung.....	68
4.1.4.4	Mikromagnetische Simulationen.....	70
4.1.4.4.a	Vergleich der bisherigen Ergebnisse aus Simulation und Experiment.....	75
4.1.4.5	Nanodrähte mit CoFeB-Elektrode.....	75
4.1.4.5.a	Umschalten von Teilstücken gerader Drähte.....	77
4.1.4.5.b	Umschalten von L-förmigen Drähten.....	79
4.1.4.6	Fazit.....	85
4.2	Gleichspannungserzeugung mit GMR-Nanodrähten.....	85
4.2.1	Erzeugung einer DC-Spannung aus AC-Signal.....	85
4.2.1.1	Herkömmliche Bauteile.....	85
4.2.1.2	Spintronik-Bauteile.....	86
4.2.2	Modell für die Gleichspannungserzeugung mit der lateralen GMR-Diode.....	87
4.2.2.1	Anschauliches Modell.....	87
4.2.2.2	Mathematische Formulierung.....	89
4.2.3	Experimentelle Realisierung.....	91
4.2.3.1	Messaufbau und Probendesign.....	91
4.2.3.2	Gleichstrommessungen.....	94
4.2.3.3	Wechselstrommessungen.....	99
4.2.3.3.a	Strom- und Magnetfeldabhängigkeit.....	99
4.2.3.3.b	Orientierungsabhängigkeit und Variation der Drahtbreite.....	105
4.2.3.3.c	Frequenzabhängigkeit.....	109
4.2.3.3.d	Effizienzvergleich.....	110
4.2.3.4	Fazit und Ausblick.....	112
4.3	Ferromagnetische Resonanz von Nanodrähten und Nanostrukturen im Frequenzbereich.....	113
4.3.1	FMR-Untersuchungen von GMR-Nanodrähten.....	114
4.3.1.1	Transmissionsmessungen.....	114
4.3.1.2	FMR-Messungen.....	116
4.3.1.2.a	Quantitative Analyse der Resonanzlinien.....	118
4.3.1.2.b	Vergleich mit mikromagnetischer Simulation.....	122
4.3.1.2.c	Frequenzvariation.....	124
4.3.1.2.d	Winkelabhängigkeit.....	129
4.3.1.3	Vorüberlegungen zu FMR-Untersuchungen von Nanostrukturen.....	133
4.3.1.3.a	Das Oerstedfeld.....	135
4.3.2	FMR-Untersuchungen einzelner Nanostrukturen.....	138
4.3.2.1	Orientierungsabhängigkeit.....	140
4.3.2.2	Winkelabhängige Messungen von Nanostrukturen.....	143
4.3.2.3	Vergleich mit Simulationen.....	147
4.3.2.4	Einfluss von Abmessung und Anzahl der Nanostrukturen.....	152
4.3.2.5	Frequenzabhängigkeit von Beispielstrukturen.....	154

4.3.2.6	Nachweisgrenze der Methode .....	157
4.3.3	Fazit.....	158
4.4	FMR-Untersuchungen von Nanodrähten im Zeitbereich.....	159
4.4.1	Beschreibung der Dynamik.....	160
4.4.2	Simulationsergebnisse.....	161
4.4.2.1	Anregung mit einer Magnetfeldstufe.....	163
4.4.2.1.a	Einfluss Strukturbreite und Randrauheit.....	165
4.4.2.1.b	Einfluss effektives Feld.....	166
4.4.2.1.c	Einfluss Materialparameter.....	167
4.4.2.2	Anregungen mit zwei Magnetfeldstufen .....	168
4.4.2.2.a	Anregung mittels abgestufter Feldflanke.....	168
4.4.2.2.b	Anregung mittels Feldpuls .....	170
4.4.3	Experimente .....	173
4.4.3.1	Probenlayout und Messaufbau.....	173
4.4.3.2	Darstellung und Diskussion der Ergebnisse .....	176
4.4.3.2.a	Messungen mit einer Flanke.....	176
4.4.3.2.b	Messungen mit zwei Flanken und Leistungsteiler.....	177
4.4.3.2.c	Messungen mit zwei gegenläufigen Flanken.....	179
4.4.3.2.d	Vergleich: Simulation und Experiment .....	182
4.4.3.2.e	Vergleich der Resultate mit Frequenzbereichsmessungen.....	182
4.4.3.2.f	Anregung mit abgestufter Feldflanke.....	183
4.4.4	Fazit.....	186
<b>5.</b>	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>187</b>
<b>6.</b>	<b>Anhang .....</b>	<b>188</b>
6.1	Physikalische Konstanten und Literaturwerte .....	188
6.2	Umrechnung von Einheiten und Bezugsgrößen .....	189
6.2.1	Magnetfeld und Flussdichte .....	189
6.2.2	Magnetisierung und magnetisches Moment.....	189
6.2.3	Leistungspegel.....	190
6.2.4	Stromamplitude für verschiedene Leistungspegel an 50 $\Omega$ .....	190
6.3	Beispielprogramm <i>Mumax 2</i> .....	191
6.4	Beispielskript.....	195
6.5	UHV-Anlagen.....	196
6.5.1	Argon-Ätzanlage mit Sekundärionenspektrometer .....	196
6.5.2	Sputterkammer .....	198
6.5.2.1	TEM-Aufnahmen .....	200
6.6	Nadelmessplatz.....	202
<b>7.</b>	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>203</b>
<b>8.</b>	<b>Liste eigener Veröffentlichungen .....</b>	<b>223</b>

---






<b>9. Angaben zur Person .....</b>	<b>224</b>
<b>10. Eidesstattliche Erklärung .....</b>	<b>225</b>

Verzeichnis: Akronyme und Signaturen

<b>Akronym</b>	<b>Englische Bezeichnung</b>	<b>Deutsche Bezeichnung</b>
AC	alternating current	Wechselstrom (auch für Wechselspannung)
AFM	atomic force microscope	Rasterkraftmikroskop
AMR	anisotropic magnetoresistance	anisotroper Magnetowiderstand
AntiFM	antiferromagnet	Antiferromagnet
CAP	current-at-angle-to-plane	-
CIDWM	current-induced domain wall motion	strominduzierte Domänenwandbewegung
CIP	current-in-plane	Stromfluss in der Schichtebene
CMR	colossal magnetoresistance	kolossaler Magnetowiderstand
CPP	current-perpendicular-to-plane	Stromfluss senkrecht zur Schichtebene
CPU	central processing unit	Prozessor
CPW	coplanar waveguide	koplanarer Wellenleiter
DAC	digital-to-analog converter	Digital-Analog-Wandler
DC	direct current	Gleichstrom (auch für Gleichspannung)
DI-Wasser	deionized water	deionisiertes Wasser
DW	domain wall	Domänenwand
EBL	electron beam lithography	Elektronenstrahlolithographie
FFT	fast Fourier transform	schnelle Fourier-Transformation
FM	ferromagnet	Ferromagnet
FMR	ferromagnetic resonance	Ferromagnetische Resonanz
FS-Modell	Fuchs-Sondheimer model	Fuchs-Sondheimer-Modell
GMR	giant magnetoresistance	Riesenmagnetowiderstand
GPU	graphics processing unit	Grafikprozessor
HH	head-to-head (domain wall)	Kopf-an-Kopf (Domänenwand)
MAE	magnetic anisotropy energy	magnetische Anisotropieenergie
MFM	magnetic force microscope	Magnetkraftmikroskop
MIBK	methyl isobutyl ketone	Methylisobutylketon
MOKE	magneto-optic Kerr effect	magnetooptischer Kerr-Effekt
MR	magnetoresistance	Magnetowiderstand
MRAM	magnetoresistive random-access memory	magnetischer Arbeitsspeicher
NM	not (ferro)magnetic	nicht (ferro)magnetisch

PIMM	pulse inductive microwave magnetometry	-
PMMA	polymethyl methacrylate	Polymethylmethacrylat
PSV	pseudo spin valve	Pseudospinventil
RT	room temperature	Zimmertemperatur
SEM	scanning electron microscopy	Rasterelektronenmikroskopie
SQUID	superconducting quantum interference device	supraleitende Quanteninterferenzeinheit
SRE	spin rectification effect	Spin-Gleichrichtungseffekt
STT	spin-transfer torque	Übertrag von Spindrehmoment
SV	spin valve	Spinventil
SyAFM	synthetic antiferromagnet	synthetischer Antiferromagnet
TDR	time domain reflectometry	Zeitbereichsreflektometrie
TEM	transmission electron microscopy	Transmissionselektronenmikroskopie
TMAH	tetramethylammonium hydroxide	Tetramethylammoniumhydroxid
TMR	tunneling magnetoresistance	Tunnelmagnetowiderstand
TT	tail-to-tail (domain wall)	Rücken-an-Rücken (Domänenwand)
UHV	ultra-high vacuum	Ultrahochvakuum
XRR	X-ray reflectometry	Röntgenreflektometrie

Im Rahmen dieser Arbeit werden graphische Darstellungen von Simulationsergebnissen und Messdaten mit speziellen Signaturen versehen. Sie sollen es dem Leser ermöglichen, das Zustandekommen der jeweils dargestellten Ergebnisse auf einen Blick zu erkennen. In der folgenden Übersicht werden die verwendeten Signaturen zusammengestellt und die jeweilige Bedeutung erläutert.

Signatur	Bedeutung
	<i>Mumax 2</i> Simulationsdaten
	Elektrische Messung an Nanodraht mit flächigen Zuleitungen
	Elektrische Messung an Nanodraht mit Nukleationsfläche mit schmalen Zuleitungen
	Elektrische Messung an Nanodraht mit schmalen Zuleitungen
	Elektrische Messung an Nanodraht mit Zuleitungen in koplanarer Wellenleitergeometrie



---

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die ihren Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben, besonders bei den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Nanostrukturierte Materialien und dem Interdisziplinären Zentrum für Materialwissenschaften (IZM).

- Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Schmidt für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen, für das in mich gesetzte Vertrauen und die Betreuung dieser Arbeit. Ohne die zahlreichen Besprechungen, Diskussionen und Tipps wäre die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.
- Herrn Ocker von der Singulus Technologies AG für die Deposition von zwei Spinventil-Schichten
- Frank Heyroth für Softwareunterstützung (Pioneer, Linux), TEM-Aufnahmen und sehr hilfreiche Diskussionen
- Christian Eisenschmidt für SQUID- und XRR-Messungen
- Frank Syrowatka für die ESEM-Aufnahmen bei der Untersuchung von Hybridlacken für die Elektronenstrahlolithographie, für die Unterstützung bei Vakuumfragen und der Hilfe beim Aufbau der Ätzanlage, ebenso Ralf Kulla für wertvolle Tipps, besonders während der Planungsphase der UHV-Anlagen
- Bodo Fuhrmann und Sven Schlenker für die alltäglichen Arbeiten zur Aufrechterhaltung des Reinraumbetriebs und für die sehr gute Arbeitsatmosphäre dort
- Katrin Lehmann für die TEM-Probenpräparation
- Allen Mitarbeitern der Mechanikwerkstatt für die erstklassige Bearbeitung der zahllosen Aufträge
- Alexander Müller und Tim Richter für die Unterstützung beim Aufbau und der Prozessentwicklung für die Sputteranlage und die Ätzanlage
- Meinen Kollegen Matthias Grünewald und Martin Wahler im fränkischen Büro. Besonders dankbar bin ich Matthias Grünewald für die zahlreichen Labview-Programme und Martin Wahler für die Diskussionen und Hilfestellungen bei den Hochfrequenzmessungen.
- Verena Kleinlein und Karl Dreßler für das Korrekturlesen dieser Arbeit

Ebenso wichtig für das Gelingen dieser Arbeit war die Unterstützung meiner Familie. Einen besonderen Dank an meine Eltern, Großeltern, Geschwister und Anika. Ich danke jedem von Euch für euren Beitrag!



# 1. Einleitung

Konventionelle Elektronik, z. B. ein Transistor, basiert auf der Ladung der Elektronen (oder Ladungsträger im Allgemeinen). Durch die zusätzliche Ausnutzung des Spins der Ladungsträger entsteht die Spin-Elektronik oder Spintronik (Einführung und Übersicht z. B. in [1], [2], [3]). Spintronik-Bauteile können gegenüber konventionellen Bauteilen zahlreiche Vorteile mitbringen. Sie können z. B. nichtflüchtige Speicher, erhöhte Arbeitsgeschwindigkeit, reduzierten Energieverbrauch sowie eine erhöhte Speicherdichte ermöglichen [1]. Durch die geringen Abmessungen der funktionalen Einheiten müssen die Konzepte des Nanomagnetismus [4] berücksichtigt werden.

Besonders auf dem Gebiet der Speicheranwendungen und bei der Entwicklung alternativer Logikarchitekturen existieren erfolgreiche Konzepte und kommerzielle Produkte der Spintronik. Für die Realisierung dieser Speicher- und Logikanwendungen sind unter anderem Nanodrähte geeignete Kandidaten [5]. Die Speicher basieren dann z. B. auf Domänenwänden in den Drähten [6]. Auch eine alternative Logik kann mithilfe von Domänenwänden in Nanodrähten realisiert werden [7]. Im Rahmen dieser Arbeit werden solche Nanodrähte aus speziellen funktionellen Schichtsystemen verwendet und mögliche elektrische Anwendungen entwickelt. Der Widerstand der verwendeten Strukturen hängt über den sogenannten Riesenmagnetowiderstand von der magnetischen Konfiguration des Nanodrahtes ab.

Im Allgemeinen können magnetische Strukturen durch äußere Magnetfelder ummagnetisiert werden. Unter bestimmten Voraussetzungen kann die Ummagnetisierung auch durch elektrischen Strom induziert werden. In vertikalen (Spinventil-)Transportstrukturen gelingt die strominduzierte Manipulation der magnetischen Konfiguration des Bauteils entweder durch das Oerstedfeld des Stromes oder durch einen Übertrag von Spindrehmoment (siehe z. B. [8], [9], [10]). In lateralen Strukturen können vorhandene Domänenwände unter bestimmten Voraussetzungen durch Strompulse und einen Übertrag von Spindrehmoment bewegt werden (siehe z. B. [11], [12]) und so eine Ummagnetisierung der Struktur erreicht werden. Ein strominduziertes Umschalten von Nanodrähten ohne vorhandene Domänenwand ist bisher nicht bekannt.

Zu Beginn dieser Arbeit wird das Konzept der Domänenwände in Nanodrähten aufgegriffen und unter anderem Möglichkeiten untersucht, Domänenwände in Nanodrähten an bestimmten, dafür vorgesehenen Stellen zu fixieren. Beispielsweise wird eine Domänenwandfalle untersucht, die aus nahe am Draht befindlichen Nanomagneten besteht und deren magnetische Konfiguration durch ein äußeres Magnetfeld einstellbar ist. Bei den Untersuchungen der Domänenwandfalle werden starke Einflüsse von Oerstedfeldern auf die Magnetisierungen erkannt, die im Weiteren genauer untersucht werden. Das (transversale) Oerstedfeld bewirkt, dass die Magnetisierungen aus der Drahtachse heraus rotiert werden. Es werden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen durchgeführt, wie dieser Effekt dazu genutzt werden kann, erstmals die magnetische Konfiguration eines Nanodrahtes ohne vorhandene Domänenwand durch einen Strompuls umzuschalten.

Die Rotation der Magnetisierungen im Nanodraht durch das Oerstedfeld führt dazu, dass sich der Winkel zwischen den Magnetisierungen mit dem Strom ändert. Aufgrund des Magnetowiderstandes ändert sich damit auch der Widerstand des Nanodrahtes mit dem Strom. Es wird untersucht, ob durch ein spezielles Probandesign diese Widerstandsmodulation dazu genutzt werden kann eine teilweise Gleichrichtung eines Wechselstromes zu erreichen. In dieser Arbeit werden periodische Oerstedfelder benutzt, um durch die resultierenden periodischen Auslenkungen der Magnetisierungen einen Gleichrichtungseffekt zu erreichen. Dieser Gleichrichtungseffekt in Nanodrähten wird modelliert und experimentell untersucht.

Es ist weiterhin bekannt, dass in vertikalen (Spinventil-)Transportstrukturen durch hochfrequente Wechselströme (im GHz-Bereich) ferromagnetische Resonanz angeregt werden kann. Dieser Effekt wird hier auf Nanodrähte übertragen und untersucht. Durch die erweiterten Möglichkeiten bei der geometrischen Gestaltung lateraler Strukturen werden zusätzliche Anwendungen möglich. Beispielsweise werden durch eine weitere Nanostrukturierung der Drähte Strukturen hergestellt, die FMR-Untersuchungen einzelner Nanostrukturen ermöglichen.

Weiterhin wird die Widerstandsänderung durch das Oerstedfeld für Untersuchungen der Nanodrähte mittels ferromagnetischer Resonanz im Zeitbereich ausgenutzt.

Insgesamt ist diese Arbeit folgendermaßen strukturiert:

Im folgenden zweiten Kapitel werden zunächst Grundlagen erläutert, die für das Verständnis der Arbeit benötigt werden. Dabei wird zu Beginn auf den Riesenmagnetowiderstand eingegangen. Neben der Erklärung des Effektes werden verschiedene charakteristische Schichtsysteme vorgestellt und die wichtigsten Einflussfaktoren auf den Effekt kurz erläutert. Die für die Realisierung eines Spinventils wichtige Austauschisotropie wird diskutiert, bevor auf das von elektrischem Strom erzeugte Magnetfeld, das sogenannte Oerstedfeld, eingegangen wird. Abschließend werden die Grundlagen der ferromagnetischen Resonanz erklärt sowie die verwendeten Simulationsprogramme vorgestellt.

Im dritten Kapitel wird die Herstellung der Proben beschrieben, wobei sowohl auf die Schichtherstellung als auch auf die Nanostrukturierung der Schichtsysteme eingegangen wird.

Im daran anschließenden vierten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit präsentiert. Um ein besseres Verständnis zu ermöglichen, werden jedem Unterkapitel weitere, spezielle Grundlagen vorangestellt. In Kapitel 4.1 werden Experimente zum feldvermittelten sowie zum strominduzierten Ummagnetisieren von Nanodrähten diskutiert. Im darauffolgenden Kapitel 4.2 wird eine Methode zur Erzeugung einer Gleichspannung durch wechselstromdurchflossene Nanodrähte entwickelt. Diese Gleichrichtung findet anschließend (Kapitel 4.3) Anwendung in der Untersuchung von einzelnen Nanodrähten und Nanostrukturen mittels ferromagnetischer Resonanz im Frequenzbereich. In Kapitel 4.4 wird schließlich eine Methode zur Untersuchung der Nanodrähte mittels ferromagnetischer Resonanz im Zeitbereich entwickelt und optimiert. Im fünften Kapitel werden die Resultate dieser Arbeit kompakt zusammengefasst.

Im Anhang der Arbeit befindet sich unter anderem ein kommentiertes *Mumax 2*-Beispielprogramm für die mikromagnetische Simulation ferromagnetischer Resonanz im Zeitbereich. Außerdem werden die in den ersten Jahren dieser Arbeit aufgebauten UHV-Anlagen, eine Sputteranlage und eine Argon-Ätzanlage mit Endpunktdetektor kurz vorgestellt. Darüber hinaus wird ein ebenfalls in dieser Zeit aufgebauter Nadelmessplatz vorgestellt.

## 2. Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die für das Verständnis der Arbeit benötigten Grundlagen erörtert. Es werden Experimente mit Nanodrähten aus metallischen Schichtstrukturen durchgeführt, wobei eine charakteristische Abfolge aus ferromagnetischen und nicht-ferromagnetischen Schichten zur Anwendung kommt (Grundlagen zum Ferromagnetismus können z. B. [13] oder [14] entnommen werden). Der elektrische Widerstand der Schichtsysteme hängt von der magnetischen Konfiguration der beteiligten Schichten ab. Dieser Effekt, der als Riesenmagnetowiderstand bezeichnet wird, wird zunächst phänomenologisch eingeführt und unter Zuhilfenahme des Mott-Modells anschaulich erklärt. Eine mögliche theoretische Beschreibung wird anhand des Modells von Barnas skizziert. Nach der Einführung charakteristischer Schichtsysteme zur Untersuchung oder Anwendung des genannten Effektes werden die wichtigsten Abhängigkeiten vorgestellt.

Im weiteren Verlauf wird auf die Austauschanisotropie eingegangen. Sie tritt an der Grenzfläche zwischen Antiferromagneten und Ferromagneten auf. Mithilfe dieser Wechselwirkung gelingt die Verschiebung der Hysteresekurve des beteiligten Ferromagneten bezüglich des magnetischen Nullfeldes. Im Rahmen dieser Arbeit werden unter anderem ferromagnetische Resonanz-Experimente durchgeführt, wobei die Anregung durch das Oerstedfeld eines hochfrequenten elektrischen Wechselstromes vermittelt wird. Deshalb wird auch auf das Oerstedfeld des Stromes genauer eingegangen und unter anderem der theoretische Verlauf des Feldes um einen Nanodraht untersucht. Zum Abschluss des Kapitels wird die ferromagnetische Resonanz diskutiert. Im Rahmen dieser Diskussion wird auf die zugrunde liegende Magnetisierungsdynamik und auf deren mathematische Beschreibung eingegangen.

### 2.1 Riesenmagnetowiderstand

Der Riesenmagnetowiderstand (engl. „giant magnetoresistance“, GMR) tritt in Schichtsystemen aus ferromagnetischen (FM) und nicht-(ferro)magnetischen (NM) Schichten auf, wobei die Schichtdicken im nm-Bereich liegen. Im einfachsten Fall besteht das Schichtsystem lediglich aus zwei FM-Schichten und einer NM-Zwischenschicht: FM/NM/FM. Neben dem im Jahr 1988 ([15], [16]) entdeckten GMR-Effekt existieren weitere Magnetowiderstandseffekte, wie z. B. der Tunnelmagnetowiderstand (engl. „tunneling magnetoresistance“, TMR, siehe z. B. [17]) oder der kolossale Magnetowiderstand (engl. „colossal magnetoresistance“, CMR, siehe z. B. [18]) in oxidischen Systemen, die aber für diese Arbeit nicht relevant sind.

Der Riesenmagnetowiderstand kann in verschiedenen Geometrien beobachtet werden. Fließt der elektrische Strom durch das Schichtsystem in der Schichtebene, spricht man von „current-in-plane“ (CIP) GMR. Fließt der Strom dagegen senkrecht zu den Grenzflächen, bezeichnet man die Geometrie als „current-perpendicular-to-plane“ (CPP). Der GMR-Effekt ist in der CIP-Geometrie im Allgemeinen kleiner als in der CPP-Geometrie [19]. Neben den genannten Geometrien existieren auch Mischformen wie die CAP-Geometrie (engl. „current-at-angle-to-plane“) [20]. CAP-Messungen werden unter anderem durch Abscheidung der Schichtsysteme auf strukturierte Substrate, etwa V-förmige Grabenstrukturen möglich. Im Rahmen dieser Arbeit findet ausschließlich die CIP-Geometrie Anwendung.

Phänomenologisch hängt der elektrische Widerstand eines GMR-Schichtsystems von der relativen Orientierung der beteiligten Magnetisierungen ab. Beim CIP-GMR ergibt sich ein niedriger Widerstandswert für eine parallele Orientierung der Magnetisierungen. Dieser Zustand wird auch paralleler („P“) Zustand genannt und der dazugehörige Widerstand mit  $R_P$  bezeichnet. Der elektrische Widerstand für eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungen,  $R_{AP}$ , ist im Vergleich zu  $R_P$  erhöht. Der Zustand heißt antiparalleler Zustand („AP“). Die Größe des GMR-Effektes wird in % angegeben und aus der relativen Widerstandsänderung bezüglich des parallelen Zustandes berechnet:

$$\text{GMR} = \frac{\Delta R}{R_P} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{R_{AP}}{R_P} - 1 \quad (1)$$

Der höchste bisher beschriebene GMR-Wert stammt aus einer Untersuchung von kristallinen Fe/Cr-Übergitterstrukturen bei einer Temperatur von 1,5 K und beträgt 220 % [21].

Im weiteren Verlauf wird das Zustandekommen des CIP-GMR-Effektes erläutert. In einem ersten Schritt wird eine grundlegende, anschauliche Beschreibung des CIP-GMR-Effektes mithilfe der Annahmen des Mott-Modells [22] vorgestellt. Das Mott-Modell beschreibt ursprünglich die elektrische Leitfähigkeit von Übergangsmetallen und beruht auf zwei Annahmen (nach [23]): Zum einen wird angenommen, dass die elektrische Leitfähigkeit in Metallen durch zwei unabhängige Leitfähigkeitskanäle zustande kommt, einen Kanal pro Spinspezies (Spin-up ( $\uparrow$ ) und Spin-down ( $\downarrow$ )). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron bei einem Streuvorgang (diffusiver Transport) den Spin ändert, ist in Metallen gering, sodass diese beiden Kanäle nicht vermischt werden. Als Konsequenz kann angenommen werden, dass die Leitfähigkeit durch eine Parallelschaltung beider Kanäle erfolgt:

$$\sigma = \sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow \quad (2)$$

Die elektrische Leitfähigkeit wird durch das Drude-Modell, welches auf freien Elektronen basiert, beschrieben. Es ergibt sich für die Leitfähigkeit:  $\sigma = \frac{e^2 k_{\text{Fermi}}^2}{\pi \hbar} \lambda$ , mit der mittleren freien Weglänge  $\lambda$ , die von der Fermigeschwindigkeit  $v_{\text{Fermi}}$  und der Relaxationszeit  $\tau$  bestimmt wird sowie dem Fermiimpuls  $k_{\text{Fermi}}$ .

Zum anderen wird ausgenutzt, dass zur elektrischen Leitfähigkeit in Metallen hauptsächlich Elektronen aus den sp-Bändern beitragen, da ihre effektive Masse niedrig und ihre Beweglichkeit hoch ist. Die d-Bänder stellen freie Zustände für gestreute Elektronen zur Verfügung. Durch die Aufspaltung der d-Bänder in Ferromagneten ist die Zustandsdichte an der Fermikante für Spin- $\downarrow$  und Spin- $\uparrow$  Elektronen nicht identisch. Die Wahrscheinlichkeit eines Streuvorganges in einen bestimmten Zustand ist abhängig von dessen Zustandsdichte. Somit ist die Streurate spinabhängig und für die beiden Kanäle nicht identisch. Für die Leitfähigkeit folgt:

$$\sigma^{\uparrow(\downarrow)} \propto k_{\text{Fermi}}^2{}^{\uparrow(\downarrow)} \cdot \lambda^{\uparrow(\downarrow)} \quad (3)$$

Für die mittlere freie Weglänge wird angenommen:

$$\lambda^{\uparrow(\downarrow)} = v_{\text{Fermi}}^{\uparrow(\downarrow)} \cdot \tau^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4)$$

Die Relaxationszeiten können mittels Fermi's Goldener Regel mithilfe eines mittleren Streupotentials ( $\langle V_{\text{Streu}}^2{}^{\uparrow(\downarrow)} \rangle$ ) und der Zustandsdichte an der Fermikante  $n^{\uparrow(\downarrow)}(E_{\text{Fermi}})$  bestimmt werden:

$$\frac{1}{\tau^{\uparrow(\downarrow)}} = \frac{2\pi}{\hbar} \langle V_{\text{Streu}}^2{}^{\uparrow(\downarrow)} \rangle n^{\uparrow(\downarrow)}(E_{\text{Fermi}}) \quad (5)$$

Für eine verbreitete Klassifizierung (z. B. [24]) des GMR-Effektes ist der Ursprung der Spinabhängigkeit der in (4) und (5) eingehenden Größen entscheidend.

Fermiimpuls  $k_{\text{Fermi}}^2{}^{\uparrow(\downarrow)}$ , Fermigeschwindigkeit  $v_{\text{Fermi}}^{\uparrow(\downarrow)}$  und die Zustandsdichte an der Fermikante  $n^{\uparrow(\downarrow)}(E_{\text{Fermi}})$  sind intrinsische Eigenschaften des Metalls. Sie werden vollständig durch die elektronische Bandstruktur bestimmt.

Im Gegensatz dazu wird das Streupotential  $\langle V_{\text{Streu}}^2{}^{\uparrow(\downarrow)} \rangle$  durch Defekte, Verunreinigungen oder Gitterschwingungen erzeugt und ist damit eine extrinsische Eigenschaft. Je nach Streumechanismus kann das Streupotential spinabhängig sein oder nicht. In realen Strukturen kann die Spinabhängigkeit des Streupotentials durch verschiedene Streumechanismen im Mittel verschwinden. Dann liefert die spinabhängige Bandstruktur den entscheidenden Beitrag zur Spinabhängigkeit von mittlerer freier Weglänge und Leitfähigkeit [23].

Aus diesem einfachen Modell wird bereits das Zusammenspiel elektronischer Eigenschaften (wie z. B.  $n^{\uparrow(\downarrow)}(E_{\text{Fermi}})$ ) und Streueigenschaften (wie z. B.  $\tau^{\uparrow(\downarrow)}$ ) für den GMR-Effekt sichtbar. Durch (5) werden Streumechanismen und elektronische Eigenschaften, also intrinsische und extrinsische Eigenschaften, verknüpft, sodass typischerweise keine einfache Trennung der Beiträge zum GMR-Effekt möglich ist [25].

Mit diesen Annahmen kann das Prinzip des CIP-GMR-Effektes (siehe Abbildung 1) unter der Annahme spinabhängiger Streuung erklärt werden. Man nimmt also an, dass die Streuung der Elektronen mit Spin entgegen der Magnetisierungsrichtung hoch ist und niedrig, wenn Spin und Magnetisierungsrichtung übereinstimmen. Diese Annahme spiegelt das zweite Argument von Mott wider.

Fließt nun ein elektrischer Strom parallel zu den Grenzflächen eines Schichtsystems aus zwei Ferromagneten und einer nicht-ferromagnetischen Zwischenschicht (siehe Abbildung 1), bewegen sich die Ladungsträger aufgrund der Streuung auch quer zu den Grenzflächen. Für die Ladungsträger ergibt sich dadurch eine Reihenschaltung der beteiligten Schichten. Liegen die Magnetisierungen der beiden Ferromagneten im P-Zustand ( $\leftarrow$ ) vor, werden die ( $\leftarrow$ ) Elektronen (Majoritätselektronen) kaum gestreut, die ( $\rightarrow$ ) Elektronen hingegen stark. Durch die Parallellleitung in beiden Kanälen wird die Leitfähigkeit durch den gut leitenden ( $\leftarrow$ ) Kanal bestimmt. Der Widerstand ist niedrig (Abbildung 1, links). Im AP-Zustand wird jede Spinspezies in einem der FM stark gestreut, dadurch ist die Leitfähigkeit in beiden Kanälen niedrig und es ergibt sich insgesamt ein hoher Widerstand (Abbildung 1, rechts).

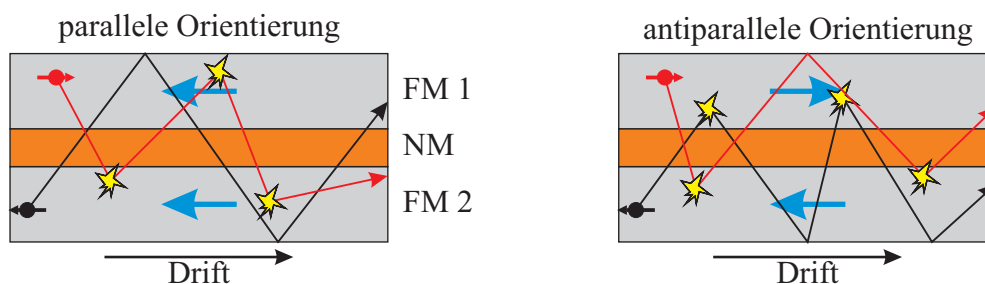


Abbildung 1: Schematische Darstellung zur spinabhängigen Streuung beim CIP-GMR-Effekt. Bei paralleler Magnetisierung (links) ist die Leitfähigkeit des Majoritätskanals hoch, dadurch ist der Gesamtwiderstand niedrig. Bei antiparalleler Orientierung (rechts) sind die Leitfähigkeiten beider Kanäle reduziert, der Gesamtwiderstand erhöht (Skizze nach [26]).

Insgesamt eignet sich dieses Modell gut für eine phänomenologische Beschreibung des CIP-GMR-Effektes. Für quantitative Aussagen ist das Modell aber ungeeignet, außerdem werden in diesem Modell wesentliche Beiträge zum CIP-GMR-Effekt nicht berücksichtigt.

Im Folgenden wird einer dieser Beiträge kurz vorgestellt. Es handelt sich um das sogenannte „Channeling“. Dieser Effekt tritt auf, wenn die Bandstrukturen der verwendeten Materialien nicht optimal zusammenpassen. So sind z. B. im Materialsystem Cu/Co die Bänder der Majoritätselektronen nicht optimal angepasst, da die Fermifläche von Kupfer größer als die Fermifläche von Kobalt ist. Unter der Annahme atomar perfekter Grenzflächen kann angenommen werden, dass der Impuls parallel zur Grenzfläche ( $k_{\parallel}$ ) erhalten bleibt. Somit gibt es im Kupfer Zustände mit einem  $k_{\parallel}$ , die im Kobalt nicht erlaubt sind. Diese Elektronen können nicht in die Kobaltschicht, sondern werden an der Grenzfläche zurückreflektiert. Als Konsequenz werden die Majoritätselektronen teilweise im Kupfer gefangen, ähnlich wie eine Lichtwelle in einem Wellenleiter (nach [27]).

Zur theoretischen Beschreibung des CIP-GMR-Effektes existieren zahlreiche Modelle. Sie unterscheiden sich in der Art und Weise der Beschreibung der elektronischen Struktur und des Transports. Die elektronische Struktur kann z. B. in der Näherung freier Elektronen oder unter Berücksichtigung der Bandstruktur erfolgen. Zur quantitativen Beschreibung des GMR-Effektes müssen mehrere Bänder berücksichtigt werden. Dies kann z. B. durch parametrisierte Bänder in Tight-binding-Modellen erfolgen oder im Rahmen von ab-initio-Berechnungen (z. B. [28], [19], [29]). Der Transport kann semiklassisch durch die Boltzmann-Transport-Theorie beschrieben werden oder

durch eine quantenmechanische Theorie. In [23] werden die verschiedenen Ansätze ausführlich dargestellt und kommentiert.

Beim CPP-GMR fließt der Strom senkrecht zu den Grenzflächen und es kommt aufgrund der Spinaufspaltung der chemischen Potentiale zu einer Spinakkumulation an den Grenzflächen. Bei der Beschreibung des GMR-Effektes in der CPP-Geometrie werden dann z. B. im Rahmen des Modells von Valet und Fert [30] neben der spinabhängigen Elektronenstreuung (mittlere freie Weglänge) zusätzlich Spin-flip-Prozesse (Spin-Diffusionslänge) berücksichtigt.

Eine einfache Modellierung des GMR-Effektes gelingt im Rahmen des sogenannten Widerstandsmodells [23]. Zur Beschreibung wird ein Widerstandsnetzwerk betrachtet, in welches die einzelnen Schichten als unabhängige Widerstände eingehen. Für jeden Spinkanal werden die Widerstände als Reihen- oder Parallelschaltung betrachtet, je nach mittlerer freier Weglänge und Schichtdicke. Mit diesem einfachen Modell ist allerdings keine quantitative Beschreibung des GMR-Effektes möglich. Eine quantitative Beschreibung gelingt z. B. im Rahmen des Modells von Barnas, welches im Folgenden kurz vorgestellt wird.

### 2.1.1 Modell von Barnas

Im weiteren Verlauf wird beispielhaft das Modell von Barnas [31] skizziert, welches eine Erweiterung des Fuchs-Sondheimer-Modells (FS-Modell) ([32], [33]) darstellt.

Grundlage der Modelle bildet die Boltzmann-Transport-Theorie mit der Boltzmann-Gleichung, die die zeitliche Änderung einer Verteilungsfunktion  $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$  beschreibt [34]:

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} + \dot{\vec{r}} \cdot \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial \vec{r}} + \dot{\vec{k}} \cdot \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial \vec{k}} = \left( \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} \right)_{\text{Streu}} \quad (6)$$

Die Verteilungsfunktion  $f$  bestimmt die Dichte der Ladungsträger am Ort  $\vec{r}$  mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$ . In [34] werden die einzelnen Terme anschaulich erläutert.

Das FS-Modell wird zur Beschreibung der Leitfähigkeit einzelner metallischer Strukturen, z. B. einzelner dünner Filmen unter Berücksichtigung einer Reflexionswahrscheinlichkeit  $p$ , verwendet. Die Reflexionswahrscheinlichkeit  $p$  ist die Wahrscheinlichkeit für eine Spiegelreflexion eines Elektrons an den Strukturgrenzen,  $1 - p$  gibt die Wahrscheinlichkeit für eine diffuse Reflexion an. Anders formuliert stellt die Wahrscheinlichkeit  $p$  den Bruchteil der Elektronen dar, die an der Oberfläche der Schicht elastisch zurückgestreut werden. Ein wichtiges Resultat des FS-Modells ist die Abnahme der Leitfähigkeit eines dünnen Metallfilms mit der Schichtdicke, falls die Elektronen an der Oberfläche diffus gestreut werden [35].

Das Barnas-Modell erweitert das FS-Modell auf eine Schichtstruktur mit zwei identischen Ferromagneten und einer nicht magnetischen Zwischenschicht (siehe Abbildung 2). Außerdem geht das Barnas-Modell von spinabhängigen Streuwahrscheinlichkeiten in den Schichten und an den Grenzflächen zwischen den Schichten aus. Das betrachtete Modellsystem sieht folgendermaßen aus: Die Magnetisierung der FM liegt jeweils in der Schichtebene, die Dicke der Schichten beträgt  $d = b - a$  und  $d_0 = 2a$ . In der Schichtebene entlang der  $x$ -Achse liegt ein elektrisches Feld  $E$  an. Die  $z$ -Achse liegt senkrecht zur Schichtebene. Die Magnetisierung wird in jeder Schicht als homogen angenommen. Zwischen den Magnetisierungen darf ein Winkel  $\theta$  liegen. Überquert ein Elektron die Zwischenschicht zwischen den FM, muss die Änderung der Quantisierungsachse für das Elektron berücksichtigt werden, da die Quantisierungsachse in den FM mit der Magnetisierungsrichtung übereinstimmt. Im Modell wird die Quantisierungsachse an einer fiktiven Ebene in der Strukturmitte (an der Stelle  $z = 0$ , siehe Abbildung 2) geändert. Somit stimmt in Bereichen A, B und C, D die Quantisierungsachse überein und ist jeweils parallel zur Magnetisierung im FM.



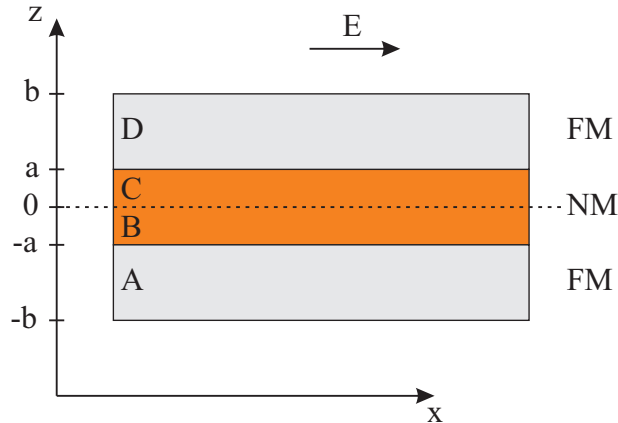


Abbildung 2: Geometrie im Barnas-Modell

Der Transport im FM wird durch ein Zwei-Kanal-Modell beschrieben, wobei unterschiedlichen Streuraten (oder mittlere freie Weglängen) für die Spin-up ( $\uparrow$ ) und Spin-down ( $\downarrow$ ) Elektronen berücksichtigt werden. Spin-Flip-Prozesse werden vernachlässigt. Der Strom in jeder Schicht wird durch je eine Verteilungsfunktion  $f$  für die Spin- $\uparrow$ - und die Spin- $\downarrow$ -Elektronen mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  bestimmt.

Die Verteilungsfunktion wird als Summe aus einer Verteilungsfunktion im Gleichgewicht, also ohne angelegtes Feld, und einem kleinen Beitrag  $g$ , der durch das äußere Feld induziert wird, betrachtet:

$$f^{\uparrow(\downarrow)}(z, \vec{v}) = f_0(\vec{v}) + g^{\uparrow(\downarrow)}(z, \vec{v}) \quad (7)$$

Setzt man (7) in die Boltzmann-Gleichung ein, vernachlässigt das Magnetfeld und berücksichtigt weiterhin nur Terme erster Ordnung, erhält man in jeder Schicht eine Gleichung für  $g$  in der Form:

$$\frac{\partial g^{\uparrow(\downarrow)}(z, \vec{v})}{\partial z} + \frac{g^{\uparrow(\downarrow)}(z, \vec{v})}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} v_z} = \frac{eE}{mv_z} \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial v_x} \quad (8)$$

In dieser Gleichung stellen  $e$  und  $m$  Ladung und effektive Elektronenmasse dar,  $E$  ist der Betrag des elektrischen Feldes,  $\tau^{\uparrow(\downarrow)}$  die Relaxationszeit. Wird im weiteren Verlauf  $g$  in zwei Anteile nach dem Vorzeichen von  $v_z$  zerlegt, dann gilt für die allgemeine Lösung von (8):

$$g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(z, \vec{v}) = \frac{eE\tau^{\uparrow(\downarrow)}}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left[ 1 + F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}) \exp\left(\frac{\mp z}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} |v_z|}\right) \right] \quad (9)$$

In (9) gehen mit  $F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v})$  zunächst willkürliche Funktionen ein, die aus Randbedingungen bestimmt werden müssen. Im weiteren Verlauf wird das prinzipielle Vorgehen bei der Ermittlung der Randbedingungen erläutert:

Analog zum FS-Modell werden an den Außengrenzen des Schichtsystems (an den Stellen  $b$  und  $-b$ ) die spinabhängigen Streuwahrscheinlichkeiten  $p$  berücksichtigt:  $p_A^{\uparrow(\downarrow)}$  und  $p_D^{\uparrow(\downarrow)}$ . Zusätzlich wird an den Grenzflächen zwischen den Schichten (bei  $a$  und  $-a$ ) Transmission (Wahrscheinlichkeit  $T^{\uparrow(\downarrow)}$ ), Reflexion (Wahrscheinlichkeit  $R^{\uparrow(\downarrow)}$ ) sowie diffuse Streuung (Wahrscheinlichkeit  $D^{\uparrow(\downarrow)}$ ) erlaubt. Da es an den Grenzflächen keine weiteren Möglichkeiten gibt, folgt:  $T^{\uparrow(\downarrow)} + R^{\uparrow(\downarrow)} + D^{\uparrow(\downarrow)} = 1$ . Schließlich wird die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron einer bestimmten Spinspezies aus einem der FM in den anderen FM transmittieren kann, durch spinabhängige Transmissionskoeffizienten  $t^{\uparrow\uparrow}$ ,  $t^{\uparrow\downarrow}$ ,  $t^{\downarrow\uparrow}$ ,  $t^{\downarrow\downarrow}$  (an der Stelle  $z = 0$ ) berücksichtigt. Diese Koeffizienten werden durch den Winkel zwischen den Magnetisierungen ausgedrückt:  $t^{\uparrow\uparrow} = t^{\downarrow\downarrow} = \cos^2(\theta/2)$  und  $t^{\uparrow\downarrow} = t^{\downarrow\uparrow} = \sin^2(\theta/2)$ . Für den Fall antiparallel orientierter Magnetisierungen bedeutet dies also  $t^{\uparrow\uparrow} = t^{\downarrow\downarrow} = 0$  sowie  $t^{\uparrow\downarrow} = t^{\downarrow\uparrow} = 1$ .

Anschaulich ausgedrückt wird aus einem Majoritätselektron des einen FM nach dem Durchqueren der Zwischenschicht ein Minoritätselektron im anderen FM [35].

Aus diesen Randbedingungen lassen sich acht Gleichungen aufstellen, die alle unbekannt Funktionen  $F$  bestimmen. Damit sind auch die Verteilungsfunktionen bekannt und die Stromdichte (Strom pro Einheitslänge) lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$I = -e \int dz \int d\vec{v} [g^\uparrow(\vec{v}, z) + g^\downarrow(\vec{v}, z)] v_x \quad (10)$$

Der GMR-Effekt lässt sich dann durch Betrachtung der Fälle mit paralleler und antiparalleler Orientierung der Magnetisierungen bestimmen.

Insgesamt kann die Abhängigkeit des Magnetowiderstandes (engl. „magnetoresistance“, MR) in diesem Modell auf zwei Beiträge reduziert werden: Ein Volumenbeitrag durch unterschiedliche (intrinsische) Volumenstreueraten der Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -Elektronen im FM, außerdem ein Grenzflächenbeitrag durch die spinabhängige Streuung an den Grenzflächen.

Mit dieser Theorie kann nach [36] unter anderem gezeigt werden, dass in Fe/Cr-Übergitterstrukturen die Grenzflächenstreuung dominiert, während bei NiFe-Strukturen die Streuung in der Schicht überwiegt. Außerdem gelingt die Vorhersage der Schichtdickenabhängigkeit, des Einflusses der unterschiedlichen Streuung an den äußeren Grenzflächen und der Winkelabhängigkeit. In [37] werden dieses und weitere Modelle zur Beschreibung der Leitfähigkeit von metallischen Filmen und Multilagern zusammengefasst.

### 2.1.2 Charakteristische Schichtsysteme

Schichtsysteme zur Untersuchung oder Anwendung des GMR-Effektes basieren auf verschiedenen Konzepten. Im Folgenden werden drei dieser Konzepte kurz vorgestellt. Das erste Konzept ist lediglich von historischem Interesse, die weiteren finden im Verlauf dieser Arbeit Anwendung. In Abbildung 3 wird jeweils schematisch das zugrunde liegende Schichtsystem mit einem idealisierten Verlauf der relativen Widerstandsänderung als Funktion eines äußeren Magnetfeldes dargestellt.

In Abbildung 3 (links) wird eine Übergitterstruktur (siehe z. B. [15]) dargestellt. GMR-Übergitterstrukturen bestehen abwechselnd aus Ferromagneten und Nichtmagneten, häufig werden Eisen und Chrom (Fe/Cr) verwendet, wobei bis zu 60 und mehr Wiederholungen benutzt werden. Die Dicke der Cr-Schichten wird in der Regel so eingestellt, dass die FM antiferromagnetisch koppeln. Typische Schichtdicken liegen im Bereich 3 nm/1 nm [23].

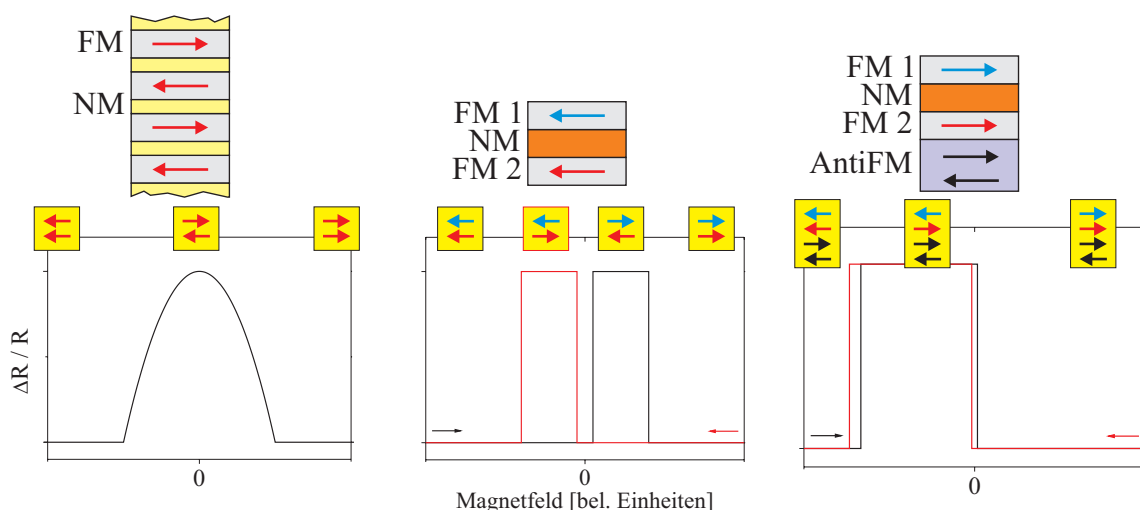


Abbildung 3: Schema: Drei verschiedene Konzepte zur Anwendung des GMR-Effektes: Übergitterstrukturen (links), Pseudospinvalve (Mitte) und Spinvalve (rechts). Darunter jeweils der idealisierte Verlauf des GMR-Effektes als Funktion des äußeren Feldes und die jeweilige Magnetisierungskonfiguration.

Die Magnetisierungen der FM-Schichten liegen dann im remanenten Zustand zur jeweils benachbarten FM-Schicht antiparallel orientiert vor. Somit wird im Nullfeld der hohe Widerstandswert gemessen. Bei Erhöhung eines Magnetfeldes rotieren die Magnetisierungen zunehmend in Feldrichtung, der Widerstand nimmt ab. Wird das Sättigungsfeld erreicht, liegen die Magnetisierungen parallel zum äußeren Feld und somit auch parallel zueinander vor. Ein niedriger Widerstand wird gemessen. Wird das äußere Feld wieder unter das Sättigungsfeld reduziert, rotieren die Magnetisierungen aufgrund der Zwischenschichtkopplung in einen zunehmend antiparallelen Zustand, der im Nullfeld erreicht wird. Der niedrige Widerstandswert liegt somit nur in starken Magnetfeldern vor.

Durch die Verwendung von zwei FM-Schichten mit unterschiedlichem Koerzitivfeld (FM1 und FM2) und einer nicht-(ferro)magnetischen, ausreichend dicken (keine antiferromagnetische Kopplung zwischen FM1 und FM2) Zwischenschicht lässt sich auch im Nullfeld ein P-Zustand erreichen (z. B. [31]). Dieses Schichtsystem wird als Pseudospinventil (PSV) bezeichnet (siehe Abbildung 3, Mitte). Das unterschiedliche Koerzitivfeld der Elektroden wird z. B. durch die Verwendung von unterschiedlichen Materialien erreicht. Die beiden Elektroden werden als freie Elektrode (kleines Koerzitivfeld) und feste Elektrode (großes Koerzitivfeld) bezeichnet. Die Darstellung zeigt das für PSV typische Verhalten: Für einen bestimmten Feldbereich einen AP-Zustand mit erhöhtem Widerstand sowie P-Zustände im Nullfeld und bei großen Feldern.

Wird eine der FM-Schichten durch die Kopplung an einen Antiferromagneten (AntiFM) mittels Austauschisotropie (siehe Kapitel 2.2) gekoppelt, erhält man ein sogenanntes Spinventil (SV) [38] (Abbildung 3, rechts). Durch die Kopplung wird das Koerzitivfeld der sogenannten fixierten Elektrode vergrößert und auf der Feldachse bezüglich des Nullfeldes verschoben. Für diese Schichtfolge liegt über einen weiten Feldbereich, abhängig vom Vorzeichen des Magnetfeldes, ein hoher oder niedriger Widerstandswert vor. Diese Funktion der SV hängt entscheidend von der Austauschisotropie ab.

### 2.1.3 Einflussfaktoren auf den CIP-GMR-Effekt

Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Einflussfaktoren auf den CIP-GMR-Effekt (nach [23]) zusammengestellt. Detaillierte Diskussionen können der Literatur entnommen werden.

#### 2.1.3.1 Spinasymmetrie

Berücksichtigt man die asymmetrische Leitfähigkeit der Spinkanäle durch einen Koeffizienten  $\varepsilon$ , wobei der Koeffizient aus dem Verhältnis der Leitfähigkeiten berechnet wird:  $\varepsilon = \frac{\sigma^{\uparrow}}{\sigma^{\downarrow}}$  (z. B. [39]), ergibt sich für die relative Widerstandsänderung aus dem Widerstandsmodell für NM-Zwischenschichten mit niedrigem Widerstand:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(\varepsilon - 1)^2}{4\varepsilon} \quad (11)$$

Dieser Ausdruck zeigt den starken Einfluss der asymmetrischen Leitfähigkeit auf den GMR-Effekt. Liegt keine Asymmetrie vor ( $\varepsilon = 0$ ), verschwindet der GMR-Effekt. Eine große Asymmetrie ( $\varepsilon \gg 1$  oder  $\varepsilon \ll 1$ ) stellt eine wichtige Voraussetzung für einen hohen GMR-Effekt dar.

#### 2.1.3.2 Materialkombination

Die Höhe des GMR-Effektes wird wesentlich durch eine geeignete Kombination von FM und NM bestimmt. Eine gute Übereinstimmung von Bandstruktur und Gitters ist essentiell. So erklärt sich die starke Reduktion der GMR-Effekte beim Übergang von Fe/Cr (220 % [21]) bzw. Co/Cu (120 % [40]) zu Co/Cr (3 % [31]) bzw. Fe/Cu (5,5 % [41]). Während ein hoher GMR-Effekt durch eine gute Übereinstimmung der Bandstruktur aufgrund der guten Transmission durch die Grenzfläche zwischen FM und NM entsteht, sind bei schlecht angepassten Gittern Defekte an der Grenzfläche vorhanden, die spinunabhängige Streuzentren in der Zwischenschicht darstellen und so den GMR erniedrigen.

#### 2.1.3.3 Schichtdicke der NM-Schicht

Im Allgemeinen gilt: Je dicker die Zwischenschicht, desto niedriger der GMR-Effekt (siehe z. B. [42]). Phänomenologisch kann die Variation des GMR-Effektes auf zwei Faktoren zurückgeführt werden: Zum einen nimmt die Streuwahrscheinlichkeit für Ladungsträger mit der Schichtdicke zu. Dadurch erniedrigt sich der Strom zwischen den FM und damit die Effekthöhe. Außerdem wirkt die

NM-Schicht mit zunehmender Schichtdicke zunehmend als Kurzschlussstrecke, wodurch sich der GMR zusätzlich erniedrigt [43]:

$$\frac{\Delta R}{R} \propto e^{\left(-\frac{d_0}{l_{NM}}\right)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{d_0}{d^*}} \quad (12)$$

Neben der Schichtdicke der NM-Schicht  $d_0$  wird eine charakteristische Länge  $l_{NM}$  berücksichtigt, wobei  $l_{NM} \approx 0,5\lambda$ . Die Dicke  $d^*$  beschreibt eine effektive Dicke, die von der Leitfähigkeit des Schichtsystems für  $d_0 = 0$  abhängt.

#### 2.1.3.4 Schichtdicke FM

Wird die Schichtdicke der freien Elektrode eines Spinventils variiert, zeigt sich ein Verlauf mit einem Maximum für Schichtdicken im Bereich von 10 nm [44]. Dünnere und dickere FM-Schichten liefern einen reduzierten GMR-Effekt, da mit zunehmender Schichtdicke immer mehr Strom im Inneren der FM-Schicht fließt und nicht zum GMR-Effekt beitragen kann. Bei sehr dünnen FM bewirkt die zunehmende Streuung an den Außenflächen eine Reduktion des Effekts. Die Abhängigkeit des GMR-Effektes von der FM-Schichtdicke kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \frac{1 - e^{\left(-\frac{d_{FM}}{l_{FM}}\right)}}{1 + \frac{d_{FM}}{d^*}} \quad (13)$$

Wobei neben der Schichtdicke der FM-Schicht  $d_{FM}$  eine charakteristische Länge  $l_{FM}$  berücksichtigt wird, die etwa der Hälfte der (größeren) mittleren freien Weglänge im FM entspricht:  $l_{FM} \approx 0,5\lambda_{FM}$ . Die Dicke  $d^*$  beschreibt eine effektive Dicke (siehe [44]).

#### 2.1.3.5 Rauheit

In Fe/Cr-Übergitterstrukturen nimmt der GMR-Effekt mit der Grenzflächenrauheit zu, wenn diese Rauheit auf einem stufenförmigen Materialverlauf begründet ist. Ist die Rauheit auf Materialdiffusion zurückzuführen, wird der GMR-Effekt reduziert. Im Gegensatz dazu tritt in Co/Cu-Systemen eine Erniedrigung des GMR-Effektes auf [45], sodass hier auf allgemeine Aussagen verzichtet wird.

#### 2.1.3.6 Verunreinigungen

Materialverunreinigungen in Spinventilen können den GMR erhöhen, erniedrigen oder zerstören, je nach Material und Position im Schichtsystem. In [46] wird dieser Einfluss sehr ausführlich untersucht. Beispielsweise zerstört Ta an der FM/NM-Grenzfläche in Co/Cu/Co den GMR-Effekt. Andererseits wird in NiFe/Cu/NiFe-Strukturen der GMR-Effekt durch Einfügen einer sehr dünnen Co-Schicht an der FM/NM-Grenzfläche stark erhöht [47]. Ursächlich für diese Erhöhung ist in diesem Fall die Stabilisierung der magnetischen Momente der Permalloyschicht (in dieser Arbeit wird die Bezeichnung „Permalloy“ (Py) synonym zu NiFe verwendet).

#### 2.1.3.7 Temperatur

Der GMR-Effekt nimmt in Spinventilen mit zunehmender Temperatur nahezu linear ab, etwa um einen Faktor 2 von 4,2 K auf Zimmertemperatur. Die Temperatur, bei der der GMR-Effekt verschwindet, skaliert mit der niedrigsten Curie-Temperatur der Schichtstruktur [44].

Verantwortlich für das Temperaturverhalten ist unter anderem inelastische Elektron-Phonon-Streuung. Dadurch nimmt der Widerstand zu. Als Konsequenz sinkt der GMR-Effekt. Zusätzlich wird die mittlere freie Weglänge in der Zwischenschicht reduziert. Dadurch wird der Strom zwischen den FM und folglich der GMR-Effekt reduziert.

#### 2.1.3.8 Benachbarte Schichten

Im Allgemeinen ist der Wert des GMR-Effektes in Übergitterstrukturen deutlich größer als in Spinventilen. In Übergitterstrukturen nimmt der GMR-Effekt mit der Anzahl der Schichtwiederholungen monoton bis auf einen Sättigungswert zu. Hauptursache für dieses Verhalten stellt die diffuse Elektronenstreuung an den äußeren Grenzflächen des Systems dar. Übertrifft die

größere mittlere freie Weglänge die Strukturdicke, wird durch die diffuse Streuung an den Oberflächen die Leitfähigkeit des leitfähigeren Kanals reduziert und somit der Effekt reduziert. Dieser Effekt ist für die Spinventile gleichsam bedeutend. Hier tritt die diffuse Streuung zwischen der gepinnten Schicht und dem AntiFM bzw. der freien Elektrode und der Deckschicht auf. Durch Verwendung von isolierendem NiO als AntiFM kann an den Grenzflächen Spiegelstreuung erreicht werden und der GMR-Effekt stark erhöht werden [48].

### 2.1.3.9 Winkelabhängigkeit

Liegt ein beliebiger Winkel zwischen den Magnetisierungen vor, nimmt der elektrische Widerstand einen Zwischenwert ein. Diese Winkelabhängigkeit des GMR-Effektes kann folgendermaßen beschrieben werden (z. B. nach [49]):

$$R(\vartheta) = R_P + \Delta R \cdot \sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \quad (14)$$

$R(\vartheta)$  stellt den Widerstand der Schichtstruktur für einen Winkel  $\vartheta$  zwischen den Magnetisierungen und  $\Delta R = R_{AP} - R_P$  dar. Gleichwertig kann auch folgender Ausdruck verwendet werden (z. B. [38], [50]):

$$R(\vartheta) = R_P + \frac{1}{2}\Delta R(1 - \cos\vartheta) \quad (15)$$

## 2.2 Austauschanisotropie

Die Austauschanisotropie (engl. „exchange anisotropy“), erstmalig 1956 bei der Untersuchung von oxidierten Kobaltpartikeln durch Meiklejohn und Bean [51] entdeckt, tritt im Allgemeinen an der Grenzfläche zwischen einem Antiferromagneten und einem Ferromagneten auf, wenn das Materialsystem von einer erhöhten Temperatur in einem äußeren Magnetfeld unter die Néel-Temperatur  $T_N$  (siehe z. B. [14]) des Antiferromagneten gekühlt wird. Voraussetzung ist, dass die Curie-Temperatur  $T_C$  des Ferromagneten größer als die Néel-Temperatur des Antiferromagneten ist [52]:

$$T_C(\text{FM}) > T_N(\text{AntiFM}) \quad (16)$$

Die Austauschanisotropie kann anschaulich als Austauschwechselwirkung an der Grenzfläche zwischen Antiferromagneten und Ferromagneten verstanden werden. Befindet sich ein Schichtsystem aus AntiFM und FM bei einer Temperatur  $T$  zwischen der Curie- und der Néel-Temperatur ( $T_C(\text{FM}) > T > T_N(\text{AntiFM})$ ) in einem äußeren Magnetfeld (siehe Abbildung 4, oben links), richten sich die magnetischen Momente des FM im Magnetfeld aus, während die Spins im AntiFM ungeordnet bleiben. Wird das System im Magnetfeld unter  $T_N$  gekühlt bewirkt die Austauschwechselwirkung zwischen den Spins im FM und den angrenzenden Spins im AntiFM die Ausrichtung der Spins im AntiFM entlang der Spins im FM. Die folgenden Spinebenen im AntiFM richten sich entsprechend  $M_{\text{netto,AntiFM}} = 0$  aus.

Eine typische Eigenschaft dieses Systems ist eine auf der Magnetfeldachse verschobene Hysteresekurve, wie in Abbildung 4 (rechts) schematisch dargestellt. Die Verschiebung kommt folgendermaßen zustande: Wird das Magnetfeld ausgehend vom Zustand beim Abkühlen (hier im positiven Feld) in die entgegengesetzte Richtung vergrößert, bleiben die Spins im FM zunächst in Richtung der ursprünglichen Feldrichtung orientiert (siehe Konfiguration „B“). Die Austauschwechselwirkung an der Grenzfläche zwischen den Spins des AntiFM und den Spins des FM bewirkt ein Drehmoment auf die Spins des FM, welches eine Ausrichtung entlang der ursprünglichen Feldrichtung favorisiert. Das zum Umschalten des FM benötigte Magnetfeld wird dadurch vergrößert, da die Wirkung des Magnetfeldes und des Drehmoments entgegengesetzt sind. In starken äußeren Feldern in negativer Richtung kann die Austauschanisotropie überwunden werden (siehe Konfiguration „A“). Wird das negative Feld wieder reduziert, bewirkt das Drehmoment der AntiFM-

Spins ein Umschalten der FM-Spins. Effektiv ergibt sich so eine verschobene Hysteresekurve. Die Verschiebung der Hysteresekurve um das Austauschfeld  $\mu_0 H_{EB}$  wird als „exchange bias“ bezeichnet.

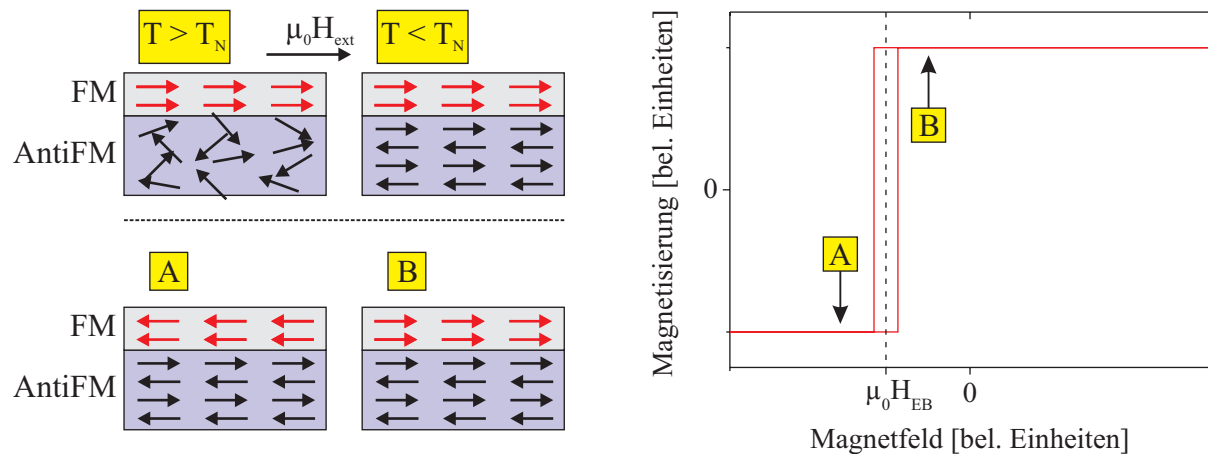


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Vorgänge beim Kühlen eines AntiFM-FM-Systems im äußeren Magnetfeld unter die Néel-Temperatur des AntiFM (oben links). Die Austauschanisotropie bewirkt eine Verschiebung der Hysteresekurve um das Austauschfeld  $\mu_0 H_{EB}$  (rechts).

Das Drehmoment der AntiFM-Spins bewirkt weiterhin, dass es für die Magnetisierung des FM eine energetisch günstige, stabile Richtung gibt. Diese Richtung stimmt mit der Richtung des Feldes beim Kühlen unter  $T_N$  überein. Die resultierende Anisotropie im FM wird als unidirektionale Anisotropie bezeichnet (Darstellung nach [52]).

Die Austauschanisotropie findet im Rahmen dieser Arbeit Anwendung in den verwendeten Spinventilen. Die SV bestehen aus zwei ferromagnetischen Schichten, die durch eine dünne, nicht-(ferro)magnetische Zwischenschicht separiert sind (siehe Kapitel 2.1.2). Durch die Kopplung einer Elektrode an einen AntiFM kann für diese (fixierte) Elektrode eine verschobene Hysteresekurve eingestellt werden. Die zweite (freie) Elektrode besitzt keine verschobene Hysteresekurve. Die Magnetisierungen der freien Elektrode und der fixierten Elektrode sind zueinander je nach Magnetfeldrichtung parallel oder antiparallel ausgerichtet.

In Abbildung 5 wird der typische Verlauf des magnetischen Momentes  $\mu$  einer SV-Schichtstruktur als Funktion des äußeren Feldes  $\mu_0 H$  in Form einer SQUID- (engl. „superconducting quantum interference device“) Messung bei Zimmertemperatur (links) zusammen mit schematischen Darstellungen der Orientierungen der beteiligten Magnetisierungen (rechts) dargestellt. Abweichend von der einfachen SV-Schichtfolge besteht die fixierte Elektrode bei den hier verwendeten Systemen aus einem synthetischen AntiFM (SyAFM) (siehe z. B. [53], [54], [55]). Der synthetische AntiFM besteht aus zwei FM-Schichten, die antiferromagnetisch über eine dünne NM-Zwischenschicht gekoppelt sind. Dadurch können Nettomagnetisierung und resultierende Streufelder der fixierten Elektrode minimiert werden. Zusätzlich wird die Feldstärke, welche benötigt wird, um die Magnetisierung der Referenzelektrode in Feldrichtung zu orientieren, durch die Zwischenschichtkopplung vergrößert. Es resultiert ein stark erhöhtes Austauschfeld [55] und somit eine über einen größeren Feldbereich erweiterte Funktionalität des Spinventils. Die FM-Schichten im SyAFM besitzen hier leicht unterschiedliche Schichtdicken. Daraus resultiert eine sehr geringe Nettomagnetisierung sowie sehr geringe Streufelder der Elektrode. Die endliche Nettomagnetisierung ist notwendig, um das Schichtsystem beim Kühlen im Feld auszurichten. Die an den AntiFM angrenzende Elektrode wird in diesen Spinventilen als fixierte oder gepinnte Elektrode, die an die Kupferschicht angrenzende Elektrode als „Referenzelektrode“ bezeichnet.

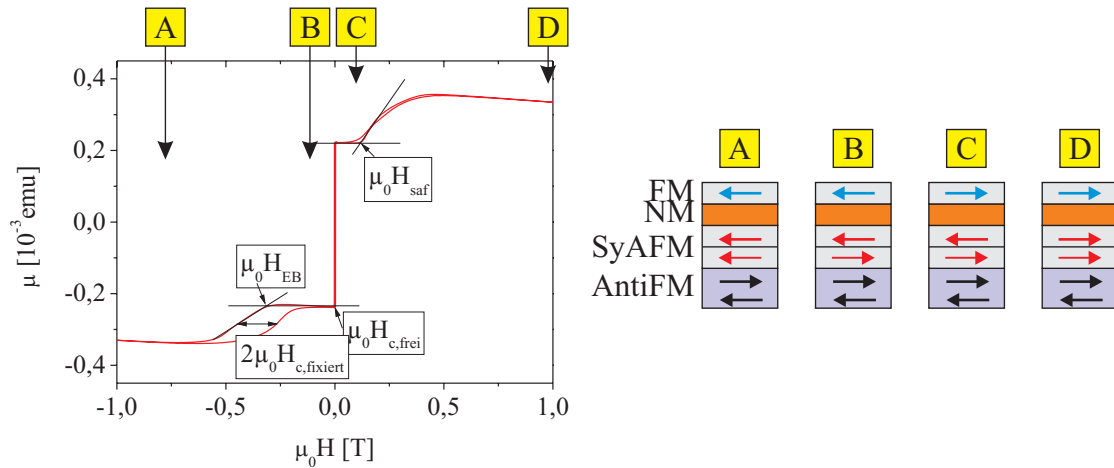


Abbildung 5: Auswirkungen der Austauschanisotropie. SQUID-Messung einer Spinventil-Schichtstruktur.  $\mu_0 H_{EB}$  beträgt etwa 370 mT. Rechts: Veranschaulichung der beteiligten Magnetisierungen des Schichtsystems.

Zunächst wird der Verlauf der Messung qualitativ erläutert. Im Falle eines starken negativen Feldes („A“) ist die Austauschwechselwirkung überwunden und die an den AntiFM gepinnte Elektrode in Richtung des angelegten Feldes ausgerichtet. Bei Reduktion des Feldes auf Werte nahe null („B“) ist die Elektrode bereits durch das Drehmoment des AntiFM und der Zwischenschichtkopplung umgeschaltet. Im Spinventil schaltet dann bei kleinen positiven Feldern die freie Elektrode in Feldrichtung um, sodass bei „C“ die Elektroden des Spinventils antiparallel orientiert sind. Wird das Feld weiter in positive Richtung vergrößert, kommt es erneut zum Aufbrechen der Zwischenschichtkopplung des SyAFM, sodass bei „D“ alle FM-Schichten in Feldrichtung orientiert sind.

Die Auswertung der dargestellten Messung erfolgt nach [55] (siehe Abbildung 5). Demnach beträgt das Zwischenschicht-Kopplungsfeld des flächigen Spinventils  $\mu_0 H_{saf} = (105 \pm 10)$  mT, das Koerzitivfeld der fixierten Elektrode  $\mu_0 H_{c,fixiert} = (90 \pm 10)$  mT und das Austauschfeld  $\mu_0 H_{EB} = (315 \pm 10)$  mT. Das Koerzitivfeld der freien Elektrode wird aus einer Messung mit geringerer Feldvariation (nicht dargestellt) zu  $\mu_0 H_{c,frei} = (2,8 \pm 0,3)$  mT bestimmt.

Im weiteren Verlauf wird kurz auf das Modell von Meiklejohn [56] eingegangen (siehe dazu auch [57] und [58]). Unter der Annahme kohärenter Rotation der Magnetisierung des FM kann für die Energie des Systems aus AntiFM und FM pro Einheitsfläche folgender Ausdruck aufgestellt werden:

$$E = -HM_S d_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} d_{FM} \sin^2(\beta) + K_{AntiFM} d_{AntiFM} \sin^2(\alpha) - \kappa \cos(\beta - \alpha) \quad (17)$$

Darin bezeichnet  $H$  das äußere Magnetfeld,  $M_S$  die Sättigungsmagnetisierung des FM,  $d_{FM}$  und  $d_{AntiFM}$  die jeweiligen Schichtdicken,  $K_{FM}$  ( $K_{AntiFM}$ ) die Anisotropiekonstante des FM (AntiFM) und  $\kappa$  die Grenzflächenkopplungskonstante.  $\beta$  ist der Winkel zwischen Magnetisierung des FM und dessen Anisotropieachse,  $\alpha$  der Winkel zwischen der Anisotropieachse des AntiFM und dessen Magnetisierungsuntergitter,  $\theta$  ist der Winkel zwischen dem äußeren Feld und der Anisotropieachse des FM (siehe Abbildung 6 in [56]). Der erste Summand schildert den Effekt des angelegten Magnetfeldes auf den FM, der zweite die Anisotropie des FM. Der vorletzte Summand gibt die Anisotropie des AntiFM wieder, während der letzte Summand die Wechselwirkung an der Grenzfläche beschreibt.

Vernachlässigt man die Anisotropie des FM ( $K_{FM} = 0$ ) erhält man durch die Energieminimierung  $\frac{\partial E}{\partial \alpha} = 0$  und  $\frac{\partial E}{\partial \beta} = 0$  im einfachsten Fall für das Austauschfeld  $H_{EB}$ :

$$H_{EB} = \frac{\kappa}{M_S d_{FM}} \quad (18)$$

Die Austauschanisotropie tritt für gegebene Anisotropie- und Kopplungskonstanten erst ab einer bestimmten Schichtdicke auf:

$$d_{\text{AntiFM}} \geq \frac{\kappa}{K_{\text{AntiFM}}} \quad (19)$$

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, folgen die Spins des AntiFM den Spins des FM und es kommt nicht zu einer Verschiebung der Hysteresekurve, sondern lediglich zu einer Erhöhung des Koerzitivfeldes (eine ausführlichere Diskussion dieser Bedingung befindet sich in [52]).

Dieses einfache Modell wurde vielfach überarbeitet, da das resultierende Austauschfeld um zwei Größenordnungen zu hoch ausfällt. In [58] und [59] werden einige dieser Erweiterungen erläutert. Malozemoff [60] beschreibt beispielsweise im Rahmen eines Zufallsfeld-Modells (engl. „random-field model“) eine raue Grenzfläche zwischen FM und AntiFM, die ein Ungleichgewicht der Grenzflächenspins bewirkt. Durch Kopplung unkompensierter AntiFM-Spins an FM-Spins entsteht lokal eine unidirektionale Anisotropie. Diese Anisotropie ist ebenso wie die Rauheit ungeordnet oder zufällig. Über kleine Bereiche gemittelt kann eine Netto-Grenzflächenenergie entstehen. Der AntiFM zerfällt in domänenähnliche Bereiche senkrecht zur Grenzfläche, um diese Energie zu minimieren. Mit zunehmender Domänengröße nimmt die Grenzflächenenergie ab. Gleichzeitig nimmt durch eine uniaxiale Anisotropie im AntiFM die Anisotropieenergie zu, sodass sich im Gleichgewichtszustand eine bestimmte Domänengröße einstellt. In diesem Fall ergibt sich für das Austauschfeld [60]:

$$H_{\text{EB}} = \frac{2z\sqrt{AK_{\text{AntiFM}}}}{\pi^2 M_S d_{\text{FM}}} \quad (20)$$

Hier ist  $z$  eine Zahl der Größenordnung 1 und  $A$  die Austauschsteifigkeit (engl. „exchange stiffness“) im AntiFM. Die Austauschsteifigkeit ist eine materialspezifische Größe, die proportional zur Gitterkonstante  $a$  und dem Austauschintegral  $J$  ist:  $A \propto \frac{J}{a}$  [58]. Aus diesem Modell resultiert für kristalline Schichten ein Austauschfeld der korrekten Größenordnung (siehe auch [58]).

## 2.3 Oerstedfeld

Elektrischer Strom erzeugt ein Magnetfeld, welches als Oerstedfeld  $\vec{h}$  bezeichnet wird. Ein Gleichstrom erzeugt ein konstantes Oerstedfeld, ein Strompuls einen Feldpuls und ein Wechselstrom ein oszillierendes Oerstedfeld.

In dieser Arbeit werden Oerstedfelder in einem Schichtsystem dazu genutzt, die Magnetisierung einer nahe der stromführenden Schicht befindlichen ferromagnetischen Schicht zu beeinflussen. In den Experimenten kommen einzelne Feldpulse mit einer zeitlichen Ausdehnung im Bereich mehrerer 100  $\mu\text{s}$  (siehe Kapitel 4.1.4), Feldstufen mit sehr steilen Flanken (siehe Kapitel 4.4), Wechselfelder im kHz-Bereich (siehe 4.2) sowie hochfrequente Wechselfelder im GHz-Bereich (siehe Kapitel 4.3) zum Einsatz. Im weiteren Verlauf wird auf das Oerstedfeld des Stromes genauer eingegangen, wobei unter anderem der theoretische Verlauf des Feldes analysiert wird.

Der Betrag des Oerstedfeldes folgt in einfachen Fällen aus dem Ampèreschen Gesetz. Es lautet:

$$\oint_C \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I_C \quad (21)$$

Der Strom  $I_C$  fließt durch eine beliebige Fläche, welche von der Kurve  $C$  begrenzt wird.  $\vec{B}$  ist die resultierende magnetische Flussdichte und  $d\vec{l}$  ein infinitesimales Teilstück von  $C$ . Betrachtet man beispielsweise einen sehr langen, geraden Leiter mit kreisförmigen Querschnitt mit dem Radius  $R$ , kann  $C$  als Kreis mit Radius  $r$  um den Mittelpunkt des Leiters angenommen werden. Man kann hier aus Symmetriegründen annehmen, dass das Magnetfeld an jedem Punkt der Kurve  $C$  den gleichen Betrag hat. Deshalb kann man (21) vereinfachen:

$$\oint_C \vec{B} d\vec{l} = B \oint_C d\vec{l} \quad (22)$$



Da weiterhin das Integral entlang eines geschlossenen Kreises dessen Umfang ist und  $I_C$  den Gesamtstrom  $I$  durch den Leiter darstellt, folgt mit  $\vec{B} = \mu_0 \vec{h}$  direkt für das Magnetfeld außerhalb des Leiters ( $r > R$ ):

$$\mu_0 h_{\text{außen}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (23)$$

Das Magnetfeld im Inneren des Leiters ( $r < R$ ) bestimmt man durch die Überlegung, dass der Strom durch die Kurve  $C$  nun durch  $I_C R^2 = I r^2$  gegeben ist. Somit folgt für Feld im Inneren:

$$\mu_0 h_{\text{innen}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} r \quad (24)$$

Insgesamt ist das Oerstedfeld hier proportional zum Strom und nimmt im Inneren des runden Leiters linear nach außen hin zu. Der Maximalwert wird am Rand des Leiters erreicht. Außerhalb des Leiters nimmt das Feld mit  $\frac{1}{r}$  ab (nach [61]).

Als praktische Hilfe zur Ermittlung der Richtung des Magnetfeldes kann die „Linke-Faust-Regel“ genutzt werden. Sie gibt an, dass die gekrümmten Finger der linken Hand die Feldrichtung anzeigen, wenn der Daumen in die Bewegungsrichtung der Elektronen zeigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Oerstedfeld einer dünnen Kupferleiterbahn (die Zwischenschicht der GMR-Schichtstruktur) genutzt, um benachbarte magnetische Schichten zu beeinflussen. Diese Leiterbahn ist typischerweise 5 nm dick und besitzt eine Breite im Bereich von 100 nm bis 1  $\mu\text{m}$ . Diese rechteckige Leitergeometrie kann durch die Annahme eines runden Leiters nur unzureichend beschrieben werden.

Zur Bestimmung des Oerstedfeldes der verwendeten Geometrie wird stattdessen ein (unendlich langer) stromdurchflossener Leiter (Strom  $I$ ) mit rechteckigem Querschnitt betrachtet, der sich im Zentrum eines kartesischen Koordinatensystems befindet (siehe Abbildung 6). Die Breite der Leiterbahn beträgt  $b$ , ihre Dicke  $d_0$ .

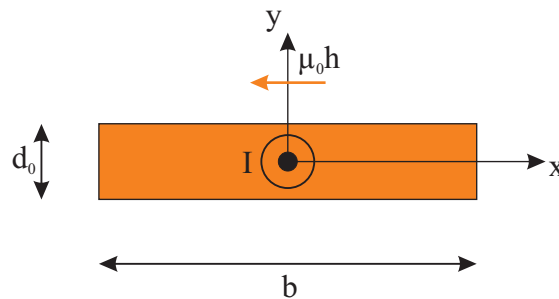


Abbildung 6: Koordinatensystem für die Berechnung des Oerstedfeldes eines stromdurchflossenen rechteckigen Leiters

Man erhält (vgl. z. B. [62] oder [63]) mithilfe des Gesetzes von Biot und Savart (siehe z. B. [61])

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad (25)$$

folgende Ausdrücke für die Komponenten des Oerstedfeldes:

$$\begin{aligned} \mu_0 h_x = -\frac{2\mu_0 I}{d_0 b} & \left[ \left( y - \frac{d_0}{2} \right) \left( \arctan \frac{x - \frac{b}{2}}{y - \frac{d_0}{2}} - \arctan \frac{x + \frac{b}{2}}{y - \frac{d_0}{2}} \right) \right. \\ & - \left( y + \frac{d_0}{2} \right) \left( \arctan \frac{x - \frac{b}{2}}{y + \frac{d_0}{2}} - \arctan \frac{x + \frac{b}{2}}{y + \frac{d_0}{2}} \right) \\ & \left. - \frac{x + \frac{b}{2}}{2} \ln \frac{(x + \frac{b}{2})^2 + (y - \frac{d_0}{2})^2}{(x + \frac{b}{2})^2 + (y + \frac{d_0}{2})^2} + \frac{x - \frac{b}{2}}{2} \ln \frac{(x - \frac{b}{2})^2 + (y - \frac{d_0}{2})^2}{(x - \frac{b}{2})^2 + (y + \frac{d_0}{2})^2} \right] \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \mu_0 h_y = -\frac{2\mu_0 I}{d_0 b} & \left[ \left( x - \frac{b}{2} \right) \left( \arctan \frac{y + \frac{d_0}{2}}{x - \frac{b}{2}} - \arctan \frac{y - \frac{d_0}{2}}{x - \frac{b}{2}} \right) \right. \\ & - \left( x + \frac{b}{2} \right) \left( \arctan \frac{y + \frac{d_0}{2}}{x + \frac{b}{2}} - \arctan \frac{y - \frac{d_0}{2}}{x + \frac{b}{2}} \right) \\ & \left. - \frac{y - \frac{d_0}{2}}{2} \ln \frac{(x - \frac{b}{2})^2 + (y - \frac{d_0}{2})^2}{(x + \frac{b}{2})^2 + (y - \frac{d_0}{2})^2} + \frac{y + \frac{d_0}{2}}{2} \ln \frac{(x - \frac{b}{2})^2 + (y + \frac{d_0}{2})^2}{(x + \frac{b}{2})^2 + (y + \frac{d_0}{2})^2} \right] \end{aligned} \quad (27)$$

In Abbildung 7 wird der mit (26) berechnete Betrag des Oerstedfeldes 5 nm zentral über dem Leiter (hier ist  $\mu_0 h_y = 0$  mT) als Funktion der Drahtbreite  $b$  dargestellt. Die Drahtbreite wird im Bereich von 10 nm bis 100  $\mu\text{m}$  betrachtet, die Dicke  $d_0$  des Leiters beträgt 5 nm. Neben dem Betrag des Oerstedfeldes für eine konstante Stromdichte im Leiter wird zu Vergleichszwecken auch der Fall für konstanten Strom eingezeichnet.

Für den Fall konstanter Stromdichte (es wird ein Wert von  $3 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  zugrunde gelegt) zeigt sich in der logarithmischen Darstellung im Bereich von 100  $\mu\text{m}$  bis 100 nm Drahtbreite kaum eine Änderung. Das Oerstedfeld beträgt für eine Drahtbreite von 1  $\mu\text{m}$  hier etwa 9,3 mT. Bei Vergrößerung der Drahtbreite bis auf 100  $\mu\text{m}$  vergrößert sich das Feld um lediglich 1,5 %. Reduziert man  $b$  bei konstanter Stromdichte auf 100 nm, reduziert sich das Oerstedfeld um 13 %. Unterhalb von 100 nm nimmt das Oerstedfeld dann stark ab, bei 10 nm breiten Streifen beträgt das Feld nur noch etwa 2 mT.

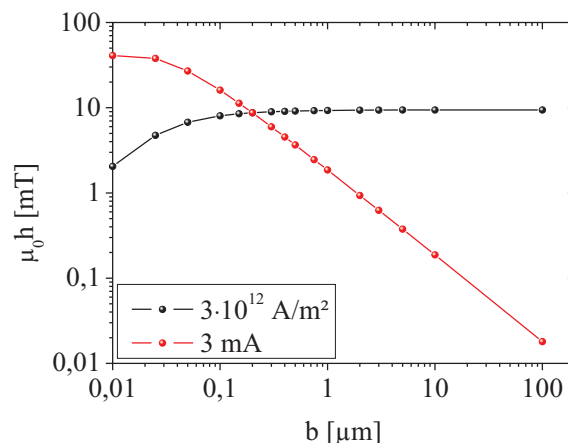


Abbildung 7: Betrag des Oerstedfeldes 5 nm zentral über dem Leiter als Funktion der Drahtbreite  $b$  für konstante Stromdichte sowie konstanten Strom

Betrachtet man den Betrag des Oerstedfeldes für einen konstanten Strom von 3 mA durch die Leiterstreifen, zeigt sich erwartungsgemäß eine starke Variation des Oerstedfeldes. Das für eine Streifenbreite von 1  $\mu\text{m}$  berechnete Feld beträgt 1,86 mT. Bei Erniedrigung der Breite auf 100 nm nimmt das Feld um nahezu eine Größenordnung auf 16,1 mT zu. Erst bei sehr geringen Breiten ergibt sich eine Sättigung des Anstieges. Über 100  $\mu\text{m}$  breiten Streifen beträgt das Oerstedfeld bei einer

Stromstärke von 3 mA lediglich noch 0,02 mT. Für eine Strukturbreite von 200 nm ergibt sich im Streifen eine Stromdichte von  $3 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ . Das resultierende Feld stimmt mit dem vorher betrachteten Fall überein.

Aus dieser Betrachtung folgt: Bei der Untersuchung von Nanodrähten im Bereich von 100 nm bis 1  $\mu\text{m}$  ergibt sich durch Verwendung einer konstanten Stromdichte ein Oerstedfeld von vergleichbarer Größe. Bei den schmalen Streifen ist das Oerstedfeld leicht reduziert, wobei die Variationen im Bereich von 10 % liegen.

In Abbildung 8 werden transversale Feldprofile entlang der x-Achse (links) sowie vertikale Feldverläufe entlang der y-Achse (rechts) dargestellt. Die Berechnungen werden für einen 1  $\mu\text{m}$  breiten und 5 nm dicken Leiterstreifen für zwei verschiedene Stromdichten dargestellt. Zum besseren Verständnis ist die Position des Leiterstreifens als schraffierte Fläche in den Graphen gekennzeichnet.

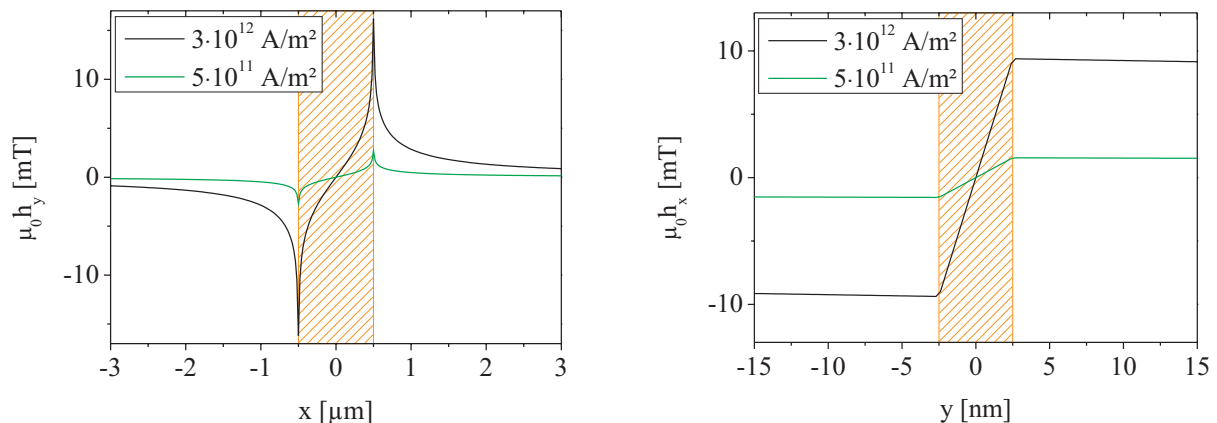


Abbildung 8: Vertikale Feldkomponente in einer Höhe von 5 nm für einen 1  $\mu\text{m}$  breiten Streifen (links) und transversale Komponente des Oerstedfeldes in der Strukturmitte ( $x = 0$ ) (rechts), jeweils für zwei unterschiedliche Stromdichten.

Bei der Betrachtung der vertikalen Feldkomponente erkennt man, dass zentral über dem Leiter keine vertikale Feldkomponente vorliegt ( $\mu_0 h_y(0) = 0 \text{ mT}$ ). Zu den Rändern des Streifens hin ergibt sich eine starke Zunahme der vertikalen Feldkomponente.

Die transversale Feldkomponente (rechts) nimmt – wie erwartet – im Leiter linear zu und ist an der Strukturgrenze maximal. Außerhalb des Leiters nimmt die Komponente ab.

Diese Betrachtungen zum Oerstedfeld werden im Kapitel 4.3.1.3.a erweitert und im Kontext der gewünschten Anwendung vertieft.

Im Rahmen dieser Arbeit wird – wie bereits angedeutet – das durch Strom erzeugte Oerstedfeld genutzt, um die Magnetisierung einer Schicht bzw. einer Struktur, die sich auf der stromführenden Schicht befindet, gezielt zu beeinflussen oder anzuregen. Die gezielte Nutzung des Oerstedfeldes ist ein technologisch verbreiteter Ansatz. Um die Leistungsfähigkeit bzw. das Spektrum möglicher Anwendung zu skizzieren, wird im Folgenden kurz auf einige bereits realisierte Anwendungen verwiesen:

Das Umschalten von magnetischen Speichern mittels Oerstedfeld wird unter anderem in kommerziell erhältlichen magnetischen Arbeitsspeichern (engl. „magnetoresistive random-access memory“, MRAM) eingesetzt [64], wobei der Speicherzustand durch eine geeignete Oerstedfeldsequenz („Savtchenko-Umschalten“ [65]) geschaltet wird. In [66] wird das Oerstedfeld genutzt, um in einem Spinventil eine Magnetisierungsdynamik zu induzieren, welche mittels optischer Methoden untersucht wird. In einer ganzen Klasse von Experimenten wird das Oerstedfeld von Wellenleitern für hochfrequente Anregungen verwendet (z. B. [67], [68], [69], [70]).

Bei einigen Experimenten, z. B. bei der Untersuchung des Übertrages von Spindrehmoment (engl. „spin-transfer torque“, STT), kann das Oerstedfeld ungewollt einen größeren Einfluss als der eigentlich gewünschte Effekt ausüben [71]. Da hohe Stromdichten benötigt werden, müssen kleine laterale Abmessungen genutzt werden [72]. Die Idee dahinter ist einfach: Wird zur Beobachtung eines Effektes eine Stromdichte von  $1 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$  benötigt, muss in einem  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ -Kontakt ein Strom von 100 mA fließen, während in einen  $100 \times 100 \text{ nm}^2$ -Kontakt lediglich 1 mA fließt. Mit (26) berechnet man die Oerstedfelder der Strukturen nahe der Oberfläche zu 25 mT bzw 2,5 mT. Somit

kann das Oerstedfeld in den Strukturen trotz identischer Stromdichte um eine Größenordnung reduziert werden.

## 2.4 Ferromagnetische Resonanz

Im folgenden Abschnitt werden die benötigten Grundlagen zur ferromagnetischen Resonanz (engl. „ferromagnetic resonance“, FMR) kurz diskutiert. Als FMR bezeichnet man im Allgemeinen die resonante Absorption von Mikrowellenstrahlung in einem Ferromagneten. Dieser Effekt tritt auf, wenn die Anregungsfrequenz mit der Präzessionsfrequenz der Magnetisierung übereinstimmt [73].

Zur Anregung und Detektion der ferromagnetischen Resonanz existieren mindestens zwei verschiedene Methoden, die als Zeitbereichs-FMR und Frequenzbereichs-FMR bezeichnet werden. In dieser Arbeit werden beide Methoden verwendet. Details zu den unterschiedlichen Methoden, zur Probengeometrie und zur Entstehung des Messsignals können dem jeweiligen Kapitel entnommen werden (siehe Kapitel 4.3 und 4.4).

Im folgenden Abschnitt wird zunächst die der FMR zugrunde liegende Magnetisierungsdynamik erläutert. Anschließend wird die magnetische Anisotropie diskutiert, wobei die Diskussion auf die für diese Arbeit wichtigsten Gesichtspunkte beschränkt wird. Abschließend wird die Ermittlung der Resonanzfrequenz skizziert.

### 2.4.1 Landau-Lifshits-Gilbert-Gleichung und effektives Feld

Zur Ermittlung der Bewegung eines magnetischen Momentes in einem Magnetfeld kann man von folgendem klassischen Ansatz ausgehen: Aus der zeitlichen Änderung eines Drehimpulses  $\vec{L}$  resultiert ein Drehmoment  $\vec{N}$ :

$$\vec{N} = \frac{d\vec{L}}{dt} \quad (28)$$

Ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$  besitzt den Drehimpuls  $\vec{L} = -\left(\frac{g\mu_B}{\hbar}\right)\vec{\mu} = -\gamma\vec{\mu}$ . Hier bezeichnet  $g$  den  $g$ -Faktor,  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis. Befindet sich das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  in einem Magnetfeld  $\vec{H}$  wirkt ein Drehmoment  $\vec{N} = \vec{\mu} \times \mu_0\vec{H}$ . Setzt man diese Ausdrücke in (28) ein, erhält man (vgl. z. B. [74]):

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{\mu} \times \vec{H}) \quad (29)$$

Dieser Ausdruck beschreibt eine ungedämpfte Präzessionsbewegung eines magnetischen Moments  $\vec{\mu}$  in einem Magnetfeld  $\vec{H}$ . In Abbildung 9 wird diese Bewegung veranschaulicht.

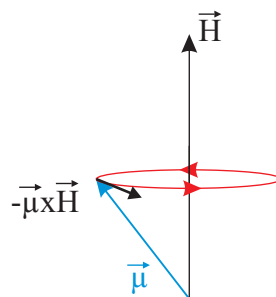


Abbildung 9: Schematische Darstellung einer ungedämpften Präzessionsbewegung eines magnetischen Moments  $\vec{\mu}$  in einem Magnetfeld

Bei dieser ungedämpften Bewegung präzediert das magnetische Moment um die Richtung des Magnetfeldes, wobei die Auslenkung des Moments zur Feldrichtung konstant bleibt, da das Drehmoment  $\vec{\mu} \times \vec{H}$  stets senkrecht zum magnetischen Moment orientiert ist.

Zur Beschreibung der Vorgänge in einem Ferromagneten mit vielen magnetischen Momenten  $\vec{\mu}_i$  werden die magnetischen Momente zu einer einzigen Magnetisierung aufsummiert (sogenanntes Makrospinmodell):  $\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i$ .

Des Weiteren muss in realen Systemen die Dämpfung berücksichtigt werden, die dazu führt, dass die Magnetisierung in Richtung des effektiven Feldes relaxiert. Die Dämpfung wird durch einen phänomenologischen Dämpfungsparameter in der mathematischen Beschreibung berücksichtigt. Insgesamt erhält man dann zur Beschreibung der dynamischen Bewegung der Magnetisierung  $\vec{M}$  um ihre Gleichgewichtslage die sogenannte Landau-Lifshits-Gilbert-Gleichung (LLG-Gleichung). Sie lautet (z. B. [75]):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (30)$$

Neben der Magnetisierung  $\vec{M}$  gehen das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$ , die magnetische Feldkonstante  $\mu_0$ , das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und der (dimensionslose) Dämpfungsparameter  $\alpha$  ein. Das gyromagnetische Verhältnis berücksichtigt den g-Faktor:  $\gamma = g \frac{\mu_B}{\hbar}$  und das Bohrsche Magneton  $\mu_B = \frac{e}{2m_e} \hbar$ . Der erste Summand der LLG-Gleichung  $\propto (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}})$  repräsentiert das Drehmoment, welches zu einer freien Präzessionsbewegung führt (vgl. (29)). Der zweite Term  $\propto \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}})$  beschreibt ein Dämpfungs-Drehmoment. Als Konsequenz führt die Magnetisierung eine gedämpfte Präzessionsbewegung aus (siehe Abbildung 10). Der Betrag von  $\vec{M}$  ist bei der Bewegung konstant, d. h. die Spitze des Magnetisierungsvektors bewegt sich auf einer Kugeloberfläche.

Am Ende der Präzessionsbewegung ist die Magnetisierung in Richtung des effektiven Feldes orientiert. Im effektiven Feld werden äußere und innere Felder zusammengefasst:  $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{in}} + \vec{H}_{\text{außen}}$ . Im nächsten Abschnitt werden die einzelnen Beiträge genauer betrachtet.

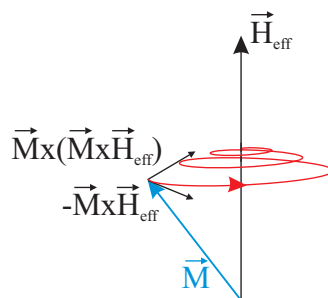


Abbildung 10: Schematische Darstellung der durch die LLG-Gleichung beschriebenen gedämpften Präzessionsbewegung

Im Rahmen dieser Arbeit findet die Magnetisierungsdynamik in dünnen Filmen statt, wobei das effektive Feld  $\vec{H}_{\text{eff}}$  in der Schichtebene liegt. In dieser Konfiguration kommt es durch die Formanisotropie zu einer elliptischen Präzession [27] (siehe auch Abbildung 120, S. 160).

Eine alternative Formulierung der Magnetisierungsdynamik kann z. B. durch die Bloch-Bloembergen-Gleichung erfolgen, falls der Betrag von  $\vec{M}$  bei der Präzession nicht konstant ist. Details dazu können der Literatur entnommen werden (z. B. [76]).

Das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$  setzt sich phänomenologisch aus mehreren Beiträgen zusammen. Dazu gehören äußere Felder  $\vec{H}_{\text{außen}}$ , wie das angelegte statische Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{ext}}$  und das hochfrequente

Anregungsfeld  $\vec{h}(t)$ , welches im Rahmen dieser Arbeit durch das Oerstedfeld eines hochfrequenten Wechselstromes gegeben ist:

$$\vec{H}_{\text{au\ss en}}(t) = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{h}(t) \quad (31)$$

Zusätzlich m\u00fcssen innere Felder  $\vec{H}_{\text{in}}$  (aufgrund der Austauschwechselwirkung und Anisotropien) ber\u00fccksichtigt werden:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{h}(t) + \vec{H}_{\text{in}} \quad (32)$$

Das effektive Feld l\u00e4sst sich nach [77] auch aus der freien Energiedichte F berechnen:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{\partial F}{\partial \vec{M}} \quad (33)$$

Einige Autoren (z. B. [27]) bezeichnen die freie Energiedichte auch als Gibbs-Energie. Unter Vernachl\u00e4ssigung von Beitr\u00e4gen durch elastische Verformungen und Magnetostriktion ergibt sich f\u00fcr die freie Energiedichte F einer ferromagnetischen Struktur im Magnetfeld:

$$F = F_{\text{ex}} + F_{\text{aniso}} + F_{\text{Zeeman}} \quad (34)$$

Hier bezeichnet  $F_{\text{ex}}$  den Beitrag durch die Austauschwechselwirkung (siehe z. B. [78]). In  $F_{\text{aniso}}$  werden die Beitr\u00e4ge durch Anisotropieeffekte zusammengefasst (mehr dazu im folgenden Abschnitt) und  $F_{\text{Zeeman}}$  ist der Beitrag der Zeeman-Energie durch das \u00e4u\u00dfere Magnetfeld [78]:

$$F_{\text{Zeeman}} = -\frac{\mu_0}{V} \int_V \vec{H}_{\text{ext}}(\vec{r}) \vec{M}(\vec{r}) dV \quad (35)$$

Die Zeeman-Energie der Magnetisierung im \u00e4u\u00dferen Feld bevorzugt eine Orientierung der Magnetisierung entlang des \u00e4u\u00dferen Magnetfeldes. Im weiteren Verlauf wird der Einfluss der magnetischen Anisotropie untersucht.

#### 2.4.2 Magnetische Anisotropie

In Experimenten wird h\u00e4ufig beobachtet, dass die Magnetisierung eines ferromagnetischen K\u00f6rpers in Remanenz bevorzugt in bestimmte Richtungen orientiert ist. Diese Richtungen werden als „leichte Richtungen“ oder als „leichte Achsen“ (engl. „easy axis“) bezeichnet, Richtungen, die gemieden werden, als „schwere Richtungen“ oder „schwere Achsen“ (engl. „hard axis“). Die Gleichgewichtslage der Magnetisierung wird von der magnetischen Anisotropie bestimmt, folglich sind die magnetischen Eigenschaften winkelabh\u00e4ngig. Als magnetische Anisotropieenergie (engl. „magnetic anisotropy energy“, MAE) wird die Energie verstanden, die ben\u00f6tigt wird, um die Magnetisierung aus einer leichten in eine schwere Richtung zu drehen [14]. Leichte Achsen liegen in den Minima der Ableitungen der freien Energie vor. Liegt eine einzige leichte Achse vor, wird die resultierende Anisotropie als uniaxial bezeichnet, bei zwei leichten Richtungen als biaxial.

Obwohl die MAE klein ist (im Bereich von wenigen  $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ ) ist sie f\u00fcr Anwendungen ferromagnetischer Materialien die entscheidende Gr\u00f6\u00dfe, da sie unter anderem die Orientierung der Magnetisierung, das Koerzitivfeld und die Dom\u00e4nengr\u00f6\u00dfe bestimmt [73]. Die wesentlichen Beitr\u00e4ge zur MAE stammen im Allgemeinen von der magnetokristallinen Anisotropie, der magnetostatischen Energie und von induzierten Anisotropien:

$$F_{\text{aniso}} = F_{\text{Kristall}} + F_{\text{magn}} + F_{\text{induziert}} \quad (36)$$

Mikroskopisch lassen sich diese Beiträge auf zwei Ursachen zurückführen: die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die Spin-Bahn-Kopplung. Während die Spin-Bahn-Kopplung dazu führt, dass eine Vorzugsrichtung des Bahndrehimpulses durch Kristallfelder zu einer Vorzugsrichtung der Spins führt (magnetokristalline & induzierte Anisotropien), führt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung durch von der äußeren Form des Körpers abhängige Entmagnetisierungsfelder zur Formanisotropie (engl. „shape anisotropy“) [14].

Phänomenologisch bewirkt die Formanisotropie beispielsweise, dass die Magnetisierung in einem dünnen Film vorzugsweise in der Schichtebene liegt. Werden Nanostrukturen aus NiFe betrachtet, können im Normalfall die Beiträge von  $F_{\text{Kristall}}$  und  $F_{\text{induziert}}$  vernachlässigt werden. Als Konsequenz kann in Permalloy-Nanodrähten durch die Formanisotropie eine leichte Achse entlang des Nanodrahtes eingestellt werden. Für die Experimente mit Nanodrähten dieser Arbeit stellt die Formanisotropie einen entscheidenden Beitrag für die Durchführbarkeit dar. Durch sie lässt sich in einer SV-Nanostruktur in Remanenz prinzipiell ein beliebiger Winkel zwischen der Magnetisierung der freien Elektrode und der Magnetisierung der Referenzelektrode einstellen.

Die Formanisotropie hat ihren Ursprung in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Die Wechselwirkungsenergie zwischen zwei Dipolen im Abstand  $|\vec{r}|$  mit einem Dipolmoment  $\vec{\mu}$  beträgt nach [79]:

$$E_{\text{Dipol-Dipol}} = \frac{\vec{\mu}_i \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\vec{\mu}_i \vec{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \quad (37)$$

Die Wechselwirkungsenergie zweier Dipole hängt von der Richtung der Momente zu ihrer Verbindungslinie ab [80]. Diese Wechselwirkungsenergie ist minimal, wenn die Dipole auf einer Geraden parallel angeordnet sind und maximal, wenn sie antiparallel orientiert sind.

Die Formanisotropie wird durch die magnetostatische, freie Energiedichte  $F_{\text{magn}}$  berücksichtigt [14].

Dieser Energiebeitrag stellt die Energie einer Magnetisierung  $\vec{M}$  in ihrem eigenen Streufeld dar. Folgender Beitrag wird deshalb zur freien Energiedichte berücksichtigt [78]:

$$F_{\text{magn}} = -\frac{\mu_0}{2V} \int_{\text{Struktur}} \vec{M}(\vec{r}) \vec{H}_{\text{entmag}}(\vec{r}) dV = \frac{\mu_0}{2V} \int_V H_{\text{entmag}}^2(\vec{r}) dV \quad (38)$$

Wobei das Entmagnetisierungsfeld  $\vec{H}_{\text{entmag}}(\vec{r})$  durch den Entmagnetisierungstensor  $\vec{N}$  und die Magnetisierung  $\vec{M}$  gegeben ist:

$$\vec{H}_{\text{entmag}}(\vec{r}) = -\vec{N} \cdot \vec{M}(\vec{r}) \quad (39)$$

Eine allgemeine Lösung von (38) wird z. B. in [78] vorgestellt. Das Entmagnetisierungsfeld ist nach (39) im Allgemeinen der Magnetisierung entgegen gerichtet.

Betrachtet man z. B. einen langen, schmalen FM-Nanodraht in Remanenz, ist die Magnetisierung gewöhnlich entlang der langen Achse des Drahtes orientiert. Wird nun in der Schichtebene ein transversales Magnetfeld angelegt, führt dies zu einer Rotation der Magnetisierung transversal zum Nanodraht. An den Strukturgrenzen werden durch die Magnetisierung paarweise auftretende magnetische Oberflächenladungen (magnetische Pole) induziert [14]. Die magnetischen Oberflächenladungen stellen die Quellen des Entmagnetisierungsfeldes dar. Dieses Entmagnetisierungsfeld wirkt seiner Ursache (dem externen Feld) entgegen [81]. Wird allerdings ein äußeres Feld entlang des Nanodrahtes angelegt, resultieren weniger Oberflächenladungen und durch den großen Abstand der Stirnseiten des Nanodrahtes ist das resultierende Entmagnetisierungsfeld deutlich niedriger. Durch die Orientierung der Magnetisierung entlang einer Richtung mit minimalem Entmagnetisierungsfeld wird die magnetostatische Energie minimiert. Somit stellt die Drahtachse eine leichte Achse dar. In Abbildung 11 (links) wird dieser Sachverhalt für eine elliptische Struktur dargestellt und die Orientierung von äußerem Feld, Magnetisierung und Entmagnetisierungsfeld verdeutlicht.

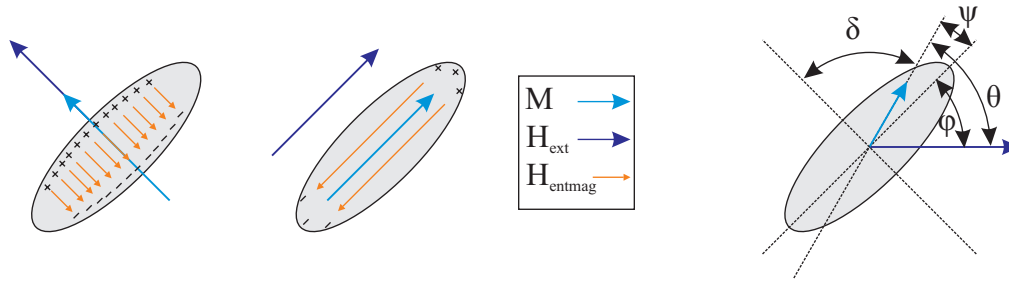


Abbildung 11: Veranschaulichung der Orientierung von äußerem Feld, Magnetisierung und Entmagnetisierungsfeld (links). Rechts: Winkelkonvention.

Im Falle dieses homogen magnetisierten Körpers kann  $\tilde{\mathbf{N}}$  diagonalisiert werden. Dann ergibt sich für die Komponenten des Entmagnetisierungsfeldes:

$$H_{\text{entmag},i} = -N_i M_i \quad (40)$$

Für die Diagonalelemente des diagonalisierten Entmagnetisierungstensors gilt:

$$\sum_i N_i = N_x + N_y + N_z = 1 \quad (41)$$

Die  $N_i$  werden im Rahmen dieser Arbeit als Entmagnetisierungsfaktoren bezeichnet. In kugelförmigen FM ist die Formanisotropie null, die Entmagnetisierungsfaktoren betragen für jede Raumrichtung  $1/3$ . Für einen dünnen Film in der  $xy$ -Ebene gilt näherungsweise  $N_x \approx N_y \approx 0$ ,  $N_z \approx 1$  [24].

Geht man von einem Ellipsoiden im Sättigungsfall ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\varphi = \psi$ ) aus, kann man annehmen, dass im Inneren der Struktur das Entmagnetisierungsfeld konstant ( $\vec{H}_{\text{entmag}}(\vec{r}) = \vec{H}_{\text{entmag}}$ ) ist. Für (38) ergibt sich damit [80]:

$$F_{\text{magn}} = \frac{\mu_0}{2V} \vec{M} \tilde{\mathbf{N}} \vec{M} = \frac{\mu_0}{2V} M^2 \cos^2 \delta \quad (42)$$

Hier wird der Winkel  $\delta$  zwischen Magnetisierung und schwerer Richtung angenommen, siehe Abbildung 11. Häufig wird dieser Ausdruck mit  $\cos^2 \delta = 1 - \sin^2 \delta$  umformuliert und der konstante Beitrag vernachlässigt. Man erhält dann:

$$F_{\text{magn}} = -\frac{\mu_0}{2V} M^2 \sin^2 \delta = \frac{K}{V} \sin^2 \delta \quad (43)$$

$K$  wird als Anisotropiekonstante bezeichnet. Für NiFe beträgt die Anisotropiekonstante etwa:

$$K = -\frac{\mu_0}{2} \cdot \left(860 \frac{\text{kA}}{\text{m}}\right)^2 = -4,6 \cdot 10^5 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \quad (44)$$

Nach (43) liegt für  $\delta = \pm 90^\circ$  das Energieminimum vor. Hier ist die Magnetisierung in Richtung der leichten Achse orientiert. Betrachtet man lediglich den Anisotropieterm (38) und den Zeemanterm (35) kann im Rahmen des sogenannten Stoner-Wohlfarth-Modells [82] die magnetische Hysterese eindimensionaler Strukturen als Konsequenz der Formanisotropie berechnet werden. Dazu wird eine reduzierte Energiedichte  $f$  betrachtet, die sich mit  $h \propto \frac{H}{M}$  aus  $F = F_{\text{Zeeman}} + F_{\text{magn}}$  herleiten lässt:

$$f = -\frac{\cos(2(\theta - \varphi))}{4} - h \cos \theta \quad (45)$$



Die Gleichgewichtslage der Magnetisierung ist dann gegeben durch  $\frac{\partial f}{\partial \theta} = 0$ .

Die Bestimmung der Entmagnetisierungsfaktoren für die hier verwendeten Nanodrähte wird in Kapitel 4.4.2.1.b beschrieben. Sind schließlich alle Beiträge zur freien Energiedichte (34) bekannt, kann mit (33) das effektive Feld berechnet werden.

Abschließend werden im folgenden Abschnitt Möglichkeiten skizziert, wie die Resonanzfrequenz ermittelt werden kann.

### 2.4.3 Ermittlung der Resonanzbedingung

Zur Ermittlung der Resonanzfrequenz gibt es mindestens zwei Möglichkeiten. Eine Möglichkeit ist die direkte Ermittlung der Resonanzfrequenz aus der freien Energiedichte  $F$  nach der Methode von Smit-Beljers (siehe z. B. [83] oder [73]):

$$2\pi f_{\text{res}} = \frac{\gamma}{M_S \sin \theta} \sqrt{\frac{\partial^2 F}{\partial \xi^2} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial \psi^2} - \frac{\partial^2 F}{\partial \xi \partial \psi}} \quad (46)$$

Die Winkel  $\xi$  (Polarwinkel) und  $\psi$  (Azimutwinkel) stellen die Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung dar. Ein Beispiel zur Ermittlung der Resonanzfrequenz für lange, zylinderförmige Nanodrähte nach diesem Schema befindet sich z. B. in [84].

Eine weitere Möglichkeit ist das Lösen der gekoppelten Differenzialgleichungen für die Komponenten der Magnetisierung (30) (siehe z. B. [85]). Durch Lösen der Differentialgleichungen unter Vernachlässigung der Dämpfung in einem kartesischen Koordinatensystem gelingt die Ableitung der sogenannten Kittelformel (nach [86]):

$$f_{\text{Res}} = \frac{1}{2\pi} \gamma \cdot \mu_0 \sqrt{(H_{\text{ext}} + (N_z - N_x)M_S) \cdot (H_{\text{ext}} + (N_y - N_x)M_S)} \quad (47)$$

Das äußere Magnetfeld  $H_{\text{ext}}$  liegt entlang der x-Richtung an, die Entmagnetisierungsfaktoren  $N_j$  werden nach [87] ermittelt (siehe dazu auch Kapitel 4.4.2.1.b). Die Kittelformel wird im Rahmen dieser Arbeit z. B. zur Anpassung des Verlaufes  $f_{\text{res}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$  verwendet (siehe u. a. Kapitel 4.3.1.2.c oder 4.4.2.1.b). Durch die numerische Anpassung von (47) an Messdaten kann z. B. die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  bestimmt werden.

## 2.5 Simulationen

### 2.5.1 Mikromagnetische Simulationen mit Mumax 2

Mikromagnetische Simulationen ermöglichen durch einen orts- und zeitaufgelösten Blick auf die magnetischen Momente einer magnetischen Struktur die Interpretation experimenteller Ergebnisse und tragen so entscheidend zu einem Verständnis der Magnetisierungsdynamik bei. In den vergangenen Jahren haben sich mikromagnetische Simulationen zu einem zentralen Hilfsmittel der Erforschung magnetischer Nanostrukturen entwickelt [88]. Gegenwärtig sind neben dem hier verwendeten Programm eine ganze Reihe von kommerziellen und nicht-kommerziellen Simulationsprogrammen erhältlich (siehe z. B. [89], [90], [91], [92], [93]).

Im folgenden Abschnitt werden allgemeine Informationen zu dem hier verwendeten Programm dargestellt. Es wird sowohl dessen Funktion kurz erläutert als auch die prinzipielle Vorgehensweise bei der Durchführung der mikromagnetischen Simulationen vorgestellt. Die speziellen Fragestellungen der einzelnen Anwendungen werden dann im jeweiligen Kapitel erläutert.

Die mikromagnetischen Simulationen dieser Arbeit werden mit dem quelloffenen Programm *Mumax 2* [94] durchgeführt. Zur Berechnung der Magnetisierung zerlegt *Mumax 2* die untersuchte Struktur in drei Dimensionen in diskrete Zellen mit jeweils homogener Magnetisierung  $\vec{m}$ . Die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung jeder einzelnen Zelle wird durch eine Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung folgender Form betrachtet:

$$\frac{\partial \vec{m}(r, t)}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \vec{m}(r, t) \times \vec{H}_{\text{eff}}(r, t) - \frac{\alpha\gamma}{M_s(1 + \alpha^2)} \vec{m}(r, t) \times (\vec{m}(r, t) \times \vec{H}_{\text{eff}}(r, t)) \quad (48)$$

$M_s$  stellt die Sättigungsmagnetisierung,  $\alpha$  den Dämpfungsparameter,  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis und  $H_{\text{eff}}$  das effektive Magnetfeld dar. Für das effektive Feld werden im Rahmen dieser Arbeit die Beiträge durch magnetostatische Wechselwirkungen, durch die Austauschwechselwirkung und durch äußere Magnetfelder berücksichtigt.

Statt dem Prozessor (engl. „central processing unit“, CPU) des Computers nutzt das Programm für die aufwendigen Berechnungen den Grafikprozessor (engl. „graphics processing unit“, GPU) der Grafikkarte. Dadurch ergibt sich z. B. gegenüber dem weitverbreiteten Programm *OOMMF* [89] ein mit der Anzahl der Zellen zunehmender Geschwindigkeitsvorteil, der mehr als einen Faktor 100 betragen kann [94]. Gegenüber anderen Programmen, die teilweise auch die GPU nutzen, zeichnet sich *Mumax 2* besonders durch die Eignung für Simulationen mit einer großen Anzahl von Zellen aus. Im Rahmen dieser Arbeit werden mikromagnetische Simulationen unter anderem zur Beantwortung folgender Fragestellungen durchgeführt:

- Ist das Umschalten der Magnetisierung der freien Elektrode eines Nanodrahtes mit PSV-Schichtstruktur durch Anlegen eines transversalen Feldpulses möglich? (Siehe Kapitel 4.1.4.4)
- Kann durch seitlich an einem Nanodraht befindliche Nanomagnete eine Domänenwand eingefangen werden? (Siehe Kapitel 4.1.3.4)
- Wie ist das zeitliche Verhalten der Magnetisierung eines Nanodrahtes bei Anregung mit einem stufenförmigen Transversalfeld? (Siehe Kapitel 4.4.2)
- Wie sieht das Spinwellenspektrum von Nanostrukturen aus und kann damit der experimentelle Befund erklärt werden? (Siehe Kapitel 4.3.2.3)

Die Eingabe der Simulationsdaten erfolgt bei *Mumax 2* mittels Python- [95] Datei. Ein kommentiertes Beispielprogramm befindet sich im Anhang dieser Arbeit. Durch die Art der Dateneingabe ergibt sich die Möglichkeit, die Programme sehr flexibel an die jeweilige Fragestellung anzupassen. So kann z. B. die äußere Form einer Struktur einfach durch eine Maske in Form einer Bilddatei erzeugt werden. Außerdem können Materialparameter zeit- und ortsabhängig vorgegeben werden oder Magnetfelder auf bestimmte Bereiche der Struktur beschränkt werden. Bei der Erstellung der Programme wird beachtet, dass für eine effiziente und genaue Simulation die Anzahl diskreter Zellen pro Dimension einer Zahl  $2^n \cdot \{1,3,5,7\}$  entsprechen sollte.

Das Abspeichern der Simulationsdaten erfolgt auf zwei unterschiedliche Arten. Wird beispielsweise die (mittlere) Magnetisierung einer Struktur als Funktion der Zeit oder eines äußeren Feldes benötigt, werden die Komponenten der Magnetisierung in diskreten Zeitschritten in Tabellenform gespeichert. Für den Fall, dass die Magnetisierung jeder Zelle benötigt wird, werden die Simulationsdaten im programmeeigenen Format *dump* gespeichert. Durch die Verwendung dieses speziellen Formats ergeben sich durch den Datentransfer keine zeitlichen Verzögerungen der Simulation. Im Nachhinein werden die Daten in das Format *omf* oder *vtk* zur weiteren Bearbeitung konvertiert.

Die erzeugten Python-Dateien werden aus der Eingabeaufforderung des Betriebssystems heraus gestartet. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit durch die Verwendung von Skripten sowohl die Simulationen als auch die Datenkonvertierung und -weiterverarbeitung zu automatisieren. Im Anhang befindet sich auch ein Beispiel für ein entsprechendes Skript.

In Tabelle 1 werden die verwendeten Materialparameter in Tabellenform zusammengefasst. Der in den jeweiligen Simulationen verwendete Wert des Dämpfungsparameters kann dem jeweiligen Kapitel entnommen werden.

Material	$M_s$ [kA/m]	$A_{ex}$ [J/m]
$Co_{20}Fe_{60}B_{20}$	925 (Messung)	$2,0 \cdot 10^{-11} (*)$
$Co_{50}Fe_{50}$	1400 (Messung)	$2,0 \cdot 10^{-11}$ [96]
Cu	0	0
$Ni_{80}Fe_{20}$	860 [97]	$1,3 \cdot 10^{-11}$ [97]

Tabelle 1: Verwendete Materialparameter für die mikromagnetischen Simulationen. Die verwendeten Werte werden, soweit vermerkt, aus der Literatur übernommen oder aus eigenen Messungen ermittelt. Der Wert (\*) wird als identisch zu CoFe angenommen.

Zur Durchführung der Simulationen wird ein für diesen Zweck aufgebauter PC mit einer GeForce GTX580 Grafikkarte, einem Intel i7 Prozessor und 16 GB Arbeitsspeicher benutzt. Als Betriebssystem kommt Linux in Form der Distribution Open Suse 12.1 zum Einsatz. *Mumax 2* wird in der Version 2.0.2116 RC2 verwendet.

### 2.5.2 Simulationen mit Sonnet

Für die Übertragung von Signalen im GHz-Bereich werden im Rahmen dieser Arbeit elektrische Zuleitungen in koplanarer Wellenleitergeometrie verwendet (siehe z. B. [98], [99]). Ein koplanarer Wellenleiter (engl. „coplanar waveguide“, CPW) besteht aus einem zentralen Signalleiter und beidseitig, jeweils durch einen Spalt getrennt, verlaufenden Masseflächen. Die Transmission durch den Wellenleiter wird stark von der Leitfähigkeit des Substrates [100], der Dicke einer zusätzlich vorhandenen Oxidschicht ( $SiO_2$ ), der Dicke des Substrates, den Abmessungen des Wellenleiters und der Signalfrequenz beeinflusst. Zur Optimierung eines CPW wird das Verhältnis von Signalleiter- und Spaltbreite an das Substratmaterial angepasst. Für eine erste grobe Anpassung wird das Programm *AppCAD* [101] genutzt. Durch elektromagnetische Simulationen mittels *Sonnet* [102] (Version 12) wird dann die Geometrie im Detail an die Leitfähigkeit des Substrates, die Oxiddicke und den Frequenzbereich von 1 bis 20 GHz angepasst und optimiert. Die Kontaktflächen des Wellenleiters müssen so dimensioniert sein, dass die Kontaktierung mit den (vorhandenen) Messspitzen (Abstand der Spitzen 150  $\mu m$ ) erfolgen kann. Außerdem wird die Länge auf 1 mm festgelegt, um eine einfache Kontaktierung zu ermöglichen. Unter Berücksichtigung dieser Randbedingungen stellt die optimierte Wellenleitergeometrie einen Kompromiss dar.

Das verwendete Programm *Sonnet* führt unter Berücksichtigung von Dispersion und Verlusten eine vollständige elektromagnetische Analyse des untersuchten Systems durch, wobei lediglich zwei Näherungen durchgeführt werden. Zum einen werden die Metallschichten in Zellen unterteilt, zum anderen macht sich die endliche numerische Genauigkeit bemerkbar [103].

In Kapitel 3.2 befindet sich eine SEM-Aufnahme eines koplanaren Wellenleiters, wie er im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird.

## 3. Probenherstellung

Im folgenden Kapitel wird die Herstellung der untersuchten Proben beschrieben. Bei den Proben handelt es sich, wenn nicht ausdrücklich anders beschrieben, um Nanodrähte, die aus einem funktionalen Schichtsystem (PSV- oder SV-Schichtsystem) gefertigt sind. Im Fall der untersuchten PSV-Strukturen umfasst die Probenherstellung die Schichtdeposition und die anschließende Nanostrukturierung. Bei den SV-Strukturen wird ein Schichtsystem der Firma Singulus Technologies verwendet, sodass sich die Probenherstellung auf die Nanostrukturierung beschränkt. Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Prozessabfolge für die Schichtherstellung erläutert. Anschließend werden die entwickelten Prozesse zur Nanostrukturierung vorgestellt.

### 3.1 Schichtherstellung

Im Folgenden wird kurz das verwendete Prozessschema bei der Schichtherstellung mittels Kathodenzerstäubung („Sputtern“) erläutert. Für die physikalischen Grundlagen und Vorgänge beim Sputtern wird auf die Literatur verwiesen (z. B. [104]). In Abbildung 12 werden die einzelnen Prozessschritte schematisch dargestellt. Bei der Betrachtung wird davon ausgegangen, dass zu Beginn eine jungfräuliche Siliziumscheibe vorliegt. Im Rahmen dieser Arbeit werden für die Herstellung von GMR-Schichtsystemen Bruchstücke von 3“ p-Siliziumscheiben mit einem spezifischen Widerstand von  $0,01 \Omega\text{cm}$  verwendet. Auf den Scheiben befindet sich  $\text{SiO}_2$  einer nominellen Dicke von  $1 \mu\text{m}$ . Um die Substratoberfläche beim Spalten nicht durch Partikel zu verunreinigen, wird zu Beginn der Prozessierung die gesamte Oberfläche der Siliziumscheibe mit Photolack [105] bedeckt. Die Belackung erfolgt mittels Schleuderbeschichtung. Der Photolack wird auf einer Heizplatte bei  $90^\circ$  kurz getrocknet. Anschließend wird die Siliziumscheibe in rechteckige Stücke gespalten. Die typischen Abmessungen der rechteckigen Proben liegen im Bereich von  $1 - 2 \text{ cm}$  Kantenlänge. Der Lack wird anschließend mittels Aceton im Ultraschallbad entfernt. Die Probe wird dann in Isopropanol und deionisiertem Wasser (engl. „deionized water“, DI-Wasser) gespült. Das Trocknen der Bruchstücke erfolgt durch Stickstoffgas und anschließender Erhitzung auf einer Heizplatte auf  $200^\circ\text{C}$ . Anschließend wird die Probe auf einem speziellen Probenhalter mittels Federblech fixiert und in die Sputteranlage eingeschleust. Der Probenhalter ermöglicht wahlweise die Montage von Permanentmagneten, welche am Probenort ein Magnetfeld von etwa  $80 \text{ mT}$  in der Schichtebene erzeugen. In der Vakuumanlage stehen insgesamt 9 Sputterquellen mit unterschiedlichen Materialien zur Verfügung. Details zur verwendeten Sputterkammer können dem Anhang entnommen werden. Durch sequentielles Abscheiden der Materialien wird ein Schichtsystem mit beliebiger Schichtabfolge der vorhandenen Materialien erzeugt.

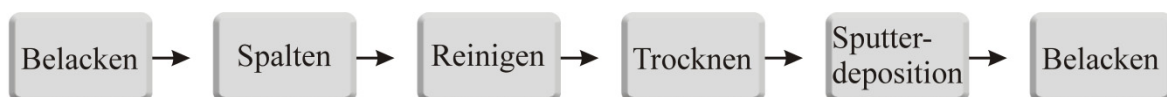


Abbildung 12: Prozessabfolge bei der Schichtherstellung

Die jeweilige Schichtdicke wird nach der Kalibrierung der Prozessbedingungen durch die Depositionszeit eingestellt. Einzelheiten zur Kalibrierung werden im nächsten Abschnitt kurz erläutert. Nach dem Ausschleusen aus der Vakuumanlage wird die Probe durch erneutes Aufschleudern von Photolack abgedeckt, um die Probenoberfläche möglichst partikelfrei zu erhalten. Um auch später die Orientierung der Probe zu kennen, wird die Richtung des angelegten Magnetfeldes oder die Richtung der Kammerachse auf der Probenrückseite markiert.

Die Schichtdickenkalibrierung wird folgendermaßen durchgeführt: Für bestimmte Prozessbedingungen wie Gasfluss und Plasmaleistung wird eine Kalibrierungsprobe hergestellt, wobei die Abscheidung für eine bestimmte Zeit  $t_{\text{Kalib}}$  erfolgt. Nach der Deposition wird die Schichtdicke  $d_{\text{Kalib}}$  ermittelt. Aus der Depositionsdauer und der Schichtdicke ergibt sich die Depositionsrate  $D$ :

$$D = \frac{d_{\text{Kalib}}}{t_{\text{Kalib}}} \quad (49)$$

Die Depositionsrate wird in  $\frac{\text{nm}}{\text{s}}$  angegeben. Im Anhang befindet sich eine Übersicht der Depositionsraten für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Materialien und Prozessparameter (Tabelle 14, S. 199). Die Depositionsdauer  $t$  für eine gewünschte Schichtdicke  $d_{\text{Schicht}}$  folgt dann aus:

$$t[\text{s}] = \frac{d_{\text{Schicht}}[\text{nm}]}{D} \quad (50)$$

Die Schichtdickenmessung von strukturierten Kalibrierungsproben wird mittels Profilometer durchgeführt. Die Schichtdicken flächiger Proben werden mittels Röntgenreflektometrie (engl. „X-ray reflectometry“, XRR) [106] ermittelt. Im Anhang befindet sich jeweils eine Beispielmessung. XRR-Messungen bieten bei einer hohen Genauigkeit den Vorteil einer gleichzeitigen Bestimmung der Schichtrauheit, Profilometermessungen können in kürzerer Zeit sowie an einer gewünschten Stelle der (strukturierten) Probe durchgeführt werden.

Die Beurteilung der Schichtqualität erfolgt durch stichprobenartige Untersuchungen einzelner Schichtsysteme mittels Transmissionselektronenmikroskopie (engl. „transmission electron microscopy“, TEM). Beispielhaft werden in Abbildung 13 TEM-Aufnahmen eines hergestellten Schichtsystems mit unterschiedlicher Vergrößerung dargestellt. Informationen zur Transmissionselektronenmikroskopie können der Literatur entnommen werden (z. B. [107]). Die Aufnahmen zeigen die Seitenansicht des Schichtsystems, wobei die Abscheidung der Schichten von „unten nach oben“ erfolgt. Eine Auswahl weiterer TEM-Aufnahmen anderer Schichtsysteme sowie die Bezeichnungen der verwendeten Mikroskope können dem Anhang entnommen werden. Das hier dargestellte Schichtsystem stellt ein PSV-Schichtsystem mit der Schichtabfolge Ta(5)/Ru(10)/Ta(5)/CoFeB(5)/Cu(1,5)/CoFe(10)/Ta(5)/Ru(10) dar. Die Schichtdicken werden in nm angegeben.

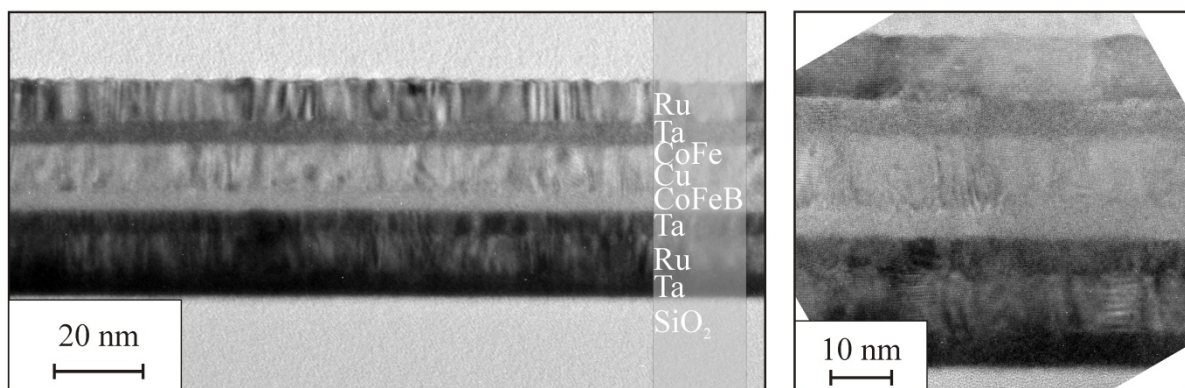


Abbildung 13: TEM-Aufnahmen eines hergestellten GMR-Schichtsystems

Das abgebildete Schichtsystem weist geringe Schichtrauheiten und zufriedenstellend scharfe Grenzflächen zwischen den einzelnen Schichten auf. Der Kontrast zwischen den Schichten ist ausreichend, um die einzelnen Schichten (mit Ausnahme der 1,5 nm dicken Kupferschicht) zu identifizieren. In der linken Aufnahme befindet sich eine Zuordnung der einzelnen Schichten. Die Kupferschicht kann nur erahnt werden. Die stärker vergrößerte Aufnahme (rechts) dient, neben der zusätzlichen Kontrolle der Schichtdickenkalibrierung, vor allem zur qualitativen Analyse der Schichtqualität. Beispielsweise kann in der Aufnahme die amorphe Struktur der CoFeB-Schicht erkannt werden.

## 3.2 Strukturierung von GMR-Nanodrähten

Im folgenden Kapitel wird der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Prozess für die Strukturierung von GMR-Nanodrähten vorgestellt. Das Prozessschema, das sowohl für PSV-Nanodrähte als auch für SV-Nanodrähte verwendet wird, ist in Abbildung 14 schematisch dargestellt. In der Abbildung werden die durchgeführten Prozessschritte neben schematischen Seitendarstellungen der Probe dargestellt. Es wird lediglich das Prinzip der Probenherstellung gezeigt, deshalb wird auf die Darstellung eventueller Prozessartefakte wie Grabenbildung und Redeposition beim Ätzen (siehe z. B. [108], [109], [110]) oder die Entstehung von Seitenwänden [111] beim Aufdampfen bewusst verzichtet.

Aufgrund der geringen Abmessungen der Nanodrähte erfolgt die Strukturdefinition mittels Elektronenstrahlolithographie (engl. „electron beam lithography“, EBL). Dabei wird ein fokussierter Elektronenstrahl über die Probe gerastert, die mit einem elektronenstrahl-empfindlichen Lack bedeckt ist. Je nach Menge der deponierten Energie durch den Elektronenstrahl ändert sich die Löslichkeit des Lackes. Als Lack kommt im Rahmen dieser Arbeit Polymethylmetacrylat (PMMA) mit zwei verschiedenen Molekulargewichten (600k und 950k) zum Einsatz. Die Herstellerbezeichnungen lauten für den 600k „AR-P 649.04“ und „AR-P 679.03“ für den 950k (siehe [112]). PMMA verhält sich bei den gewählten Prozessbedingungen als Positivlack, d. h. die belichteten Bereiche werden durch die Entwicklung entfernt. Einzelheiten zur Elektronenstrahlolithographie können der entsprechenden Literatur entnommen werden. Einführungen befinden sich z. B. in [113], [114], [115], [116], [117]. Die Belichtungen dieser Arbeit werden mit einem Raith Elektronenstrahlolithographen des Typs „Pioneer“ durchgeführt (Details zu diesem Gerät können z. B. [118] oder [119] entnommen werden). Das in PMMA erzeugte Muster in Form des späteren Nanodrahtes dient zur Definition einer Hartmaske mittels Lift-off. Das Schichtsystem mit Hartmaske wird physikalisch mit Argonionen geätzt, bis um die Ätzmaske herum das Schichtsystem vollständig entfernt ist. Nach Entfernung der Hartmaske wird in einem zweiten EBL-Schritt das Muster für die elektrischen Zuleitungen erzeugt. Die Deposition des Zuleitungsmaterials erfolgt durch Aufdampfen. Nach erneutem Lift-off ist die Prozessierung abgeschlossen. Im Folgenden werden die einzelnen Prozessschritte im Detail erläutert.

In einem ersten Schritt wird auf der Probe eine etwa 110 nm dicke 950k PMMA-Schicht mittels Schleuderbeschichtung bei 6500 U/min hergestellt. Die PMMA-Schicht wird auf einer Heizplatte bei 200 °C getrocknet. Die Belichtung erfolgt mit einem Elektronenstrahl mit einer Beschleunigungsspannung von 2,5 kV und einem Strahlstrom von etwa 70 pA. Die Flächendosis beträgt für diesen Prozess 70  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ . Nach der Belichtung erfolgt die Entwicklung mit Isopropanol (60 s). Die Probe wird anschließend in DI-Wasser gespült und mit Stickstoffgas getrocknet. Anschließend wird eine Probeninspektion zur Prozesskontrolle durchgeführt. Wird bei der Inspektion (oder den folgenden) ein Prozessfehler festgestellt, wird die Probe in der Regel verworfen. Nach der Inspektion erfolgt das Aufdampfen der Hartmaske. Im Rahmen dieser Arbeit wird als Hartmaske  $\text{Al}_2\text{O}_3$  verwendet. Das Aufdampfen der Hartmaske erfolgt im Ultrahochvakuum (UHV) mittels Elektronenstrahlverdampfer. Die Schichtdicke wird während der Deposition mittels Quarzmikrowaage gemessen. Typischerweise wird eine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Dicke von 40 nm verwendet. Der anschließende Lift-Off in Aceton entfernt den nicht belichteten und mit  $\text{Al}_2\text{O}_3$  bedeckten PMMA bis auf wenige Monolagen [120]. Die PMMA-Reste werden mit erhitztem MIBK entfernt. Im darauffolgenden Ätzschritt wird das gesamte Metall, welches nicht von der Hartmaske bedeckt ist, entfernt. Der Ätzprozess erfolgt in einer UHV-Anlage mit Argon-Ionenkanone, Sekundärionenmassenspektrometer (SIMS) und pneumatischer Blende, die sehr schnell den Ionenstrahl unterbrechen kann. Details zu dieser Anlage befinden sich im Anhang dieser Arbeit. Der Ätzwinkel für diesen Prozess beträgt 90°. Der Ionenstrahl wird mit Elektronen aus einer Wolframkathode neutralisiert. Um die Entfernung des gesamten Metalls sicher zu stellen, wird nach dem nominellen Entfernen der letzten Metallschicht (laut Spektrum des Sekundärionenmassenspektrometers) zusätzlich für 20 s weiter geätzt. Abbildung 15 (oben) zeigt rasterelektronenmikroskopische (engl. „scanning electron microscopy“, SEM) Detailaufnahmen von Beispieldrähten mit 1000 nm und 150 nm Breite nach dem Ätzschritt.

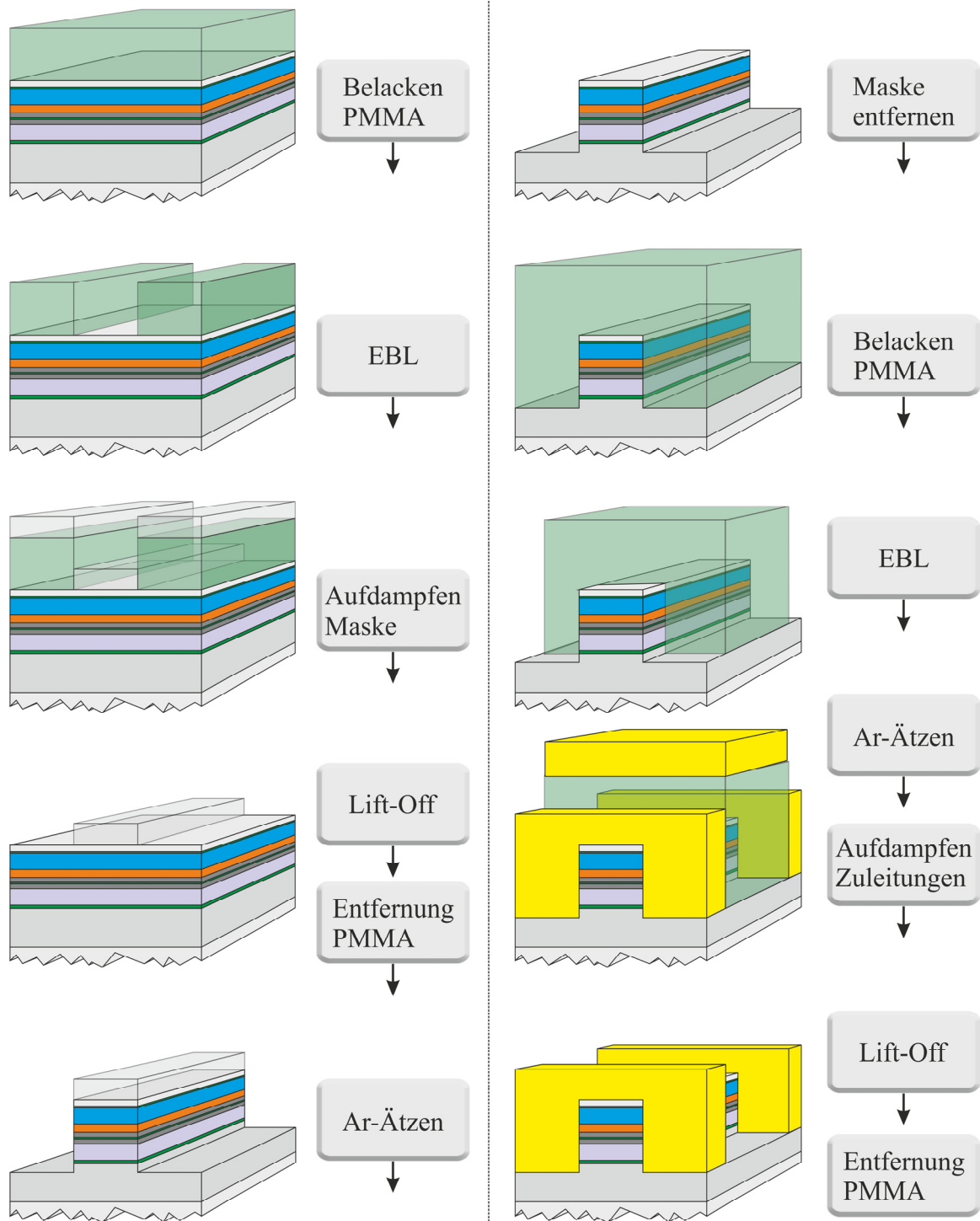


Abbildung 14: Prozessschema für die Strukturierung von GMR-Nanodrähten. Linke Spalte: Herstellung der Nanodrähte. Rechte Spalte: Prozessschema für die Herstellung elektrischer Zuleitungen.

Die anschließende Höhenmessung erlaubt mit späteren Messwerten die verbleibende Dicke der Hartmaske zu bestimmen und die Dicke eventuell für spätere Prozesse anzupassen. Die Ätzmaske wird anschließend nasschemisch mit einer wässrigen, 2,38-prozentigen TMAH-Lösung (Herstellerbezeichnung: AZ 726 MIF, [121]) (120 s bei 50 °C) entfernt. Durch die Höhenmessung nach der Maskenentfernung wird sowohl die Höhe der Nanodrähte bestimmt als auch der für die Berechnung der verbleibenden Maskenhöhe benötigte zweite Messwert erhalten. Die Prozessierung der Nanodrähte ist damit abgeschlossen. In Abbildung 15 (unten) sind beispielhaft SEM-Detailaufnahmen von fertigen Nanodrähten mit 1000 nm und 150 nm Breite zu sehen.

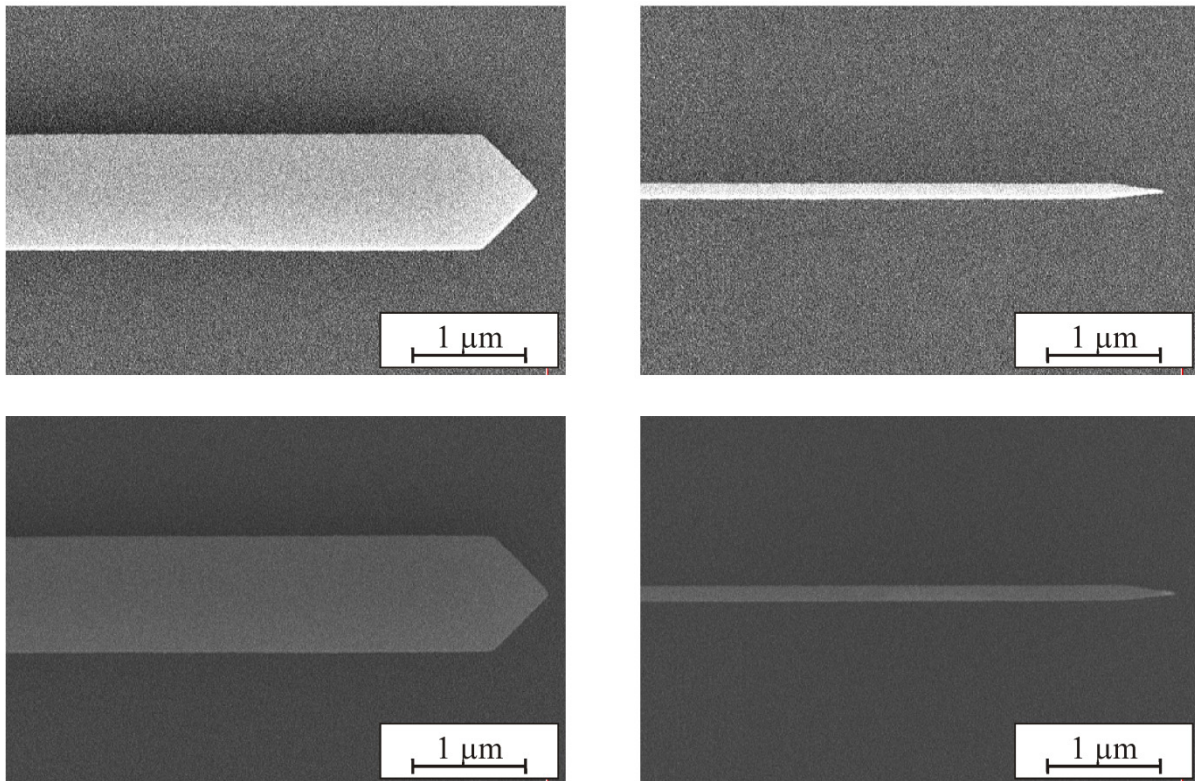


Abbildung 15: SEM-Aufnahmen der Endbereiche von Nanodrähten (links: 1000 nm breit, rechts: 150 nm breit) nach dem physikalischen Ätzschritt mit  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Maske (oben) und nach der Entfernung der Maske mit TMAH (unten)

Für elektrische Messungen werden zusätzlich Zuleitungen benötigt, da die Nanodrähte typischerweise eine Länge von lediglich 10 – 20  $\mu\text{m}$  aufweisen und bei einer Breite von 1  $\mu\text{m}$  oder weniger nicht direkt mit Messspitzen kontaktiert werden können. Die Zuleitungen besitzen eine an das jeweilige Experiment angepasste Geometrie und werden aus Gold mit einer dünnen (10 nm), darunter liegenden Titan-Haftschrift hergestellt. Es werden unter anderem großflächige Zuleitungen (siehe Abbildung 16), schmale Zuleitungen mit ausgelagerten Kontaktflächen (siehe Abbildung 17) und Zuleitungen in koplanarer Wellenleitergeometrie (siehe Abbildung 18) verwendet. Die Prozessierung der Zuleitungen erfolgt jedoch stets nach demselben Muster. Mittels EBL wird die gewünschte Geometrie in eine PMMA-Schicht belichtet. Das erzeugte Muster dient als Maske für einen Lift-Off-Prozess. Die Dicke der Lackschicht wird an die gewünschte Dicke der Zuleitungen angepasst. Es werden zwei verschiedene Schichtdicken für die Zuleitungen verwendet: 150 nm und 300 nm. Im nächsten Abschnitt wird der Prozess für die Herstellung von 300 nm dicken Zuleitungen erläutert.

Die Prozessierung der Zuleitungen wird in Abbildung 14 (rechte Spalte) schematisch dargestellt. Eine mehrlagige, insgesamt etwa 570 nm dicke PMMA-Schicht (600k und 950k) wird durch Schleuderbeschichtung erzeugt und auf einer Heizplatte getrocknet. Die EBL erfolgt mit einer Beschleunigungsspannung von 30 kV und einem Strahlstrom von etwa 1,3 nA. Die Flächendosis dieses Lacksystems beträgt bei der gewählten Beschleunigungsspannung auf dem verwendeten Substrat  $700 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ .



Um das Muster der Zuleitungen an die korrekte Position auf der Probe zu schreiben und eine Kontaktierung der Nanodrähte zu gewährleisten, wird vor der Belichtung das Koordinatensystem des Belichters und der Probe durch Einlesen von Marken angeglichen. Die Entwicklung des belichteten Lackes erfolgt erneut in Isopropanol (60 s), gespült wird in DI-Wasser (60 s). Um das vollständige Entfernen des belichteten PMMA zu gewährleisten, wird bei dieser Entwicklung zusätzlich Ultraschall (3x 1 s) angewandt. Mithilfe von Argonionen wird die Probenoberfläche vor dem Aufdampfen der Ti/Au-Schichten gereinigt. Dieser Arbeitsschritt bewirkt einen niedrigen Kontaktwiderstand zwischen Zuleitung und Nanodraht (siehe z. B. auch [122]). Hier wird bei einem Ätzwinkel von  $90^\circ$  und einem Strahlstrom von 7 mA eine Ätzdauer von 10 s verwendet. Unter den gewählten Bedingungen wird die obere Metallschicht nur angeätzt und nicht vollständig entfernt. Anschließend erfolgt das Aufdampfen des Zuleitungsmaterials. Durch Lift-Off in Aceton ( $70^\circ\text{C}$ , 10 min) wird das überschüssige Metall samt PMMA entfernt. Verbleibende PMMA-Reste werden mit MIBK gelöst.

Die Prozessierung für Zuleitungen mit 150 nm Dicke verläuft nach dem identischen Schema, es kommt lediglich eine dünnere PMMA-Schicht zum Einsatz. Zusätzlich wird auf die Anwendung von Ultraschall beim Entwickeln verzichtet. Die Ausbeute der auf diese Weise hergestellten Nanodrähte liegt bei nahezu 100 %.

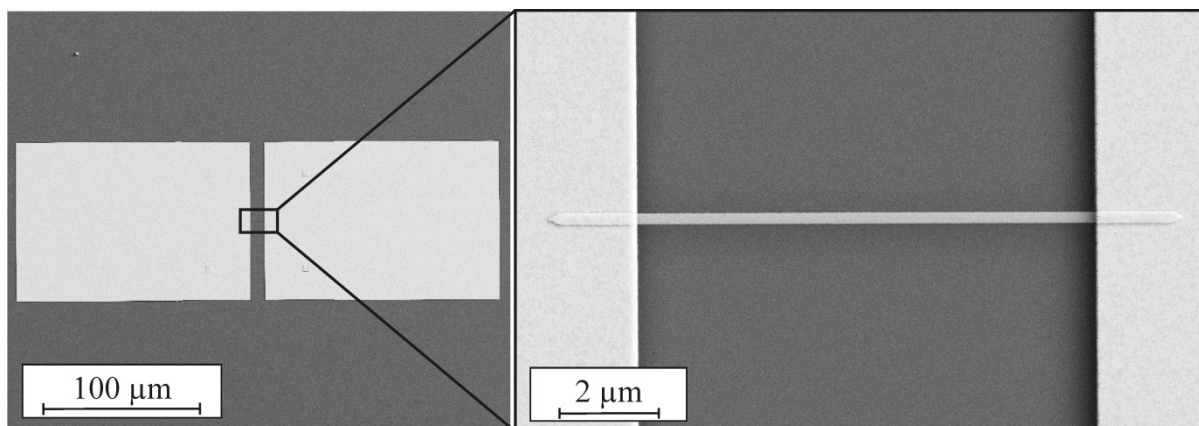


Abbildung 16: SEM-Aufnahmen einer Beispielstruktur mit flächigen Zuleitungen (links). Die Breite des kontaktierten Nanodrahtes beträgt in diesem Fall etwa 200 nm (rechts). Die Länge des Nanodrahtes zwischen den Zuleitungen beträgt  $9\ \mu\text{m}$ , die Gesamtlänge  $13\ \mu\text{m}$ .

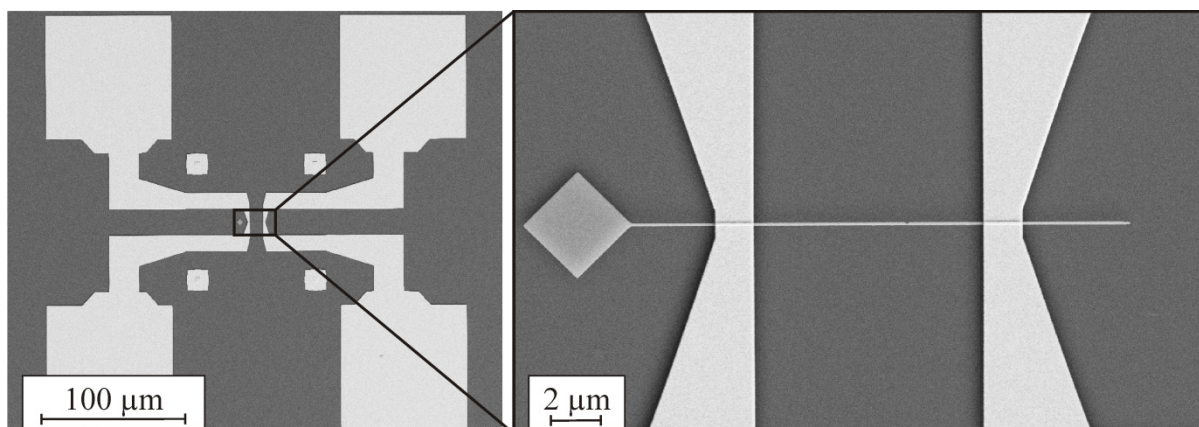


Abbildung 17: SEM-Aufnahmen einer Beispielstruktur mit schmalen Zuleitungen mit ausgelagerten Kontaktflächen (links). In diesem Fall wird ein  $120\ \text{nm}$  breiter Nanodraht mit Nukleationsfläche und Kerbe kontaktiert (rechts). Die Länge des Nanodrahtes zwischen den Zuleitungen beträgt  $9\ \mu\text{m}$ .

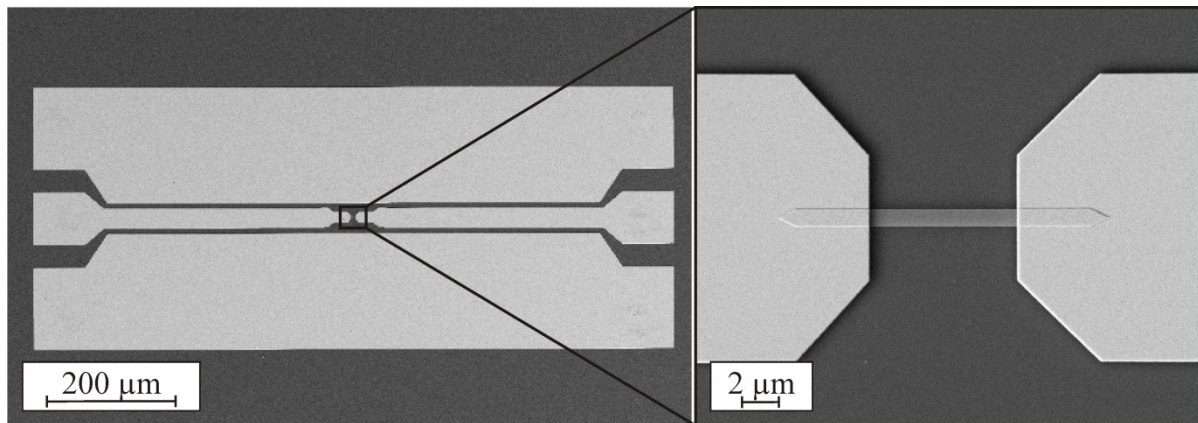


Abbildung 18: SEM-Aufnahmen einer Beispielstruktur mit Zuleitungen in koplanarer Wellenleitergeometrie (links). Im dargestellten Fall wird ein 1000 nm breiter Nanodraht kontaktiert. Die freie Länge des Drahtes (rechts) beträgt 8 µm.

### 3.3 Nanostrukturierung von GMR-Nanodrähten

In diesem Abschnitt wird der Prozess für die teilweise Nanostrukturierung eines Nanodrahtes beschrieben. In Abbildung 19 befindet sich eine Darstellung des Prozessschemas. Kurz gesagt wird auf einem zuvor hergestellten Nanodraht mittels Lift-Off eine Hartmaske in Form der späteren Nanostruktur prozessiert. Der Strukturübertrag erfolgt durch physikalisches Ätzen mit Argonionen. Die Ätztiefe muss bei diesem Prozess sehr präzise eingehalten werden. Dazu wird das Signal eines Sekundärionenmassenspektrometers genutzt. Mit dem verwendeten Aufbau ist es möglich, die Ätztiefe auf etwa 1 nm einzustellen. Nach dem Ätzschritt werden in einem zweiten Schritt die elektrischen Zuleitungen hergestellt.

Bei diesem Prozess wird davon ausgegangen, dass die freie Elektrode eines 1 µm breiten SV-Nanodrahtes in Form eines kleinen Rechteckes strukturiert werden soll. Der Nanodraht kann zum Beispiel nach dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Prozess hergestellt werden, er besitzt aber noch keine Zuleitungen. In Abbildung 19 wird das entwickelte Prozessschema zusammen mit schematischen Seitenansichten der Probe dargestellt.

Zur Erzeugung der Ätzmaske wird in einem ersten Schritt auf einer Probe mit Nanodrähten eine etwa 110 nm dicke PMMA-Schicht (950k) mittels Schleuderbeschichtung hergestellt. Die PMMA-Schicht wird auf einer Heizplatte bei 200 °C getrocknet. Die Elektronenstrahl-Belichtung erfolgt mit einer Beschleunigungsspannung von 30 kV, einem Strahlstrom von etwa 300 pA und einer Flächendosis von 700 µC/cm<sup>2</sup>. Um das Muster an die korrekte Position auf dem Nanodraht zu schreiben, wird vor der Belichtung das Koordinatensystem des EBL-Systems und der Probe durch Einlesen von Marken genau angeglichen. Nach dem Entwickeln in Isopropanol (60 s) und Spülen in DI-Wasser (60 s) wird die Hartmaske (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) mit einer Dicke von nominell 20 nm aufgedampft. Durch Lift-Off in Aceton wird die PMMA-Schicht und das überschüssige Material der Hartmaske entfernt. Die verbleibenden PMMA-Reste werden mittels MIBK entfernt. In einem Ätzschritt mit Argonionen werden die nicht von der Hartmaske bedeckten Bereiche des Nanodrahtes bis auf die gewünschte Tiefe entfernt. Dazu wird ein Ätzwinkel von 90° gewählt und der Ar-Ionenstrom auf 8 mA eingestellt. Um die gewünschte Ätztiefe möglichst präzise einzuhalten, wird eine zweite Probe mit identischer Schichtfolge direkt neben der Probe mit Nanodrähten geätzt. Dadurch werden deutlich mehr Sekundärionen erzeugt und das resultierende Signal des Massenspektrometers groß genug, um eine präzise Prozesskontrolle zu ermöglichen. Im Anhang werden zur Erläuterung beispielhaft Spektren des Massenspektrometers dargestellt und erläutert. Nach dem physikalischen Ätzprozess wird die Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Hartmaske mit TMAH entfernt und nach dem oben beschriebenen Prozess die Zuleitungen hergestellt. In Abbildung 20 werden SEM-Aufnahmen von auf diese Weise hergestellten Strukturen dargestellt. Im Beispiel werden Nanodrähte, deren Zuleitungen in koplanarer Wellenleitergeometrie gefertigt sind, mit 3 axial orientierten Nanostrukturen dargestellt. Die Breite der Nanostrukturen beträgt nominell 500 nm (links) bzw. 100 nm (rechts). In Abbildung 21 werden Nanodrähte mit einzelnen Nanostrukturen zusammen mit Detailansichten dargestellt. Die Breite der Nanodrähte beträgt hier jeweils 1 µm.

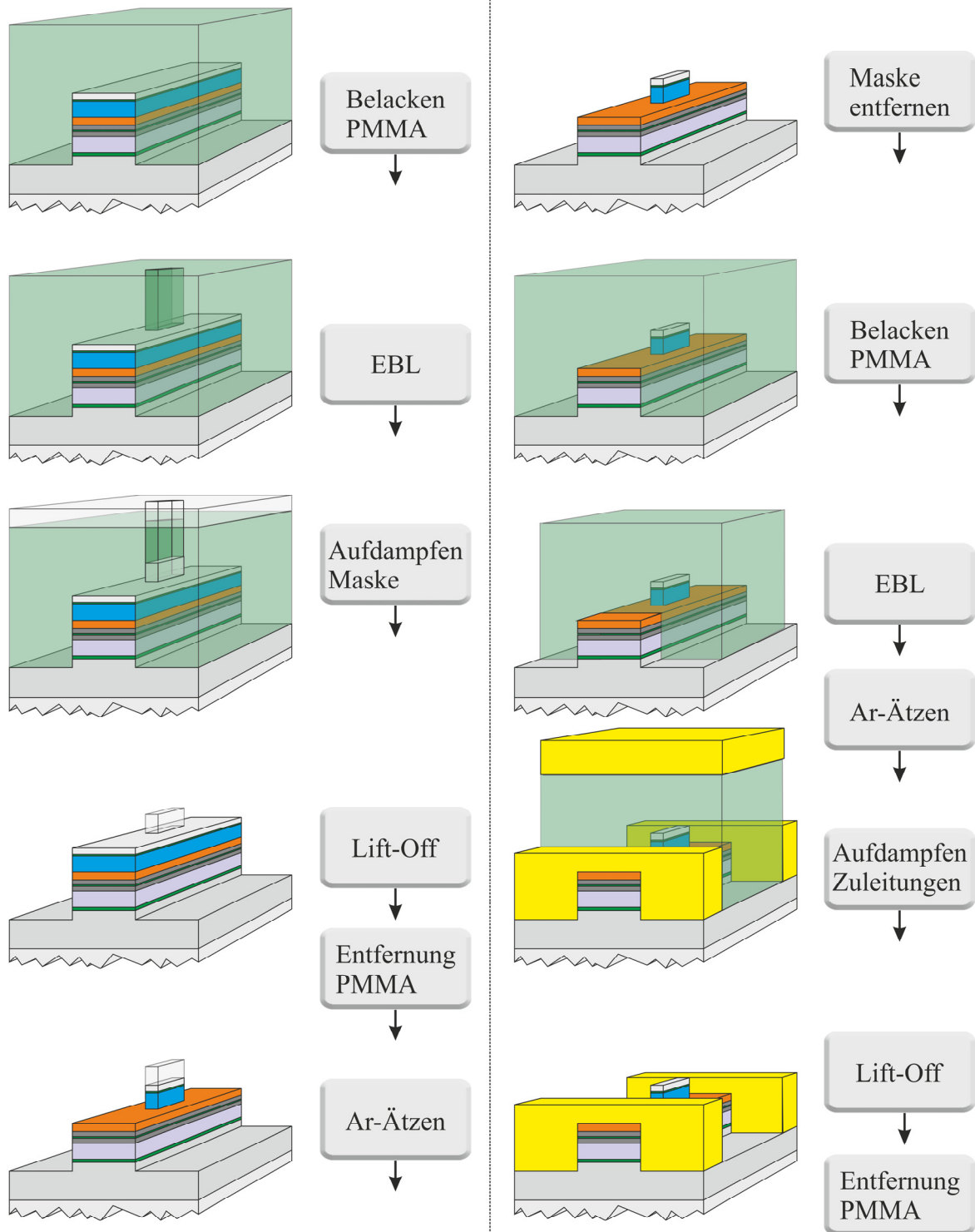


Abbildung 19: Prozessschema für die Nanostrukturierung eines Nanodrahtes

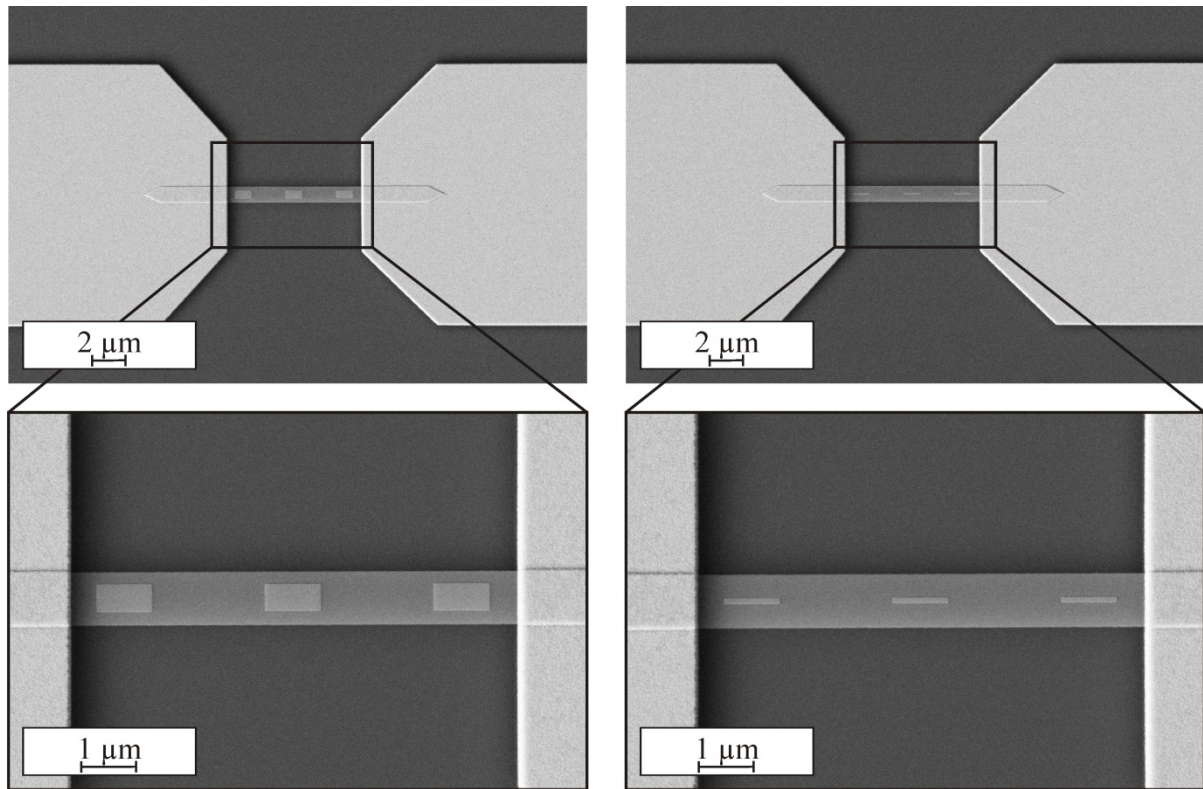


Abbildung 20: SEM-Aufnahmen von Nanodrähten mit nanostrukturierter freier Elektrode und Zuleitungen in koplanarer Wellenleitergeometrie. Nanodrähte mit 3 axialen Nanostrukturen, links: 1000 nm x 500 nm, rechts: 1000 nm x 100 nm.

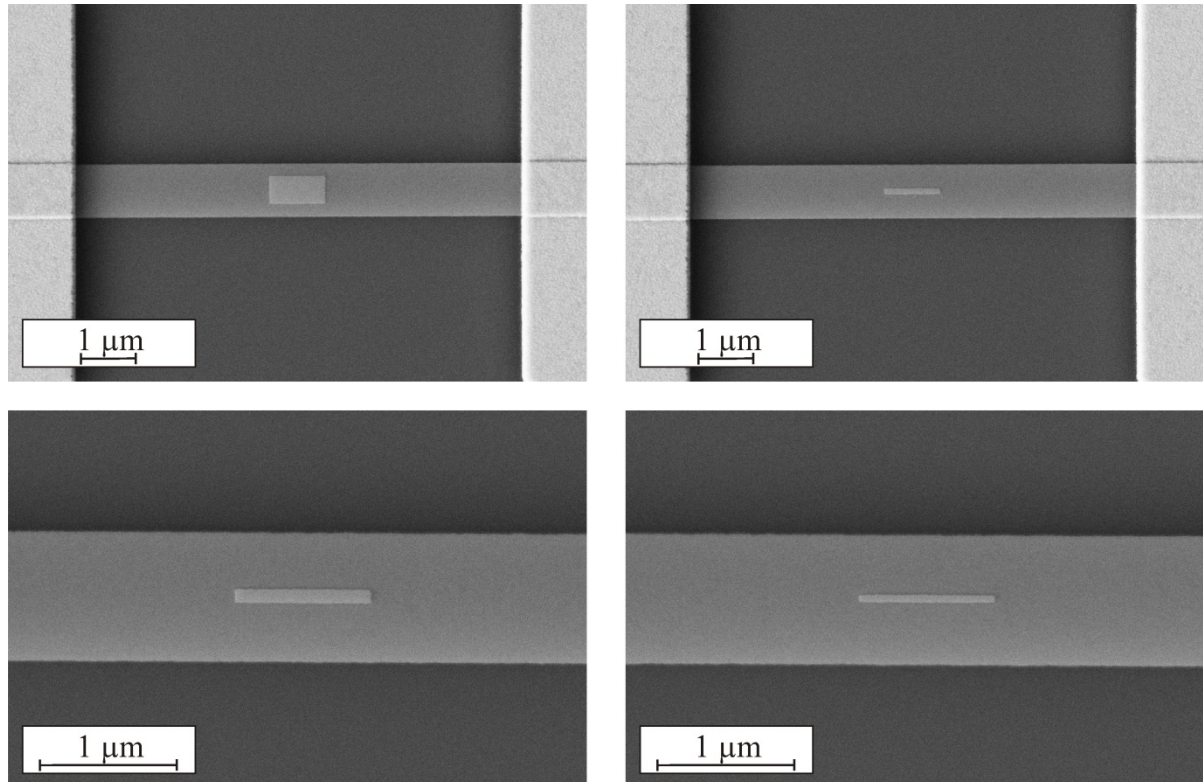


Abbildung 21: Nanodrähte mit axialer Nanostruktur, oben links: 1000 nm x 500 nm, oben rechts: 1000 nm x 100 nm. Unten: Detailansichten von 100 nm (links) und 50 nm (rechts) breiten Nanostrukturen auf einem jeweils 1 μm breiten Nanodraht.

## 4. Ergebnisse

### 4.1 Ummagnetisierung von Pseudospinventil- und Spinventil-Nanodrähten

Im folgenden Kapitel werden Experimente und Simulationen zum Ummagnetisieren von PSV- und SV-Nanodrähten vorgestellt. Es wird sowohl feldvermitteltes als auch strominduziertes Umschalten untersucht.

Es handelt sich bei diesen Untersuchungen teilweise um aus der Literatur bekannte Experimente (Kapitel 4.1.2, 4.1.3.2 und 4.1.3.3), die hauptsächlich zur Kontrolle und Optimierung des Herstellungsprozesses durchgeführt werden. Des Weiteren wird dadurch zunächst der Kenntnisstand der Literatur reproduziert. Zudem stellen diese Experimente geeignete Szenarien für mikromagnetische Simulationen dar und ermöglichen so das Erlernen der Simulationssoftware *Mumax 2* an praktischen Beispielen. Teilweise werden Resultate von Simulationen dargestellt. Andere Experimente, wie z. B. das Fixieren einer Domänenwand durch das Streufeld zweier Nanomagnete, erweitern und verbessern bisher bekannte Ansätze. Im Kapitel 4.1.4 wird schließlich ein neuer, bislang unbekannter Mechanismus zum strominduzierten Umschalten von GMR-Nanodrähten beschrieben und modelliert. Zunächst werden aber für das Verständnis hilfreiche Grundlagen zu Domänenwänden in Nanodrähten erläutert.

#### 4.1.1 Domänenwände in Nanodrähten

Es wird nun zunächst die Ursache für das Auftreten von Domänen beschrieben sowie bekannte Domänenstrukturen vorgestellt. Anschließend wird eine Klassifikation der in Nanodrähten auftretenden Domänenstrukturen vorgenommen.

Die Ummagnetisierung eines ausgedehnten ferromagnetischen Körpers in einem schwachen äußeren Magnetfeld erfolgt im Allgemeinen durch Größenänderungen vorhandener Domänen durch die Verschiebung von Domänengrenzen. Eine Domäne bezeichnet nach Kittel [123] einen Bereich eines ferromagnetischen Körpers, der in einer bestimmten Richtung magnetisiert ist. Der Übergangsbereich zwischen benachbarten Domänen wird Domänenwand (engl. „domain wall“, DW) genannt. Im Allgemeinen treten Domänenwände als natürliche Konsequenz der unterschiedlichen Energiebeiträge ferromagnetischer Körper auf (siehe Kapitel 2.4.1).

Im Übergangsbereich zwischen zwei Domänen erfolgt die Änderung der Magnetisierungsrichtung nicht abrupt, sondern aufgrund der Austauschwechselwirkung kontinuierlich. Die Austauschenergie der Domänenwand ist dabei indirekt proportional zu ihrer Dicke. Die Anisotropieenergie wirkt der Ausbreitung der Domänenwand entgegen, da die Spins in der Domänenwand von der bevorzugten Richtung abweichen, sodass die Anisotropieenergie mit der Domänenwandbreite zunimmt. Die Größenordnung der Dicke der resultierenden Domänenwand (Blochwanddicke) kann für Eisen auf etwa 100 nm abgeschätzt werden [123].

Werden Strukturen dünner Filme mit Abmessungen im  $\mu\text{m}$ -Bereich betrachtet, bildet sich eine Domänenstruktur als Folge der Energieminimierung aus. Die benötigte Energie zur Ausbildung von Domänen wird durch die reduzierte Streufeldenergie geliefert. Für eine bestimmte Struktur können mehrere (metastabile) magnetische Zustände existieren ([124], [125]). Im folgenden Abschnitt wird dieser Gesichtspunkt genauer betrachtet.

#### 4.1.1.1 Klassifikation

In Abbildung 22 werden mögliche Domänenstrukturen einer NiFe-Struktur mit den Abmessungen  $2 \times 1 \times 0,02 \mu\text{m}^3$  anhand von Simulationsergebnissen dargestellt. Die dargestellten Zustände werden als Landau-, Diamant-, S- und C-Zustand bezeichnet. In der Abbildung werden die Magnetisierung entlang der langen Seite der rechteckigen Struktur (x-Richtung) und die Magnetisierung in y-Richtung (in Richtung der kurzen Seite) untereinander für jeden Zustand dargestellt. Landau- und Diamant-Zustände weisen sowohl eine niedrige mittlere Magnetisierung als auch eine niedrige Remanenz auf, C- und S-Zustände eine hohe mittlere Magnetisierung und Remanenz. Welche Domänenstruktur den energetisch niedrigsten Zustand darstellt, hängt von der Größe der Mikrostruktur ab. Für die dargestellte Struktur bildet der Diamant-Zustand den energetischen Grundzustand [124].

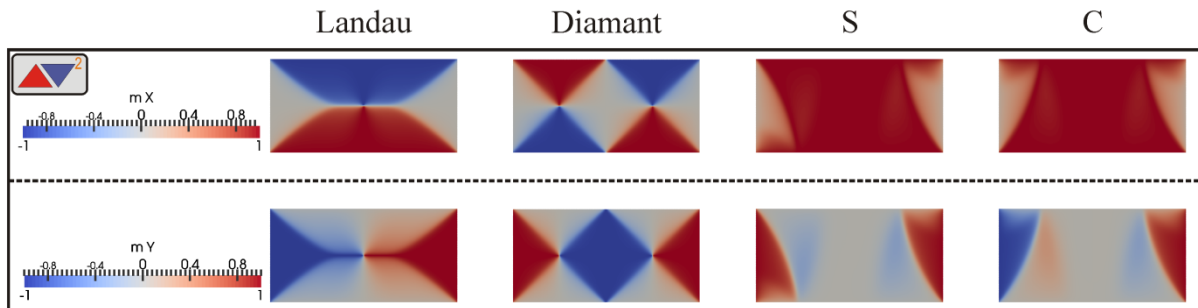


Abbildung 22: Darstellung stabiler Domänenstrukturen von NiFe-Mikrostrukturen ( $2 \times 1 \times 0,02 \mu\text{m}^3$ ) in Remanenz. In der oberen Reihe wird die Magnetisierung in x-Richtung, darunter in y-Richtung dargestellt.

Das Ummagnetisierungsverhalten wird in dieser Arbeit an Nanodrähten mit Aspektverhältnissen (Länge/Breite) im Bereich von 50 untersucht. Die Magnetisierung ist in diesen Strukturen aufgrund der Formanisotropie in Remanenz in der Schichtebene und im Allgemeinen entlang der langen Achse des Drahtes ausgerichtet. Im Allgemeinen führt dies dazu, dass im Gleichgewicht in Nanodrähten oft ein Eindomänenzustand vorliegt. Liegen jedoch mehrere Domänen vor, ist die Magnetisierung in jeder Domäne weiterhin entlang des Drahtes ausgerichtet. Die Magnetisierungen zweier benachbarter Domänen nehmen damit üblicherweise einen  $180^\circ$ -Winkel zueinander ein [126].

In Abbildung 23 werden zwei antiparallel orientierte Domänen schematisch dargestellt. Die zwischen den Domänen liegende Domänenwand ist grün eingefärbt. Die Klassifikation dieser  $180^\circ$ -Domänenwände erfolgt im Allgemeinen nach der Rotationsebene der magnetischen Momente in der Domänenwand. Findet die Rotation in der xz-Ebene statt, rotieren die Momente also um eine Achse parallel zur y-Achse, wird die Domänenwand als Blochwand bezeichnet (siehe Abbildung 23 obere Darstellung). Findet dagegen die Rotation in der xy-Ebene statt, also um eine Achse parallel zur z-Achse, dann wird die Domänenwand als Néelwand bezeichnet (Mitte). In dünnen magnetischen Filmen (Dicke geringer als die Blochwanddicke) sind Néel-Domänenwände aufgrund ihres geringeren Streufeldes im Allgemeinen energetisch günstiger [78].

$180^\circ$ -Domänen werden durch Kopf-an-Kopf (engl. „head-to-head“, HH) oder Rücken-an-Rücken (engl. „tail-to-tail“, TT) Domänenwände getrennt [11]. Die Bezeichnung erfolgt je nachdem, ob die magnetischen Momente auf die Domänenwand zuweisen (HH) oder von ihr weg orientiert (TT) sind. Domänenwände in Nanodrähten bilden transversale Domänenwände (T) oder Vortex-Domänenwände (V) [127] je nach Dicke bzw. Breite des Nanodrahtes. In Abbildung 23 (unten) werden die Spinstrukturen der genannten Typen anhand von Simulationsdaten illustriert. Dargestellt sind Ausschnitte eines Py-Nanodrahtes mit einer Breite von 200 nm und zwei Domänen mit einer  $180^\circ$ -Domänenwand in der Mitte. Die Magnetisierung ist mit Ausnahme des Domänenwandbereiches entlang des Nanodrahtes orientiert, die Spinstruktur wird durch Pfeile symbolisiert. Die Dicke der Streifen beträgt 2 nm (links) und 20 nm (rechts).

Die Simulation ergibt erwartungsgemäß, dass sich im dünnen Draht eine transversale Domänenwand, im dicken Draht eine Vortex-Domänenwand ausbildet (siehe folgender Absatz). Die zugrundeliegenden Spinstrukturen unterscheiden sich signifikant. Im Fall der V-Wand winden sich die Spins um den zentralen Vortexkern aus der Ebene heraus. Bei der transversalen Domänenwand

rotieren die Spins in der Ebene. Im Vortextkern stehen die Spins senkrecht zur Ebene, in der T-Wand senkrecht zur Struktur in der Ebene ([126], [128]).

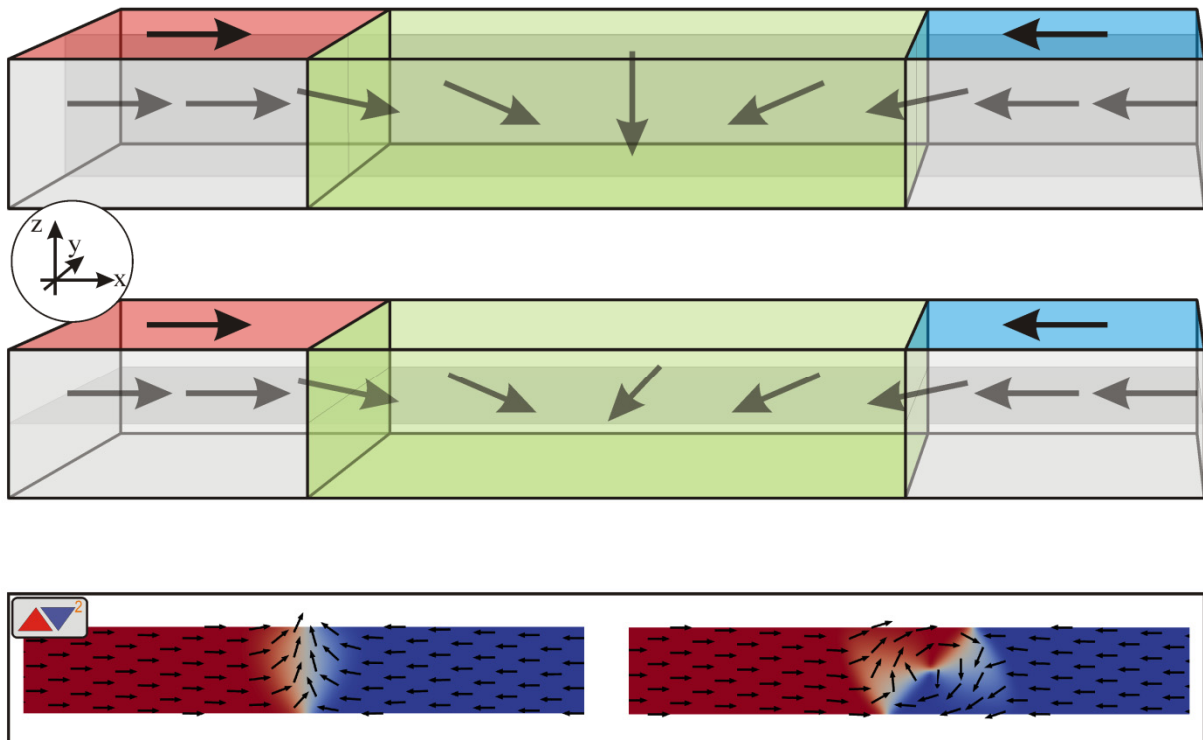


Abbildung 23: Schematische Darstellungen einer Bloch- (oben) und einer Néel- (Mitte) Domänenwand für ausgedehnte Filme. Unten: Detailansicht eines 200 nm breiten NiFe-Nanodraht mit zwei 180°-Domänen mit transversaler (links) und Vortex- (rechts) Domänenwand.

In dünnen und schmalen Drähten sind transversale Domänenwände energetisch sinnvoller, in dicken und breiten Strukturen Vortexwände [127]. Im dazugehörigen Phasendiagramm kann die Phasengrenze zwischen den Domänenwandtypen durch den Ausdruck

$$b \cdot d = C \cdot l^2 \quad (51)$$

beschrieben werden. In diesen Ausdruck gehen links die geometrischen (dimensionslosen) Größen Breite  $b$  und Dicke  $d$  des Nanodrahtes ein, rechts steht die Austauschlänge  $l^2 = \frac{A_{\text{exch}}}{\mu_0 M_{\text{Sat}}^2}$  und eine Konstante  $C$  (die für Permalloy den Wert 128 annimmt). Die Austauschlänge ( $A_{\text{exch}} = 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ ) liegt für Permalloy im Bereich von 4 nm. In sehr dünnen Schichten können experimentell erneut V-Domänenwände auftreten, vermutlich aufgrund von Abweichungen von der idealen Morphologie und Mikrostruktur [126]. Ab Strukturbreiten von 150 nm treten in einem schmalen Übergangsbereich zusätzlich asymmetrische T-Domänenwände auf [129]. Die genannten Zahlen beschreiben Domänenwände in NiFe-Drähten. Liegt die NiFe-Schicht aber als Elektrode in einem PSV vor, wird anhand von mikromagnetischen Untersuchungen eine Stabilisierung von Transversalwänden hin zu größeren Dicken aufgrund von magnetostatischen Abschirmeffekten erwartet [130]. Die Phasengrenze verschiebt sich für 10 nm dicke NiFe-Elektroden von etwa 150 nm Breite für die einzelne Schicht auf ca. 500 nm für die NiFe in einem PSV mit 5 nm Kupfer und 5 nm Kobalt als fester Elektrode [130]. Sind in Nanodrähten kristalline Anisotropien vorhanden, können sich auch andere als die genannten Domänenformen ausbilden [11]. Beispielsweise können in Nanodrähten aus einem Pt/Co/Pt-Schichtsystem mit starker senkrechter Anisotropie Domänenwände vom Bloch-Typ beobachtet werden [131].

#### 4.1.1.2 Experimenteller Nachweis

Der experimentelle Nachweis von Domänenwänden in Nanodrähten kann sowohl durch direkte Beobachtung als auch mittels elektrischer Detektion durchgeführt werden. Im Folgenden wird ein Überblick über direkte Beobachtungsverfahren gegeben, wobei für die Erklärung der Methoden auf die angegebene Literatur verwiesen wird. Im weiteren Verlauf wird auf die in dieser Arbeit genutzte elektrische Detektion eingegangen.

Zur direkten Beobachtung von Domänenwänden kommen neben Magnetkraftmikroskopen (engl. „magnetic force microscope“, MFM) [132] auch Methoden wie die Lorentzmikroskopie [78], spezielle Formen der Photoemissionselektronenmikroskopie (z. B. [133], [134], [135], [136]) (eng. „x-ray magnetic circular dichroism photoemission electron microscopy“, XMCD-PEEM), aber auch der magnetooptische Kerr-Effekt (z. B. [137], [138]) (engl. „magneto-optic Kerr effect“, MOKE), die Elektronenholographie [139] oder die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie [128] zum Einsatz (nach [126]). Eine umfangreiche Zusammenfassung verschiedener Beobachtungsmethoden befindet sich beispielsweise auch in [78].

Für die elektrische Detektion von Domänenwänden ist der elektrische Widerstand des Nanodrahtes die entscheidende Messgröße. Der Widerstand ist durch den Magnetowiderstand mit der magnetischen Konfiguration im Draht verknüpft. Es muss bezüglich des zugrunde liegenden Magnetowiderstandes unterschieden werden. In NiFe-Nanodrähten ist aufgrund des anisotropen Magnetowiderstandes (engl. „anisotropic magnetoresistance“, AMR) der elektrische Widerstand bei vorhandener Domänenwand, unabhängig von ihrer Position, erniedrigt. Somit kann in diesen Strukturen nur auf das Vorhandensein einer Domänenwand geschlossen werden. Unter bestimmten Voraussetzungen sind außerdem Aussagen zur Art der Domänenwand (T oder V) möglich [140]. In dieser Arbeit werden GMR-Nanodrähte verwendet und Domänenwände in der freien Elektrode betrachtet. Sollen Domänenwände in der freien Elektrode untersucht werden, ist das bei den Experimenten anliegende Magnetfeld in der Regel deutlich niedriger als das Koerzitivfeld der festen Elektrode. Die Magnetisierung der festen Elektrode kann deshalb hier als fixiert betrachtet werden. Der Vorteil der Detektion mittels GMR liegt in einem hohen Signal, wobei die typische Effekthöhe im %-Bereich liegt. Im Vergleich zum Nachweis mittels AMR ist das Signal beim GMR erhöht, da das Signal von einer kompletten Domäne und nicht nur von einer Domänenwand erzeugt wird.

Die möglichen auftretenden Widerstandswerte bewegen sich deshalb zwischen dem Widerstandswert des parallelen und dem des antiparallelen Zustandes. Die Änderung des elektrischen Widerstandes des Nanodrahtes ist direkt proportional zur Position der Domänenwand im Draht. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 24 anhand eines PSV-Nanodrahtes schematisch verdeutlicht, wobei die Domänenwand beim Durchlaufen des Nanodrahtes an mehreren Stellen im Nanodraht fixiert wird. Deshalb kommt eine weitere Bewegung erst bei Überschreiten eines bestimmten Magnetfeldes zustande. Auf der linken Seite der Abbildung wird schematisch der GMR-Nanodraht mit Domänenwand dargestellt, rechts der Widerstand als Funktion des äußeren Magnetfeldes  $\mu_0 H_{\text{ext}}$ .

Befindet sich der Nanodraht im P-Zustand im Nullfeld („1“), beträgt der Widerstand  $R_P$ . Bewegt sich nun eine Domänenwand, z. B. aufgrund eines äußeren Magnetfeldes, durch den Draht, erhöht sich der Widerstand, wobei der Widerstand linear mit der Länge des ummagnetisierten Bereiches der freien Elektrode zunimmt. Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass der Widerstand direkt proportional zur Position der Domänenwand ist. Befindet sich die Domänenwand z. B. in der Drahtmitte bei „3“, wird der Zwischenwiderstand  $\frac{R_P + R_{AP}}{2}$  gemessen. Hat sich die Domänenwand durch den gesamten Nanodraht bewegt, liegt der antiparallele Zustand mit dem Widerstand  $R_{AP}$  vor („5“).



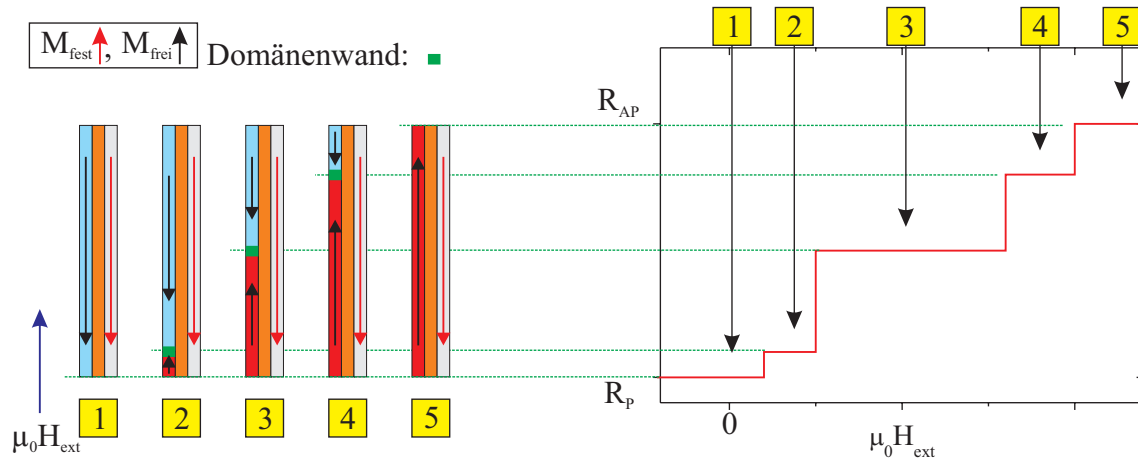


Abbildung 24: Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen Domänenwandposition und elektrischen Widerstandes eines GMR-Nanodrahtes. Die Widerstandserhöhung ist direkt proportional zur Position der Domänenwand im Nanodraht.

Diese Erklärung gilt lediglich solange, wie eine einzelne Domänenwand im Nanodraht vorhanden ist. Der elektrische Widerstand  $R$  des Nanodrahtes kann in Abhängigkeit von der Position der Domänenwand  $x$  (entspricht der Länge des Drahtes im AP-Zustand) folgendermaßen beschrieben werden:

$$R = R_P + \frac{x}{L} (R_{AP} - R_P) \quad (52)$$

wobei für  $x$  gilt:  $0 \leq x \leq L$ . Somit ist durch eine Widerstandsmessung die Positionsbestimmung der Domänenwand möglich. Fasst man  $R_{AP} - R_P = \Delta R$  zusammen, erhält man für die Position der Domänenwand  $x$ :

$$x = L \cdot \frac{R - R_P}{\Delta R} \quad (53)$$

Neben der elektrischen Detektion wird im Rahmen dieser Arbeit ein Magnetkraftmikroskop für die qualitative Analyse lokaler Streufelder genutzt.

#### 4.1.1.3 Erzeugung und Bewegung von Domänenwänden

Wie bereits erwähnt, bildet sich in Nanodrähten im Gleichgewicht meist ein Eindomänenzustand aus. Soll sich eine Domänenwand im Nanodraht befinden, muss sie in der Regel gezielt erzeugt werden. Im weiteren Verlauf werden kurz einige Strategien zur Domänenwanderzeugung erläutert.

Die gezielte Erzeugung von Domänenwänden gelingt durch Ausnutzung lokaler oder globaler Magnetfelder. Häufig werden Nukleationsflächen an einem Drahtende benutzt (siehe z. B. [141], [142], [143], [144]). Diese Nukleationsflächen besitzen aufgrund ihrer Größe und Gestalt eine geringere Formanisotropie und können damit bereits in kleinen äußeren (globalen) Feldern ummagnetisiert werden. Bei der Ummagnetisierung im äußeren Magnetfeld reduzieren sie effektiv das Nukleationsfeld (engl. „nucleation field“) und dienen als Domänenwandquelle. Je nach Gestalt der Nanodrähte (z. B. in zick-zack- oder L-Drähten) können auch geeignete Magnetfeldsequenzen genutzt werden, um an einem Knick oder in Bögen Domänenwände zu erzeugen [11]. Ohne äußeres Magnetfeld gelingt die Domänenwanderzeugung durch Ausnutzung des (lokalen) Oerstedfeldes stromdurchflossener Nukleationsleitungen, die z. B. quer über den Draht verlaufen [140].

Ist eine Domänenwand in einem Nanodraht vorhanden, kann sie durch ein äußeres Magnetfeld bewegt werden. Im einfachsten Modell ist die resultierende Geschwindigkeit der Domänenwand  $v$  proportional zum angelegten Feld  $H$ . Der Proportionalitätsfaktor ist die Beweglichkeit  $\tilde{\mu}$ :

$$v = \tilde{\mu} \cdot H = \frac{\gamma \cdot \delta}{\alpha} \cdot H \quad (54)$$

Die Beweglichkeit wird durch das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$ , die Breite der Domänenwand  $\delta$  und dem Gilbert-Dämpfungsparameter  $\alpha$  ausgedrückt. Die Breite von Domänenwänden in Nanodrähten hängt hauptsächlich von der Breite des Drahtes und nur geringfügig von seiner Dicke ab. Für transversale Domänenwände beträgt die Breite etwa  $\delta_T = \frac{b}{\pi}$  und für Vortexwände  $\delta_V = \frac{3b}{4}$ , mit der Drahtbreite  $b$ . Vortexwände sind also deutlich breiter als Transversalwände und bewegen sich damit in kleinen Feldern langsamer fort. Für Permalloy ergeben sich aus diesem einfachen Modell Geschwindigkeiten von einigen 10 m/(s Oe) (nach [129], [145]). Die Proportionalität zwischen Geschwindigkeit und Magnetfeld gilt näherungsweise bis zu einem kritischen äußeren Feld, dem sogenannten Walker-Feld. Ab dem Walker-Feld treten oszillatorische Fluktuationen in der Spinstruktur der Domänenwand auf. Als Konsequenz sinkt die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Feld ab. Erst bei viel größeren Magnetfeldern kommt es zu einer erneuten Zunahme der Geschwindigkeit. Die Beweglichkeit der Domänenwände kann in diesem Feldbereich durch  $\tilde{\mu} = \frac{\gamma \delta}{\alpha + \alpha^{-1}}$  ausgedrückt werden. Für kleine Dämpfungsparameter ist die Beweglichkeit somit stark verringert. Dieser Prozess wird als Walker-Durchbruch (engl. „Walker breakdown“) bezeichnet (siehe z. B. [129], [146], [143]).

In den folgenden Abschnitten werden Ummagnetisierungsvorgänge von PSV- und SV-Nanodrähten experimentell untersucht. Die durchgeführten mikromagnetischen Simulationen dienen dem Vergleich mit dem Experiment. Im ersten Teil wird zunächst an vielen Nanodrähten das Ensembleverhalten untersucht. Mittels quantitativer Messungen kann das magnetische Moment der Elektroden in einem NiFe/Cu/CoFe-Schichtsystem bestimmt werden. In den darauffolgenden Kapiteln wird mittels elektrischer Detektion das Umschalten einzelner Nanodrähte im äußeren Magnetfeld untersucht. Dabei werden verschiedene Möglichkeiten diskutiert, wie es gelingen kann, eine Domänenwand an einer bestimmten Stelle im Draht zu fixieren. Im anschließenden Kapitel wird ein bisher unbekannter Umschaltmechanismus für PSV-Strukturen durch Oerstedfeldeffekte beschrieben. Dazu wird ein Modell entwickelt und anhand von Messungen an Nanodrähten unterschiedlicher Form überprüft. Mögliche alternative Erklärungsversuche werden diskutiert und teilweise durch Experimente ausgeschlossen. Die Ergebnisse umfassen zwei unterschiedliche Elektrodenmaterialien (Permalloy und CoFeB).

Die in den PSV- bzw. SV-Schichtsystemen verwendeten Permalloyschichten unterscheiden sich minimal in ihrer nominellen Zusammensetzung. Die Permalloyschichten der PSV-Schichtsysteme werden mithilfe eines Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>-Target hergestellt. Die NiFe-Elektrode der Spinventile besitzt die nominelle Zusammensetzung Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>.

#### 4.1.2 Nanodraht-Ensemble

Die magnetische Charakterisierung einzelner Nanodrähte mit Abmessungen von  $13 \mu\text{m} \times 200 \text{nm}$  mittels SQUID-Magnetometrie gelingt aufgrund des sehr geringen Volumens eines Drahtes nicht. Folgende Abschätzung zeigt die Notwendigkeit der Ensemblemethode: Das Volumen der Permalloy-Elektrode (Dicke  $3 \text{nm}$ ) eines Nanodrahtes mit den genannten Abmessungen beträgt etwa  $7,5 \cdot 10^{-15} \text{cm}^3$ . Mit der typischen Sättigungsmagnetisierung des Materials folgt ein magnetisches Moment von etwa  $7 \cdot 10^{-12} \text{emu}$ . Dieser Wert liegt mehrere Größenordnungen unter der spezifizierten Sensitivität des SQUID-Magnetometers ( $10^{-8} \text{emu}$ ). Für ein Ensemble von  $2 \cdot 10^5$  Drähten wird anhand dieser Abschätzung ein magnetisches Moment von  $10^{-6} \text{emu}$  erwartet. Zur quantitativen Untersuchung mittels SQUID wird also eine große Zahl von Nanodrähten gleichzeitig benötigt.

Die experimentellen Untersuchungen finden an PSV-Nanodrähten statt. Die untersuchte Schichtstruktur lautet Substrat/Ta(3)/NiFe(3)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Bei der Sputterdeposition dieser Schichtfolge wird in der Probenebene ein Magnetfeld von etwa  $80 \text{mT}$  angelegt. Alle Winkel werden im Bezug auf diese Magnetfeldrichtung angegeben. Aus dem Schichtstapel werden anschließend mittels Elektronenstrahlithographie und Trockenätzen (Prozessierung siehe Kapitel 3.2) 205000 Nanodrähte mit einer Gesamtfläche von nominell  $0,5125 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2$  gefertigt. Die Nanodrähte werden entlang der Magnetfeldrichtung ausgerichtet ( $0^\circ$ -Ausrichtung). Die Enden der Drähte laufen über  $500 \text{nm}$  hinweg spitz zu. In Abbildung 25 werden SEM-Aufnahmen eines Nanodraht-Ensembles dargestellt. Die Drähte werden in aufeinanderfolgenden Spalten versetzt angeordnet, um eine Kopplung zwischen den Drähten zu vermeiden. Die Aufnahmen zeigen das hergestellte Nanodraht-Ensemble in verschiedenen Vergrößerungen nach der Entfernung der Ätzmaske. In der linken Darstellung ist die versetzte Anordnung der Drähte gut zu erkennen. Die hergestellten Drähte weisen eine sehr geringe Randrauheit auf (siehe rechte Darstellung).

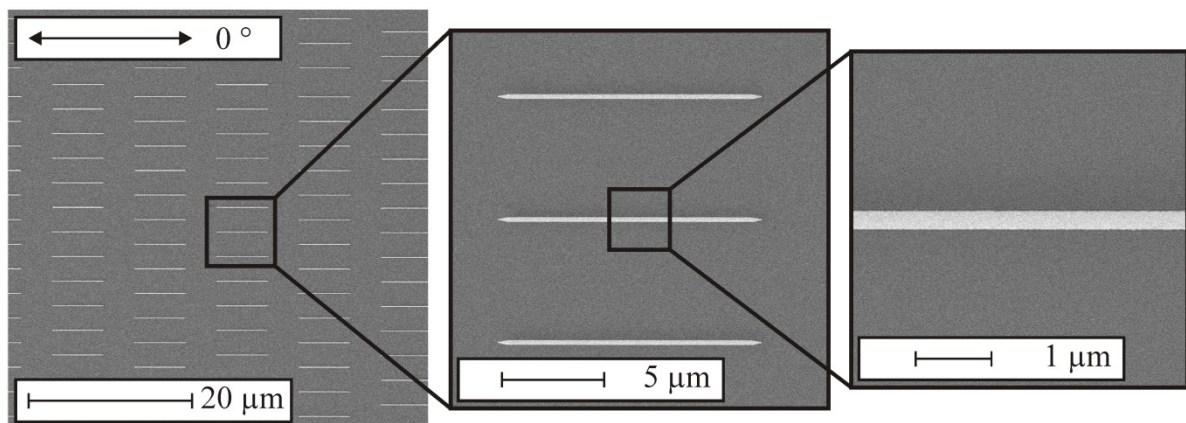


Abbildung 25: SEM-Aufnahmen eines Ensembles von PSV-Nanodrähten (links). Die Anordnung der Drähte erfolgt versetzt, um Wechselwirkungen zwischen den Drähten zu vermeiden. Vergrößerte Ansichten von drei Nanodrähten (Mitte) und Detailansicht eines Nanodrahtes (rechts).

##### 4.1.2.1 Ergebnisse SQUID/MFM

Die magnetischen Eigenschaften des Nanodraht-Ensembles werden bei einer Probentemperatur von  $300 \text{K}$  (SQUID VSM) untersucht. Anhand von Abbildung 26 wird zunächst die magnetische Hysterese des verwendeten Schichtsystems diskutiert. In der Abbildung wird das gemessene magnetische Moment  $\mu$  auf den Sättigungswert normiert dargestellt ( $\mu_{\text{Norm}} = \mu/\mu_{\text{Sättigung}}$ ). Die Messungen werden entlang  $0^\circ$  und  $90^\circ$  durchgeführt.

Das während der Deposition anliegende Magnetfeld induziert eine magnetische Anisotropie. Die magnetisch leichte Achse liegt entlang der  $0^\circ$ -Richtung. Bei  $90^\circ$  liegt eine schwere Richtung. In der  $0^\circ$ -Messung können zwei Schaltvorgänge identifiziert werden. Jeweils an den mit Pfeilen gekennzeichneten Stellen liegt im Schichtsystem ein AP-Zustand vor. Die freie NiFe-Elektrode ist bereits in Feldrichtung umgeschaltet, die feste Elektrode noch nicht. Aus den Messwerten wird die Magnetisierung der beiden Schichten ermittelt: Für die Permalloyschicht beträgt das magnetische

Moment etwa  $43,8 \mu\text{emu}$ , die ermittelte Magnetisierung  $(818 \pm 20) \text{ kA/m}$ . Für die CoFe-Schicht kann mit dem magnetischen Moment von  $276,5 \mu\text{emu}$  ein Magnetisierungswert von  $(1548 \pm 37) \text{ kA/m}$  angegeben werden. Das Koerzitivfeld der freien Elektrode kann aus der vorliegenden Messung grob auf einen Wert von  $(0,5 \pm 0,3) \text{ mT}$  abgeschätzt werden. Das Koerzitivfeld der CoFe-Elektrode beträgt  $(1,3 \pm 0,3) \text{ mT}$ .

In Abbildung 26 (rechts) wird die magnetische Hysterese entlang der Nanodrähte bei  $300 \text{ K}$  gezeigt. Zur Darstellung werden die Messwerte erneut auf den jeweiligen Sättigungswert normiert. In der Messung ist das unterschiedliche Koerzitivfeld der freien und der festen Elektrode deutlich zu erkennen. Aus dieser Messung werden die Koerzitivfelder beider Nanodraht-Elektroden bestimmt. Das Koerzitivfeld der NiFe-Elektrode beträgt  $(1,7 \pm 1,5) \text{ mT}$ , das Umschalten der festen Elektrode findet in einem Feldbereich von  $(45 \pm 8) \text{ mT}$  statt. Auffällig ist eine Änderung der Signalverhältnisse im Vergleich zur Schicht. Für die Schicht beträgt das Verhältnis des magnetischen Momente beider Schichten etwa  $\frac{m_{\text{CoFe}}}{m_{\text{NiFe}}} \approx 6$ . Im Fall der Nanodrähte beträgt das Verhältnis aber nur noch  $0,9$ . Das magnetische Moment der CoFe-Elektrode beträgt  $12,7 \mu\text{emu}$ , woraus eine Magnetisierung von  $2490 \text{ kA/m}$  resultieren würde. Die Ursache für die veränderten Verhältnisse und die deutlich zu großen Signale ist nicht bekannt. Die Vermutung liegt nahe, dass beim Trockenätzen nicht der gesamte Schichtstapel zwischen den Nanodrähten entfernt wurde, die Ätztiefe also zu gering war. Dies verwundert allerdings, da der Trockenätzschritt mittels Sekundärionenmassenspektrometer überwacht wird und ein gezieltes Überätzen von  $20 \text{ s}$  durchgeführt wird. Außerdem passt die anhand von Rasterkraftmikroskop (engl. „atomic force microscope“, AFM) Messungen ermittelte Höhe der Strukturen gut zur nominellen Dicke des Schichtstapels (siehe nächste Seite). Rückstände durch eine aufgeraute Oberfläche lassen sich in den AFM-Messungen nicht erkennen. Ein inhomogenes Ätzprofil erscheint bei der kleinen Probengröße ( $5 \times 6 \text{ mm}^2$ ) unwahrscheinlich. Die Probe wird während des Trockenätzens mittels Federblech von oben auf dem Probenhalter fixiert, die entstehende Klemmkante wird vor der SQUID-Messung abgespalten.

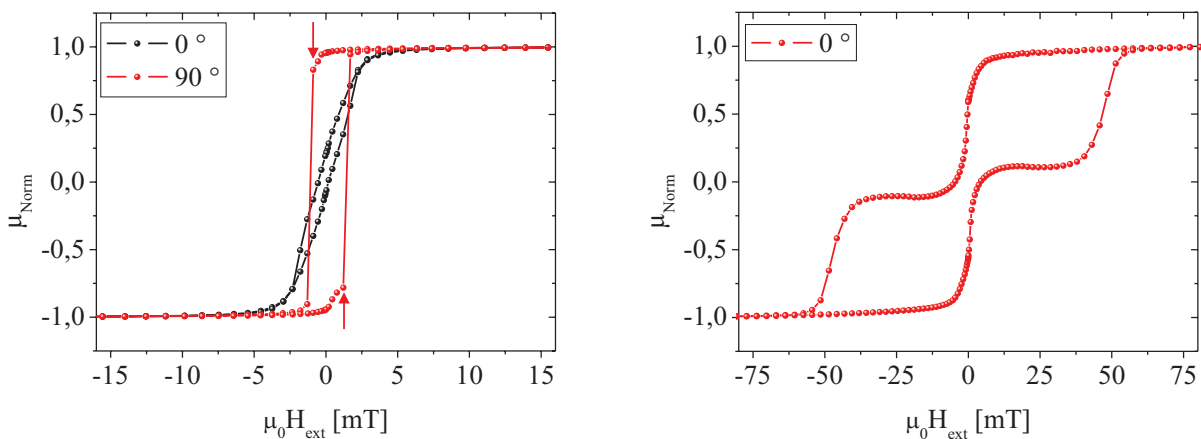


Abbildung 26: Raumtemperatur Hysteresekurve einer flächigen PSV-Schichtstruktur (links), gemessen in  $0^\circ$ - und  $90^\circ$ -Richtung und Hysteresekurve des Nanodraht-Ensembles (rechts), gemessen entlang der Nanodrähte. Die Messwerte sind auf den jeweiligen Sättigungswert normiert.

Zusammenfassend wird festgehalten, dass mit der vorliegenden Probe das unterschiedliche Koerzitivfeld der Elektroden der Nanodrähte mittels SQUID-Messungen nachgewiesen werden kann, die Signale der Probe allerdings deutlich zu hoch sind. Die Ursache dafür ist nicht bekannt.

Im weiteren Verlauf wird das Nanodraht-Ensemble mittels Magnetkraftmikroskopie untersucht. Um einen definierten magnetischen Zustand einzustellen, werden die Nanodrähte vor der Untersuchung durch ein starkes Magnetfeld (etwa  $300 \text{ mT}$ ) in Drahtrichtung gesättigt. Anschließend wird die Probe in das Mikroskop eingebaut.

Abbildung 27 zeigt ein AFM-Topographiebild (links) und die dazu gehörende Magnetkraftaufnahme (rechts). Im Topographiebild sind mehrere Nanodrähte zu erkennen. Die Nanodrähte weisen sehr steile Flanken auf. Vereinzelt befinden sich an den spitzen Enden Überhöhungen, die auf Metall

Redeposition an der Hartmaske während des Trockenätzens zurückzuführen sind. Die Höhe der Strukturen wird aus extrahierten Profildaten ermittelt (siehe verkleinerte Darstellung).

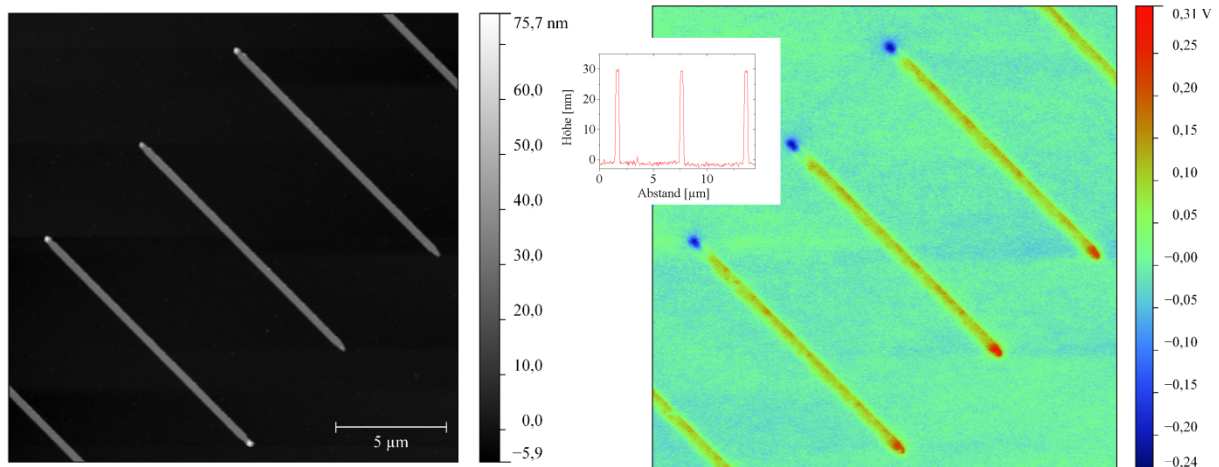


Abbildung 27: AFM-Messung des Nanodraht-Ensembles (links), die Strukturhöhe der Nanodrähte beträgt etwa 30 nm. Das zugehörige MFM-Signal wird von den Streufeldern an den Strukturenden dominiert (rechts).

Die Strukturhöhe der Nanodrähte beträgt nach Auswertung zahlreicher Profildaten ( $30,3 \pm 0,5$ ) nm, die nominelle Schichtdicke des PSV-Schichtsystems 30 nm. Anhand dieser Resultate erscheint die Ätztiefe als gerade noch ausreichend. In der Magnetkraftabbildung treten die Streufelder an den Drahtenden deutlich hervor. Die Streufelder eines Drahtes unterscheiden sich an den Drahtenden im Vorzeichen. Vergleicht man die Drähte untereinander, erkennt man, dass die Streufelder jeweils an den entsprechenden Drahtenden im Vorzeichen übereinstimmen. Die einzelnen Drähte unterscheiden sich im MFM-Bild kaum und stimmen – wie erwartet – in ihrer magnetischen Konfiguration überein. Da sich die Streufelder an den Drahtenden im Vorzeichen unterscheiden, wird davon ausgegangen, dass sich die Drähte in einem Eindomänenzustand befinden und sich keine Domänenwände in den Drähten befinden.

Zusammenfassend wird festgehalten, dass SQUID- sowie AFM- und MFM-Messungen an einem Nanodraht-Ensemble durchgeführt wurden. Durch die Herstellung einer Probe mit über 200000 Nanodrähten ist es gelungen, das Schaltverhalten von Nanodrähten zu untersuchen und die unterschiedlichen Koerzitivfelder der beiden Elektroden in der PSV-Struktur sichtbar zu machen. Eine verlässliche Analyse der Magnetisierung in den Nanodrähten war durch die unverständlich hohen Signale aber nicht möglich. MFM-Messungen wurden zur Visualisierung der Streufelder benutzt. Um das Verhalten einzelner Nanodrähte zu charakterisieren, werden im Folgenden elektrische Transportuntersuchungen durchgeführt.

### 4.1.3 Feldvermitteltes Ummagnetisieren einzelner Drähte

Hier wird nun das feldvermittelte Ummagnetisieren von einzelnen GMR-Nanodrähten betrachtet. Bei den Untersuchungen handelt es sich teilweise um bereits bekannte Experimente. Sie werden dargestellt, um den Kenntnisstand der Literatur zu reproduzieren und die hohe Qualität der hergestellten Nanodrähte zu demonstrieren.

Zunächst werden einfache Nanodrähte aus PSV- und SV-Schichtsystemen untersucht. Diese Messungen werden auch genutzt, um die im Theoriekapitel diskutierten Unterschiede dieser Systeme an praktischen Beispielen zu verdeutlichen. Anschließend werden Nanodrähte mit Nukleationsfläche benutzt, um unterschiedliche Domänenwandfällen zu untersuchen, wobei sowohl Kerben als auch lokal erzeugte magnetische Streufelder verwendet werden.

Die ersten elektrischen Untersuchungen zum Ummagnetisierungsverhalten einzelner GMR-Drähte gehen auf Ono [147] zurück. Er untersuchte durch Lift-Off erzeugte PSV-Nanodrähte mit Permalloy-Elektroden und Kupfer-Zwischenschicht. Ihm gelang der Nachweis, dass eine Kerbe im Nanodraht als Anhaftstelle für Domänenwände dienen kann. Bei Temperaturen von 100 K konnte des Weiteren ein linearer Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Domänenwände im Draht und dem äußeren Magnetfeld (vgl. (54)) gefunden werden [148]. Später konnte auch in Spinventil-Nanodrähten das Einfangen einer Domänenwand an einer Einschnürung beobachtet werden [149].

#### 4.1.3.1 Messaufbau

Für die elektrischen Messungen wird ein Nadelmessplatz verwendet. Details zum Messplatz können dem Anhang dieser Arbeit entnommen werden. In Abbildung 28 wird der als „Messaufbau A“ bezeichnete Messaufbau schematisch dargestellt. Messaufbau A wird für Gleichstrom- (engl. „direct current“, DC) IV- und MR-Messungen verwendet. Ein Digital-Analog-Wandler (engl. „digital-to-analog converter“, DAC, „1“), der durch eine Computersoftware gesteuert wird, dient zur Erzeugung einer Gleichspannung. Die Probe (Nanodraht, „3“) befindet sich in einer Serienschaltung mit einem bekannten Referenzwiderstand („2“)  $R_{Ref}$ . Sowohl an der Probe als auch am Referenzwiderstand wird der jeweilige Spannungsabfall ( $U_{Ref}$  und  $U_{Probe}$ ) mittels Differenzverstärker (engl. „differential amplifier“, „4“ & „5“) abgegriffen und mithilfe eines Nanovoltmeters (NVM, „6“) gemessen.

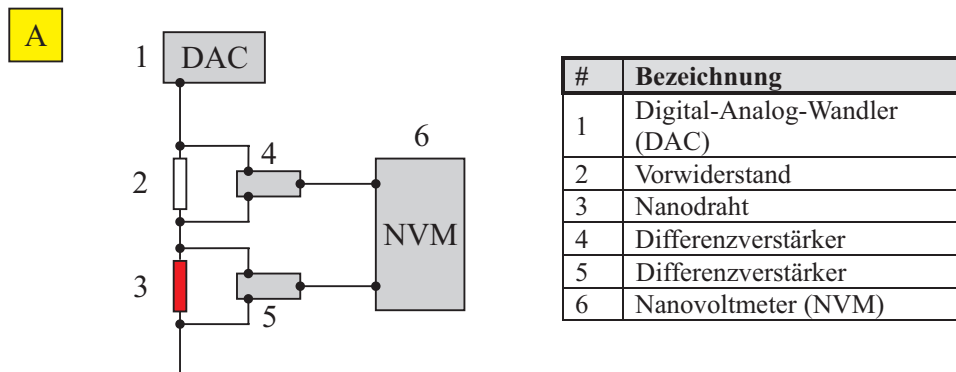


Abbildung 28: Schematische Darstellung von Messaufbau A mit Erläuterungen

Durch den Spannungsabfall  $U_{Ref}$  am bekannten Referenzwiderstand  $R_{Ref}$  wird der Probenstrom  $I_{Probe}$  bestimmt:

$$I_{Probe} = \frac{U_{Ref}}{R_{Ref}} \quad (55)$$

Der Probenwiderstand  $R_{Probe}$  wird durch den Spannungsabfall an der Probe  $U_{Probe}$  ermittelt:

$$R_{Probe} = \frac{U_{Probe}}{U_{Ref}} R_{Ref} = \frac{U_{Probe}}{I_{Probe}} \quad (56)$$

#### 4.1.3.2 Gerade Nanodrähte

In diesem Abschnitt werden MR-Messungen einzelner, gerader Nanodrähte mit einer Breite von 100 nm mit konischen Enden (engl. „tapered“) diskutiert. Aufgrund der geringen Breite der Drähte liegt eine starke Formanisotropie vor, die die Magnetisierungen in Richtung des Drahtes bevorzugt. Die Herstellung der Nanodrähte erfolgt nach dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Prozess. Die elektrische Kontaktierung erfolgt in diesem Fall durch großflächige Kontakte, die die Enden der Drähte vollständig bedecken (siehe Abbildung 16 in Kapitel 3.2). Der Abstand der Zuleitungen beträgt 10  $\mu\text{m}$ . Die PSV-Drähte bestehen aus folgender Schichtabfolge: Substrat/Ta(3)/NiFe(4)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Die Schichtabfolge des Spinventils lautet: Substrat/Ru(1)/PtMn(18)/CoFe(2)/Ru(0,85)/CoFe(2,1)/Cu(2,27)/CoFe(1)/NiFe(9)/Ru(0,4)/Ta(5). Die Schichtdicken werden in nm angegeben. In Abbildung 29 werden Messungen des Magnetowiderstandes eines Nanodrahtes mit PSV-Schichtstruktur zusammen mit Pfeilschemata, die die Ausrichtung der Magnetisierungen der Elektroden veranschaulichen, dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit werden die MR-Messungen häufig, wie hier, normiert auf die Höhe des GMR-Effektes (1) dargestellt.

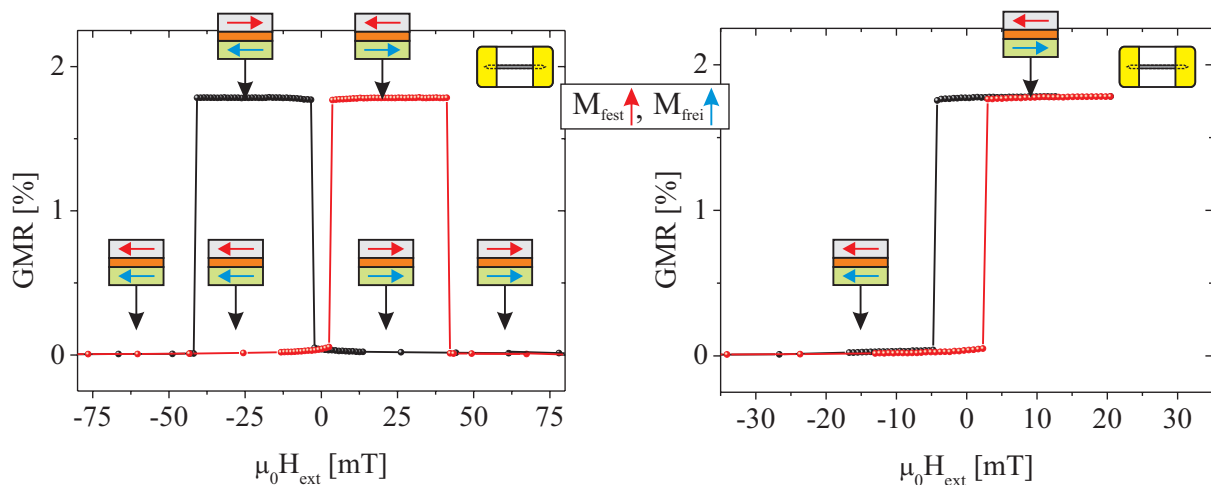


Abbildung 29: Übersicht: MR-Messungen von nominell 100 nm breiten PSV-Nanodrähten. Messung der Hauptschleife (links) und der inneren Schleife (rechts). Das Pfeilschema zeigt die Ausrichtung der Magnetisierungen an.

Zunächst wird der Verlauf des GMR-Effektes analysiert. Wird parallel zum Draht ein starkes, negatives Magnetfeld angelegt, werden die Magnetisierungen beider Elektroden parallel zueinander und in Feldrichtung orientiert. Der elektrische Widerstand entspricht dem des parallelen Zustandes ( $R_p$ ). Bei Reduktion des Magnetfeldes bleibt dieser Zustand im Nullfeld erhalten. Bei Erhöhung des Magnetfeldes in Gegenrichtung kommt es nach dem Überschreiten des Koerzitivfeldes der freien Elektrode  $\mu_0 H_{C,\text{frei}}$  zu deren Ummagnetisierung in die neue Feldrichtung. Nach dem Umschalten der freien Elektrode liegt der antiparallele Magnetisierungszustand vor, der gemessene Widerstand ist aufgrund des CIP-GMR-Effektes erhöht ( $R_{\text{AP}}$ ). Bei weiterer Erhöhung des Feldes kommt es beim Überschreiten des Koerzitivfeldes der festen Elektrode  $\mu_0 H_{C,\text{fest}}$  auch zum Umschalten dieser Elektrode. Es resultiert erneut ein paralleler Zustand. Der gemessene Widerstandswert entspricht wieder  $R_p$ . Beide Magnetisierungen sind jetzt in die neue Feldrichtung ausgerichtet. Wird das Feld wieder reduziert und in Gegenrichtung erhöht, kommt es erneut zunächst zu einem Umschalten der freien Elektrode. Die feste Elektrode folgt bei größeren Feldern. Aus dem Verhältnis der Widerstände wird für das dargestellte Beispiel ein GMR-Effekt von etwa 1,8 % berechnet. Bei der beschriebenen Messung werden die Magnetisierungen beider Elektroden umgeschaltet. Dies wird im Folgenden als Hauptschleife (engl. „major loop“) bezeichnet. Wird hingegen bei der Messung das äußere Feld aus der Sättigung in Gegenrichtung nur auf eine Feldstärke erhöht, die zwischen den Koerzitivfeldern der Elektroden liegt, wird die sogenannte innere Schleife (engl. „minor loop“) gemessen. Bei Messungen der inneren Schleife wird entsprechend nur das Umschalten der freien Elektrode beobachtet. Die Messung der inneren Schleife der PSV-Struktur ist in Abbildung 29 rechts dargestellt. Das Koerzitivfeld der freien Elektrode wird aus der Messung der inneren Schleife bestimmt, das

Koerzitivfeld der festen Elektrode aus der Messung der Hauptschleife. Für die NiFe-Schicht beträgt das Koerzitivfeld  $\mu_0 H_{C, \text{frei}} = (2,9 \pm 0,7) \text{ mT}$  sowie  $\mu_0 H_{C, \text{fest}} = (41,5 \pm 0,7) \text{ mT}$  für die CoFe-Elektrode. Die innere Schleife weist eine leichte Asymmetrie auf, die vermutlich durch Dipolkopplung der beiden Elektroden über die Enden des Drahtes [71] verursacht wird.

In Abbildung 30 werden die entsprechenden Messungen für einen Nanodraht aus einem SV-Schichtsystem dargestellt. Mit dem im Messplatz zur Verfügung stehenden Magnetfeld kann keine vollständige Hauptschleife des Spinventils gemessen werden. Wird ein starkes positives Magnetfeld angelegt, befindet sich das Spinventil für die vorliegende Orientierung der Probe im P-Zustand. Ein niedriger elektrischer Widerstand wird gemessen. Nach Reduktion des äußeren Magnetfeldes bildet dieser Zustand auch den remanenten Zustand. Bei Erhöhung des Magnetfeldes in die Gegenrichtung schaltet die Magnetisierung der freien Elektrode bei Überschreiten ihres Koerzitivfeldes um. Das Spinventil befindet sich im AP-Zustand, der durch den erhöhten Widerstandswert identifiziert wird. Im untersuchten Spinventil ist die Referenzelektrode Teil eines SyAFM, dessen fixierte Elektrode wiederum durch Austauschkopplung an einen AntiFM gekoppelt ist (siehe Kapitel 2). Aus diesem Grund tritt bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes keine sprunghafte Widerstandsreduktion auf. Die antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung im SyAFM wird vielmehr durch ein starkes Magnetfeld aufgebrochen, die Referenzelektrode rotiert in Feldrichtung. Das beschriebene Verhalten findet in der Messung ab Magnetfeldern von etwa  $-150 \text{ mT}$  statt. Durch die Rotation der Magnetisierung nähert sich der Zustand des Spinventils einem P-Zustand an, der Widerstand sinkt. Wird das Magnetfeld wieder reduziert, wird die Magnetisierung der Referenzelektrode durch die Kopplung wieder in ihre ursprüngliche Richtung gebracht, der Widerstand steigt an. Dieser Zustand bleibt bis zum Überschreiten des Koerzitivfeldes in Gegenrichtung stabil, erst dann liegt erneut ein P-Zustand vor. Die Messung der inneren Schleife wird ebenfalls dargestellt (rechts). Aus dieser Messung wird das Koerzitivfeld der freien Elektrode bestimmt:  $\mu_0 H_{C, \text{NiFe}} = (60,7 \pm 1,6) \text{ mT}$ . Aus den Widerstandswerten für den P- und den AP-Zustand kann für das dargestellte Beispiel ein GMR-Effekt von knapp 6 % angegeben werden.

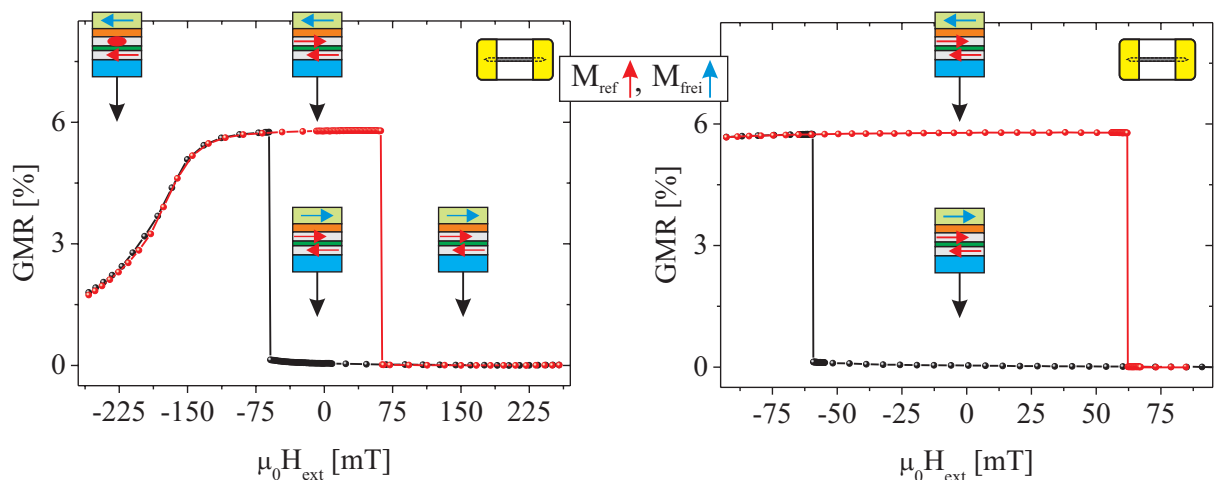


Abbildung 30: MR-Messungen von nominell 100 nm breiten SV-Nanodrähten. Messungen der Hauptschleife (links) und Messungen der inneren Schleife (rechts). Die dargestellte Hauptschleife ist nicht vollständig. Das Pfeilschema illustriert die Ausrichtung der Magnetisierungen der Elektroden.

Bei Variation der Nanodrahtbreite  $b$  erwartet man sowohl ein Skalieren des elektrischen Widerstandes, da die Querschnittsfläche des Drahtes verändert wird, als auch des Koerzitivfeldes der freien Elektrode aufgrund der variierenden Nukleationsenergie der Domänenwände. Die in Abbildung 31 dargestellten Resultate für SV-Nanodrähte unterschiedlicher Breite, im Bereich von 400 nm bis 100 nm, bestätigen diese Erwartung. Fehlerbalken werden nicht dargestellt, da die Unsicherheiten etwa der Größe der Datenpunkte entsprechen. Sowohl der Widerstand im parallelen Zustand  $R_P$  (links) als auch das Koerzitivfeld  $\mu_0 H_C$  (rechts) der freien Elektrode zeigen eine lineare Abhängigkeit von der inversen Drahtbreite  $b^{-1}$ . Extrapoliert man die lineare Anpassung der Koerzitivfelder nach null, erhält man einen Wert von etwa  $0,5 \text{ mT}$ , in Übereinstimmung mit dem aus SQUID-Messungen ermittelten Koerzitivfeld der Schicht.



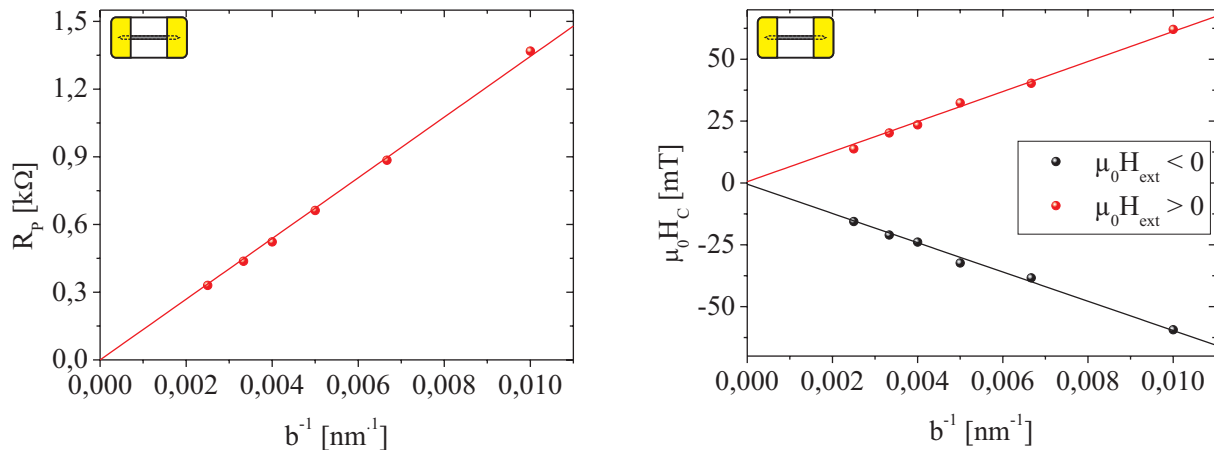


Abbildung 31: Lineare Abhängigkeit des Widerstandes von SV-Nanodrähten von der inversen Drahtbreite  $b^{-1}$  (links) sowie lineare Zunahme des Koerzitivfeldes  $\mu_0 H_C$  der freien Elektrode (rechts)

Der CIP-GMR-Effekt der untersuchten Nanodrähte beträgt größenunabhängig im Mittel etwa 6 %. Diese Resultate werden als Beleg für die hohe Qualität der hergestellten Nanostrukturen angeführt. Zusammenfassend wird festgehalten, dass PSV-Strukturen nur für einen schmalen Magnetfeldbereich im AP-Zustand vorliegen. Wird das Magnetfeld von einem großen Wert auf null reduziert, liegt im Nullfeld stets der P-Zustand vor. Im Gegensatz dazu liegt bei Spinventilen abhängig von der Richtung des Sättigungsfeldes im Nullfeld entweder ein P- oder ein AP-Zustand vor. Beide Systeme bilden ein Zwei-Niveau-System mit zwei charakteristischen elektrischen Widerständen für parallele bzw. antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen.

#### 4.1.3.3 Fixierung von Domänenwänden an Kerben

Die gezielte Fixierung von Domänenwänden an speziell gefertigten Anhaftstellen im Nanodraht stellt ein breites Forschungsgebiet dar, da Domänenwände in Nanodrähten einen vielversprechenden Ansatz für eine neue Klasse von Speichern darstellen [6]. Bisherige Untersuchungen decken bereits unterschiedliche Arten von Anhaftstellen in verschiedenen Materialien und Materialsystemen ab. Als Anhaftstellen werden oft Änderungen in den lateralen Abmessungen des Nanodrahtes verwendet. Es können sowohl Kerben und Einschnürungen (siehe z. B. [147], [149], [71]) als auch Ausbuchtungen [150] benutzt werden. Auch ein Knick in einem sonst geraden Draht kann als Anhaftstelle dienen [151]. Ohne Variation der äußeren Abmessungen kann eine Anhaftstelle unter anderem etwa durch eine lokale Änderung der Anisotropie durch Ionenbeschuss ([152], [153]) hergestellt werden. Im nächsten Kapitel dieser Arbeit wird des Weiteren die Möglichkeit der Realisierung einer Anhaftstelle mittels Streufeldern von nahe am Draht positionierten Nanomagnetten untersucht. In bisherigen Untersuchungen wurden meistens Domänenwände in Permalloy-Streifen untersucht (siehe z. B. [141], [138], [154], [155], [156]), aber auch SV- [149], [157] und PSV- (siehe z. B. [147], [158], [71]) Schichtsysteme kamen zum Einsatz.

Die folgenden Untersuchungen zur gezielten Fixierung einer Domänenwand an einer Kerbe stellen keine Erweiterung des Kenntnisstandes der Literatur dar, sondern sollen lediglich diese Technologie im Rahmen dieser Arbeit etablieren. Im Folgenden wird beispielhaft die elektrische Detektion einer Domänenwandfixierung mittels Kerbe in einem 600 nm breiten Nanodraht (siehe SEM-Aufnahme in Abbildung 32) diskutiert. Der Nanodraht besteht aus einer SV-Schichtstruktur mit folgender Schichtabfolge: Substrat/Ru(1)/PtMn(18)/CoFe(2)/Ru(0,85)/CoFe(2,1)/Cu(5)/CoFe(1)/NiFe(9)/Ru(0,4)/Ta(5). An einem Drahtende befindet sich eine Nukleationsfläche, das andere Ende läuft spitz zu. Dazwischen befinden sich in einem Abstand von etwa 9  $\mu m$  elektrische Zuleitungen. Die Kerbe zwischen den Zuleitungen teilt die freie Länge des Drahtes näherungsweise im Verhältnis 2:1. Die Kerbe hat in diesem Beispiel eine Breite von 600 nm und eine Tiefe  $T$  von 300 nm. Der Draht ist parallel zur Richtung der Referenzmagnetisierung des Spinventils ausgerichtet, wobei die Magnetisierung der Referenzelektrode in Remanenz auf die spitze Seite des Drahtes ausgerichtet ist. In Abbildung 32 werden die MR-Messungen zusammengefasst und die Magnetisierungskonfiguration

der freien Elektrode schematisch veranschaulicht. Die Magnetisierung der Referenzelektrode bleibt durch die in dieser Messung verwendeten niedrigen äußeren Magnetfeldern entlang ihrer Vorzugsrichtung orientiert. Der Probenstrom zur Widerstandsmessung beträgt im Beispiel 300  $\mu\text{A}$ . In den dargestellten Messungen wird der elektrische Widerstand als Funktion des äußeren Feldes dargestellt.

Der vorliegende Nanodraht besitzt im parallelen Zustand einen elektrischen Widerstand von  $R_P = 218,40 \Omega$ , der Widerstandswert im antiparallelen Zustand beträgt  $R_{AP} = 231,35 \Omega$ . Die Höhe des GMR-Effektes beträgt demnach 5,9 %. Die dargestellte Messung beginnt bei einem Magnetfeld von  $\mu_0 H_{\text{ext}} = -25 \text{ mT}$  (rote Messwerte in Abbildung 32, links oben), wobei das Magnetfeld entlang des Drahtes angelegt wird. Die Magnetisierung der freien Elektrode ist in Feldrichtung orientiert und damit antiparallel zur Magnetisierung der Referenzelektrode ausgerichtet, der AP-Widerstandswert wird gemessen.

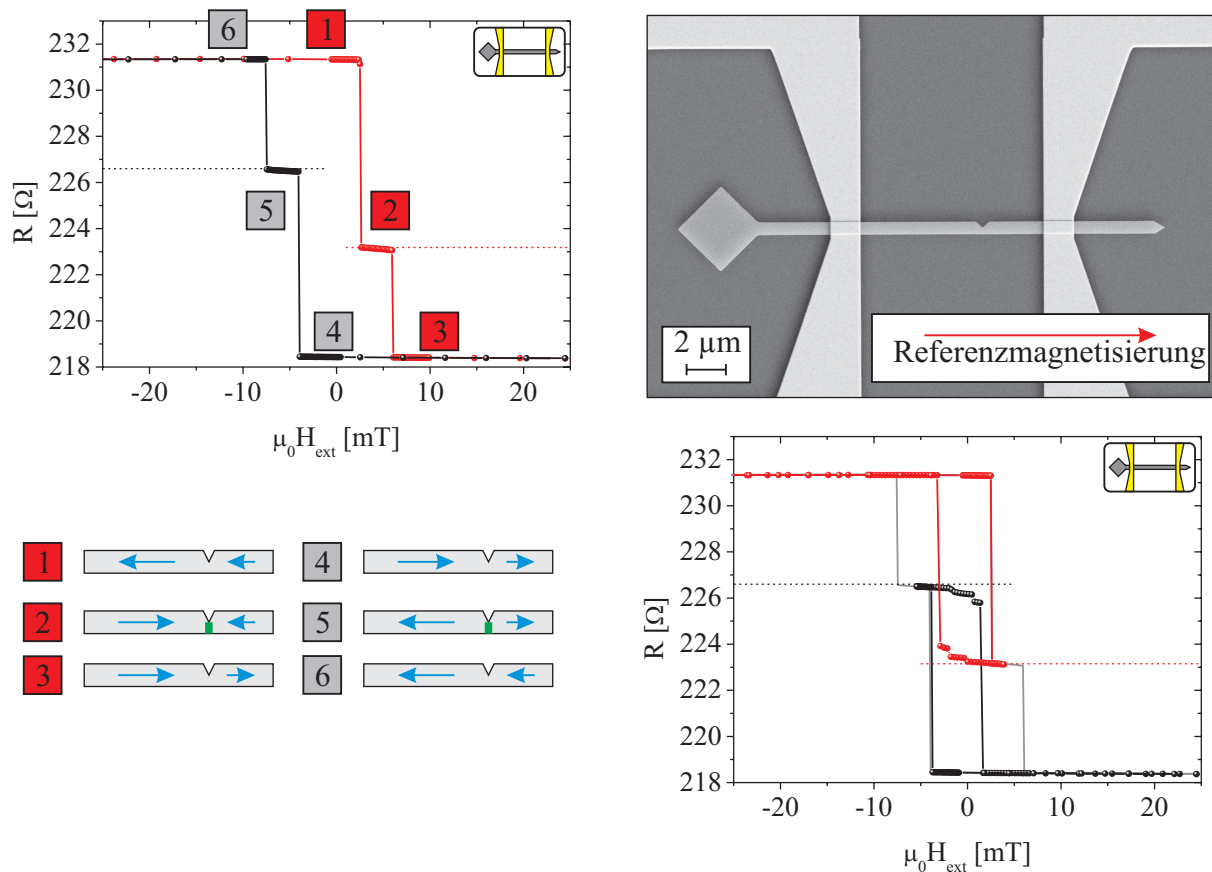


Abbildung 32: MR-Messungen (oben links) eines 600 nm breiten SV-Nanodrahtes mit Kerbe. Oben rechts befindet sich eine SEM-Aufnahme, die den untersuchten Nanodraht und Teile der Zuleitungen zeigt. In den Messungen treten Plateaus durch das Einfangen einer Domänenwand an der Kerbe auf. Im Pfeilschema (links unten) werden die dazugehörigen Magnetisierungskonfigurationen der freien Elektrode zwischen den Zuleitungen dargestellt. Durch Feldumkehr lassen sich die Domänenwände zurück in Richtung der Nukleationsfläche bewegen (rechts unten).

Bei Reduktion des Magnetfeldes bleibt dieser Zustand im Nullfeld stabil („1“). Bei einer Erhöhung des Magnetfeldes in Gegenrichtung bildet sich in der Nukleationsfläche eine Domänenwand, die beim Überschreiten des Injektionsfeldes (engl. „injection field“) von etwa 2,5 mT den Draht in Feldrichtung durchläuft. Die Bewegung der Domänenwand wird an der Kerbe gestoppt („2“). Der dazugehörige Messwert des Widerstandes beträgt  $R_2 = 223,18 \Omega$ . Mit (52) erwartet man  $R_{2,\text{berechnet}} = 223,15 \Omega$ , falls sich die Domänenwand links an der Kerbe befindet. Dieser Widerstandswert wird durch eine gestrichelte, horizontale Linie in der Abbildung gekennzeichnet. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes kann sich die Domänenwand zunächst nicht weiter in Feldrichtung bewegen, sondern bleibt bis zum Befreiungsfeld von 6 mT an der Kerbe fixiert. Anschließend bewegt sich die

Domänenwand weiter durch den Draht, bis sie am spitzen Ende des Drahtes vernichtet wird. Nachdem die Domänenwand den Bereich zwischen den Zuleitungen verlassen hat, befindet sich dieser Bereich im P-Zustand, der Widerstandswert  $R_P$  wird gemessen („3“). Wird das Magnetfeld wieder reduziert, bleibt dieser Zustand auch im Nullfeld erhalten („4“). Bei Erhöhung des Magnetfeldes in die Gegenrichtung bildet sich wieder eine Domänenwand, die sich ab einem Feld von  $-3,9$  mT zwischen den Zuleitungen befindet und analog zum ersten Teil der Messung an der Kerbe fixiert wird. Der dazugehörige Widerstand beträgt  $R_5 = 226,5 \Omega$ . Nimmt man wieder an, dass sich die Domänenwand links der Kerbe befindet, berechnet man  $R_{5,\text{berechnet}} = 226,6 \Omega$ . In der Abbildung wird erneut der erwartete Messwert gestrichelt dargestellt („5“). Ab einem Feld von  $7,6$  mT wird der Widerstand  $R_{AP}$  gemessen. Es befindet sich keine Domänenwand mehr zwischen den Zuleitungen („6“). Die Magnetisierungen sind erneut antiparallel zueinander orientiert.

Im Pfeilschema in Abbildung 32 wird die Anwesenheit einer Domänenwand an der Kerbe durch eine grüne Markierung gekennzeichnet. Es gilt zu beachten, dass sich für die beiden Messrichtungen unterschiedliche Domänenwandtypen ergeben. Im Falle der Vergrößerung des Magnetfeldes, von negativen Feldern kommend (rote Messung), liegt eine HH-Domänenwand vor, während bei der entgegengesetzten Messrichtung eine TT-Domänenwand vorliegt.

Nach erfolgreichem Einfangen einer Domänenwand kann diese auch wieder zurück in Richtung der Nukleationsfläche bewegt werden, indem das Magnetfeld nach dem Einfangen verringert und in umgekehrter Richtung vergrößert wird. In Abbildung 32 unten rechts wird diese Möglichkeit demonstriert. Zur besseren Vergleichbarkeit werden die Messungen aus dem Schema links oben zusätzlich grau dargestellt. Die HH-Domänenwand bleibt für Magnetfelder bis  $-2,9$  mT an der Kerbe fixiert, die TT-Domänenwand bis  $1,5$  mT. Diese Messungen zeigen, dass sowohl HH- als auch TT-Domänenwände im Nullfeld im Draht stabil sind. Die benötigten äußeren Felder für die Domänenwandbewegung zurück in Richtung Nukleationsfläche sind kleiner als die Injektionsfelder. Deshalb kann angenommen werden, dass es sich bei diesen Messungen nicht um die Vernichtung der Domänenwand durch eine zusätzliche Domänenwand handelt, sondern dass sich die Domänenwand tatsächlich in Richtung Nukleationsfläche bewegt.

Das Einfangen einer Domänenwand mit der beschriebenen Methode gelingt in etwa 50 % der durchgeführten Messungen. Zur Aufklärung der Ursache für diesen Sachverhalt und zur Untersuchung der mikroskopischen Vorgänge bei der Fixierung einer Domänenwand an einer Kerbe werden im Folgenden mikromagnetische Simulationen durchgeführt. Die mikromagnetischen Simulationen werden für eine einzelne, 3 nm dicke Permalloyschicht durchgeführt. Der Dämpfungsparameter wird auf  $\alpha = 0,05$  eingestellt. Geometrisch besteht das untersuchte System (siehe Darstellungen in Abbildung 34) aus einer Nukleationsfläche mit quadratischer Grundform mit einer Fläche von etwa  $1,2 \mu\text{m}^2$ . Daran schließt ein 200 nm breiter Nanodraht mit einer Gesamtlänge von etwa  $5 \mu\text{m}$  an. Der Nanodraht ist parallel zur x-Achse ausgerichtet. In einem Abstand von  $2,7 \mu\text{m}$  zur Nukleationsfläche befindet sich eine Kerbe von 100 nm Breite und einer Tiefe  $T$  (im Beispiel:  $T = 150$  nm). Das Drahtende läuft spitz zu. Die Abmessungen der gesamten Struktur betragen  $6,4 \mu\text{m} \times 1,6 \mu\text{m}$ . Die Diskretisierung beträgt  $3,125$  nm in der Ebene und 3 nm senkrecht dazu. Zu Beginn der Simulation wird die Struktur in  $-x$ -Richtung gesättigt. Daran anschließend folgt eine 5 ns dauernde Relaxationsphase ohne angelegtes Magnetfeld. Das äußere Magnetfeld  $H_x$  wird dann schrittweise in  $0,1$  mT Schritten von null an erhöht. Nach dem Einstellen eines neuen Magnetfeldes folgt jeweils eine Relaxationsphase. In Abbildung 33 und Abbildung 34 werden Resultate dargestellt.

In Abbildung 33 (links) wird die Änderung der Magnetisierung der gesamten Struktur in x-Richtung bei Erhöhung des angelegten Feldes gezeigt. Für kleine Magnetfelder bis etwa 4 mT ist ein kontinuierlicher Anstieg aufgrund der Ummagnetisierung der Nukleationsfläche zu erkennen. Bei Erreichen des Nukleationsfeldes (hier 4,2 mT) bildet sich in der Nukleationsfläche eine Domänenwand. Die Entstehung der Domänenwand macht sich in der Darstellung als sprunghafter Anstieg der Magnetisierung bemerkbar. Die Domänenwand verlässt die Nukleationsfläche nach einer weiteren Erhöhung des Magnetfeldes bis zum Injektionsfeld (4,4 mT). Eine T-Domänenwand vom HH-Typ bewegt sich durch den Nanodraht (4,7 mT). Die zentrale Magnetisierung der Domänenwand zeigt in diesem Fall in Richtung des Drahtendes, welcher keine Kerbe besitzt, im Beispiel also „nach unten“. Bei einem Feld von etwa 4,9 mT erreicht die Domänenwand die Kerbe und wird dort fixiert.

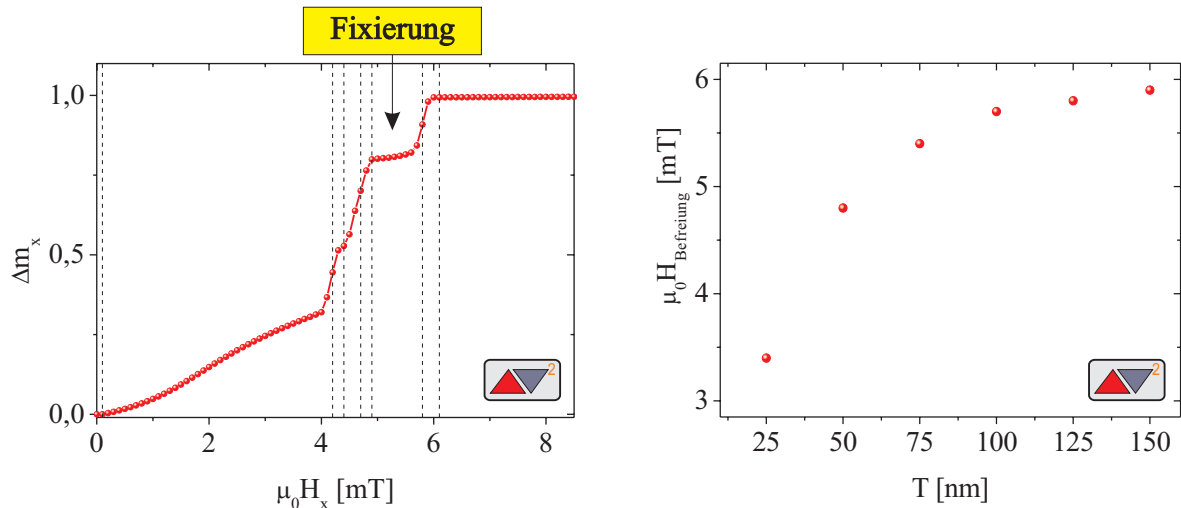


Abbildung 33: Änderung der Magnetisierung als Funktion des äußeren Feldes beim Ummagnetisierungsvorgang eines Nanodrahtes mit Nukleationsfläche und Kerbe (links). Befreiungsfeld als Funktion der geometrischen Tiefe der Kerbe (rechts).

Die Anhaftung der Domänenwand macht sich dadurch bemerkbar, dass bei einer weiteren Erhöhung des Magnetfeldes zunächst keine Änderung der Magnetisierung mehr auftritt, somit also ein Plateau im Verlauf entsteht. Erst bei einem Feld von 5,7 mT kann die Domänenwand die Anhaftstelle verlassen (engl. „depinning field“, Befreiungsfeld). Nach Verlassen der Kerbe (5,8 mT) bewegt sich die Domänenwand weiter durch den Draht, die Magnetisierung nimmt wieder zu. Am Drahtende wird die Domänenwand schließlich vernichtet, der Endzustand ist erreicht (6,1 mT). In Abbildung 34 wird jeweils die zu den diskutierten Magnetfeldern gehörende Spinkonfiguration in der simulierten Struktur räumlich dargestellt. In der Darstellung ist der Ummagnetisierungsvorgang mit der sich durch die Struktur bewegenden Domänenwand deutlich zu erkennen. Die Darstellung „4,9 mT“ zeigt die an der Kerbe fixierte Domänenwand.

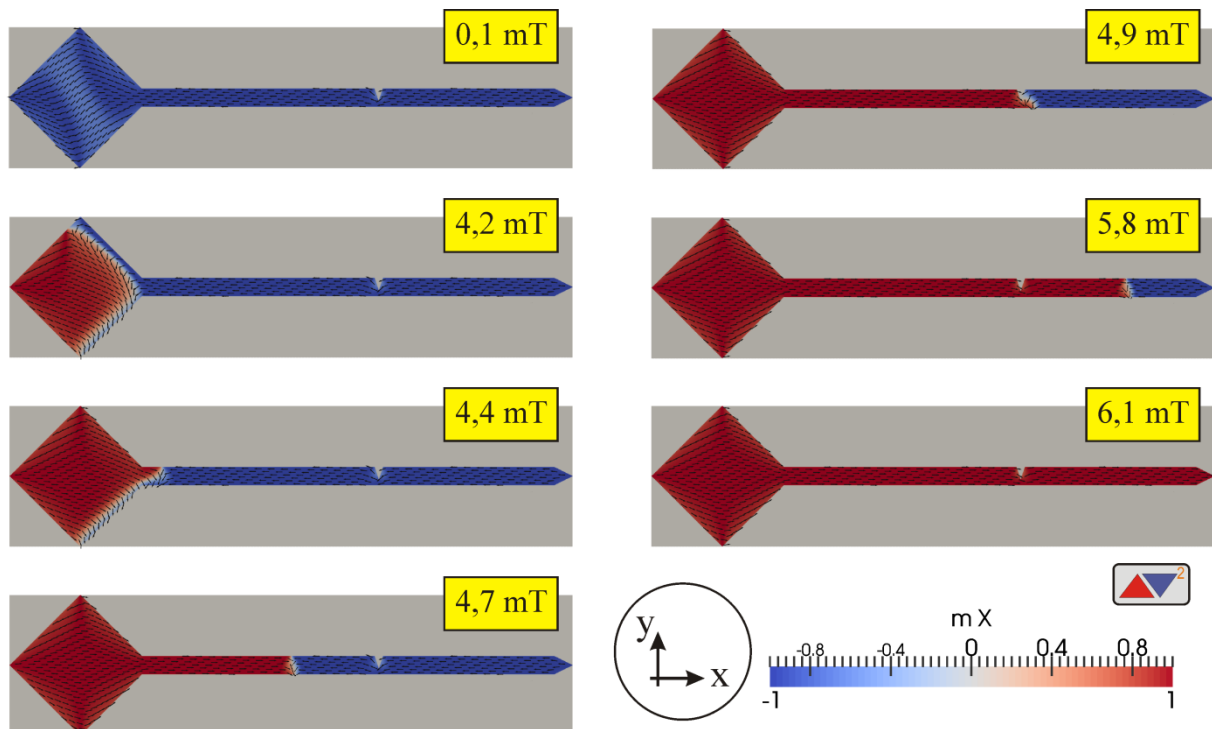


Abbildung 34: Spinkonfigurationen der simulierten Struktur während des Ummagnetisierungsvorganges für die diskutierten Magnetfelder

Das Befreiungsfeld hängt von mehreren Faktoren ab, wie z. B. der geometrischen Tiefe der Kerbe oder der Orientierung der Domänenwand zur Kerbe. In Abbildung 33 (rechts) wird der Verlauf des Befreiungsfeldes  $\mu_0 H_{\text{Befreiung}}$  für einen bestimmten Domänenwandtyp in einem 200 nm breiten und 3 nm dicken Permalloy-Streifen dargestellt. Der Verlauf zeigt die erwartete Zunahme des Befreiungsfeldes mit zunehmender Kerbtiefe  $T$ , siehe auch [158]. Bei einer Kerbtiefe von 25 nm beträgt nach diesen Simulationsdaten das Befreiungsfeld lediglich 3,4 mT, für 100 nm tiefe Kerben schon 5,7 mT. Zur Ermittlung dieser Werte wird die Domänenwand nicht mittels Nukleationsfläche in den Nanodraht injiziert, sondern durch lokale Magnetfelder direkt im Nanodraht erzeugt. Durch ein angelegtes Magnetfeld bewegt sich die Domänenwand im Nanodraht von links nach rechts.

Die Simulationen ergeben weiterhin, dass die Orientierung der zentralen Magnetisierung der transversalen Domänenwände bezüglich der Kerbe das Befreiungsfeld stark beeinflusst. In Abbildung 35 werden zur Erklärung Detaildarstellungen des Nanodrahtes inklusive der lokalen Spinstruktur sowie schematisch darunter die lokale Magnetisierung für die beiden möglichen Orientierungen der Domänenwand gezeigt. Die unterschiedlichen Orientierungen der Domänenwand werden hier folgendermaßen klassifiziert: Als Typ I wird eine Domänenwand bezeichnet, deren zentrale Magnetisierung von der Kerbe weg orientiert ist (Abbildung 35, links). Die zentrale Magnetisierung einer Typ II-Domänenwand ist auf die Kerbe zu orientiert (rechts). Im Beispiel ist jeweils eine HH-Domänenwand in der Kerbe fixiert. Die von links einlaufende Domänenwand bestimmt die lokale Magnetisierung auf der linken Seite der Kerbe. Rechts der Kerbe befindet sich die lokale Magnetisierung nahezu in ihrer Gleichgewichtsorientierung.

Die Simulationen ergeben, dass sich für HH-Domänenwände ein betragsmäßig kleines Befreiungsfeld für Typ I-Domänenwände ergibt (siehe Abbildung 35, links), ein großes Feld für Typ II (rechte Darstellung). Die Ursache dafür ist, dass im rechts dargestellten Fall die magnetischen Momente nahe der Spitze der Kerbe entgegengesetzt zur Domänenwand orientiert sind. Dies wird in der Abbildung nochmals in der darunter dargestellten Skizze verdeutlicht, bei der die zentrale Magnetisierung durch einen grünen Pfeil dargestellt wird.

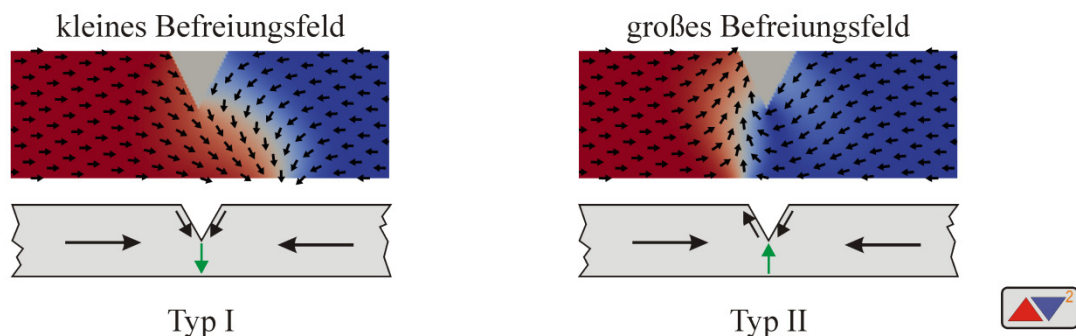


Abbildung 35: Detaildarstellung von transversalen Domänenwänden, die an einer Kerbe fixiert sind. Die linke Darstellung zeigt eine Domänenwand, deren zentrale Magnetisierung auf die Seite des Nanodrahtes ohne Kerbe orientiert ist, in einem äußeren Feld von 3,7 mT. Rechts ist die zentrale Magnetisierung auf die Kerbe zu orientiert. Das Beispiel zeigt die Situation in einem äußeren Feld von 10 mT.

Um diese lokalen Momente umzukehren, ist zusätzliche Energie nötig, die das vergrößerte Befreiungsfeld bewirkt. Auf diese Weise resultieren z. B. für eine 100 nm tiefe Kerbe in einem 200 nm breiten Nanodraht Befreiungsfelder von 5,7 mT (Typ I) bzw. 13,5 mT (Typ II). Bedingt durch die Orientierung der magnetischen Momente an der Kerbe ergibt sich auch eine unterschiedliche Position der Domänenwände an der Kerbe. Die Typ I-Domänenwand befindet sich rechts der Kerbe, während sich die Typ II-Domänenwand links von der Kerbe befindet (siehe Abbildung 35). Das beschriebene Verhalten kehrt sich für TT-Domänenwände um. Zusammenfassend bedeutet das, dass die Potentialtiefe der Kerbe für T-Domänenwände von der Ausrichtung der Domänenwand abhängt. Die Fixierung der Domänenwand an der Kerbe ist stark, wenn die zentrale Magnetisierung der Domänenwand der Ausrichtung der lokalen Spins an der Kerbe entgegen gerichtet (Typ II) ist [159]. Die mikromagnetischen Simulationen werden – wie bereits erwähnt – für ein einfaches Modellsystem aus einer einzelnen ferromagnetischen Schicht durchgeführt. Im Experiment wird eine Domänenwand in der freien Elektrode des GMR-Nanodrahtes durch die feste Elektrode zusätzlich beeinflusst [160], sodass die durchgeführten Simulationen nur eine qualitative Analyse erlauben.

Wesentliche Voraussetzung für die experimentelle Beobachtung einer Domänenwandanhaftung ist, dass sowohl das Nukleationsfeld als auch das Injektionsfeld kleiner als das Befreiungsfeld sind. Ist das Injektionsfeld größer als das Befreiungsfeld, wird die Domänenwand nicht gefangen, da bei Ankunft der Domänenwand an der Kerbe bereits ein äußeres Feld anliegt, welches das Befreiungsfeld übertrifft [144]. Die Fixierung einer Domänenwand an einer Anhaftstelle ist nicht trivial, denn die Eigenschaften einer Domänenwand können sich auch zeitlich ändern, falls das äußere Feld das Walker-Feld übertrifft [11].

Durch die Resultate der Simulationen ergibt sich nun ein Erklärungsansatz für den bereits weiter oben erwähnten experimentellen Befund, dass nur in etwa 50 % der durchgeführten Messungen eine Domänenwand fixiert werden kann. Die Ursache dafür ist vermutlich in der Ausrichtung der Domänenwand zu finden. Durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes entlang des Drahtes ergibt sich für die zentrale Magnetisierung der Domänenwand keine bevorzugte Richtung, wodurch diese statistisch verteilt ist. Das beobachtete Verhalten legt nahe, dass das Befreiungsfeld der Typ I-Domänenwände kleiner als das Injektionsfeld ist, während das Befreiungsfeld der Typ II-Domänenwände größer als das Injektionsfeld ist. Die Domänenwandfixierung ist im Experiment dann nur für Domänenwände vom Typ II möglich.

Zusammenfassend wird festgehalten, dass das Einfangen einer Domänenwand an einer Kerbe im Nanodraht sowohl experimentell als auch mikromagnetisch untersucht wurde. In beiden Verfahren konnte das Einfangen erfolgreich gezeigt werden. Bei der hier verwendeten Erzeugung der Domänenwände mittels Nukleationsfläche ist der Feldbereich unterhalb des Injektionsfeldes experimentell nicht zugänglich. Für die Untersuchung schwacher Domänenwandfallen sollten die Domänenwände mittels Nukleationleitung erzeugt werden. Ein Nachteil bei der Verwendung von Kerben für die Fixierung von Domänenwänden ist, dass die Breite des Nanodrahtes an den Kerben natürlicherweise verringert ist, sodass sich hier durch den geringeren Querschnitt höhere Stromdichten ergeben. Dadurch erhitzt sich dieser Bereich des Drahtes bei hohen Strömen stärker als der übrige Teil des Drahtes, wodurch an diesem Stellen bevorzugt strukturelle Defekte auftreten können. Im weiteren Verlauf wird eine alternative Möglichkeit für die Domänenwandfixierung diskutiert, bei der dieser Nachteil nicht auftritt.

#### 4.1.3.4 Fixierung von Domänenwänden durch lokale Magnetfelder

Eine weitere Möglichkeit Domänenwände einzufangen soll im Folgenden diskutiert werden. Nanomagnete, die sich nahe am Draht befinden, können durch ihr Streufeld eine Anhaftstelle für Domänenwände darstellen. Die Breite des Nanodrahtes muss bei dieser Methode nicht moduliert werden, sodass eine konstante Stromdichte im Draht angenommen werden kann.

Bereits frühe Arbeiten beschäftigten sich mit magnetostatischen Wechselwirkungen zwischen Domänen und der Realisierung einer darauf basierenden Logik (siehe z. B. [161], [162], [7]). In stirnseitig angeordneten Permalloy-Nanodrähten konnte durch magnetostatische Wechselwirkungen zwischen diesen Drähten das Koerzitivfeld, abhängig vom Abstand der Drähte und der Form ihrer Enden, um bis zu 40 % geändert werden [163]. In einer anderen Arbeit konnte durch das Streufeld eines Nanodrahtes das Schaltverhalten der freien Elektrode eines elliptischen GMR-Spinventils beeinflusst werden [164]. Das Einfangen einer Domänenwand in einem einfachen Permalloy-Streifen mittels eines benachbarten Nanomagnetes, konnte z. B. in [165] demonstriert werden, wobei ebenfalls die strominduzierte Verschiebung einer gefangenen Domänenwand unter Zuhilfenahme eines kleinen externen Magnetfeldes gezeigt wurde. Bei dieser Technik gelingt lediglich das Einfangen von Domänenwänden mit einer bestimmten Orientierung.

Hier wird nun zunächst das bereits bekannte Funktionsprinzip einer Domänenwandfalle mit einem Nanomagnetten mittels mikromagnetischen Simulationen erläutert. Im Anschluss daran wird eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Erweiterung des Konzepts mit zwei Nanomagnetten untersucht und erläutert. Durch den zweiten Nanomagnetten soll die Anordnung für beide Domänenwandorientierungen eine zuverlässige Falle darstellen. Da das Streufeld in der Falle dann von zwei Magnetten erzeugt wird und entsprechend höher ausfällt, sollte sich zusätzlich eine Erhöhung des Befreiungsfeldes ergeben. Die Darstellung der Resultate geschieht ebenfalls zunächst mittels *Mumax 2*-Simulationen, anschließend werden experimentelle Ergebnisse präsentiert.

Zur Veranschaulichung der Wirkungsweise einer Domänenwandfalle aus einem nahe am Nanodraht befindlichen Nanomagnetten werden Simulationsdaten verwendet. Es wird sowohl die normierte

Magnetisierung der untersuchten Struktur entlang der x-Richtung als Funktion des entlang des Drahtes angelegten, äußeren Magnetfeldes  $\mu_0 H_x$  gezeigt (Abbildung 36) als auch die zu ausgewählten Feldern gehörende magnetische Konfiguration im Nanodraht (Abbildung 37). Die Simulationen werden für eine 3 nm dicke CoFeB-Schicht durchgeführt. Der Dämpfungsparameter wird auf einen Wert von  $\alpha = 0,05$  eingestellt.

Die Simulationen werden für einen 200 nm breiten Nanodraht mit spitz zulaufenden Enden (außerhalb des dargestellten Bereichs) und einen etwa 20 nm entfernten, 300 nm breiten Nanomagneteten durchgeführt. Die Gesamtlänge des Nanodrahtes beträgt  $6,4 \mu\text{m}$ . Zu Beginn der Simulationen wird die Magnetisierung des Drahtes in  $-x$ -Richtung eingestellt, die Magnetisierung des Nanomagneteten in  $+y$ -Richtung (senkrecht zum Nanodraht). Nach einer Relaxationsphase wird am linken Rand des Nanodrahtes durch lokale Magnetfelder eine T-Domänenwand erzeugt und das externe Magnetfeld schrittweise in  $+x$ -Richtung vergrößert. Im äußeren Magnetfeld bewegt sich die Domänenwand in Feldrichtung, wodurch die Magnetisierung in x-Richtung zunimmt (siehe Abbildung 36, „1“).

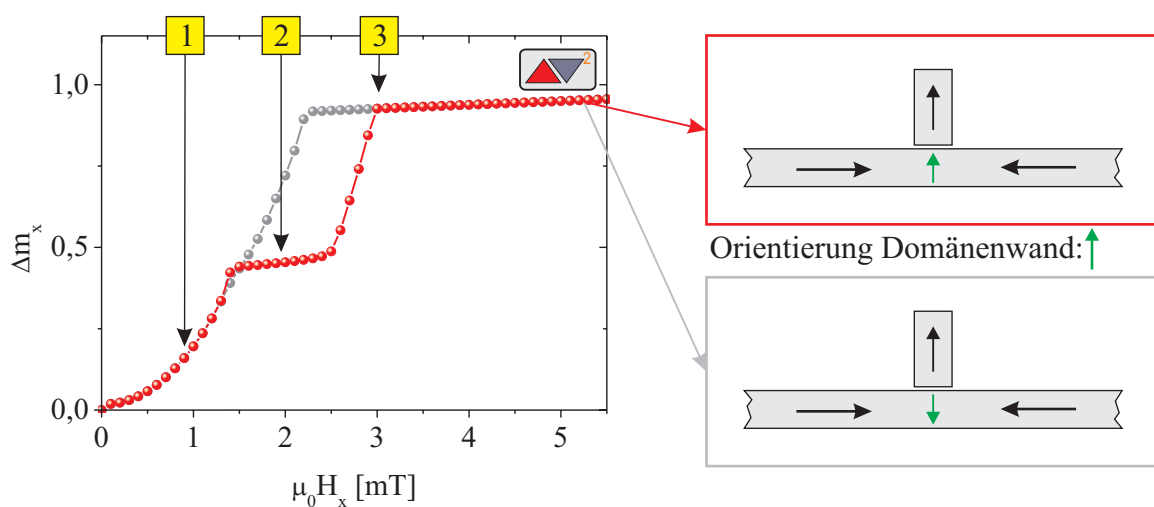


Abbildung 36: Änderung der Magnetisierung in x-Richtung als Funktion des äußeren Feldes (links). Am Nanomagneteten kommt zu einer Fixierung der Domänenwand („2“, rote Kurve). Übersteigt das äußere Feld das Befreiungsfeld, entkommt die Domänenwand, bewegt sich weiter durch den Draht und wird am Drahtende vernichtet („3“). Bei umgekehrter Orientierung der Domänenwand (graue Kurve) kommt keine Fixierung zustande.

Erreicht die Domänenwand den Einflussbereich des Nanomagneteten, kommt es zu magnetostatischen Wechselwirkungen zwischen der Domänenwand und dem Streufeld des Nanomagneteten. Je nach Orientierung der Domänenwand kommt es in der Folge zu einem Einfangen der Domänenwand oder nicht („2“).

Die HH-Domänenwände können erneut in zwei verschiedenen Konfigurationen auftreten (siehe Abbildung 36, rechts). Zusätzlich kann die Orientierung der Nanomagneteten umgekehrt werden. Werden auch die entsprechenden Konfigurationen für TT-Domänenwände berücksichtigt, ergeben sich insgesamt 8 mögliche magnetische Konfigurationen. Im weiteren Verlauf wird beispielhaft das Verhalten von HH-Domänenwänden betrachtet. Die Magnetisierung des Nanomagneteten zeigt vom Draht weg. Die Magnetisierung im Zentrum der Domänenwand kann nun in  $+y$ - oder in  $-y$ -Richtung weisen. Zeigt die zentrale Magnetisierung in Richtung der Magnetisierung des Nanomagneteten, kommt es zu einem Einfangen der Domänenwand (rote Kurve). Das beschriebene Verhalten tritt für die umgekehrte Magnetisierungsrichtung nicht auf (graue Kurve). In der dargestellten Konfiguration werden also HH-Domänenwände mit zentraler Magnetisierung nach  $-y$  nicht fixiert (vgl. auch [165]). Eine fixierte Domänenwand kann erst ab einem bestimmten Befreiungsfeld dem Einfluss des Nanomagneteten entkommen und sich weiter im äußeren Feld nach  $+x$  bewegen. Erreicht die Domänenwand das Drahtende, wird sie am spitzen Ende des Drahtes vernichtet („3“).

In Abbildung 37 werden die zu ausgewählten Feldern gehörenden magnetischen Konfigurationen in der simulierten Struktur räumlich dargestellt.

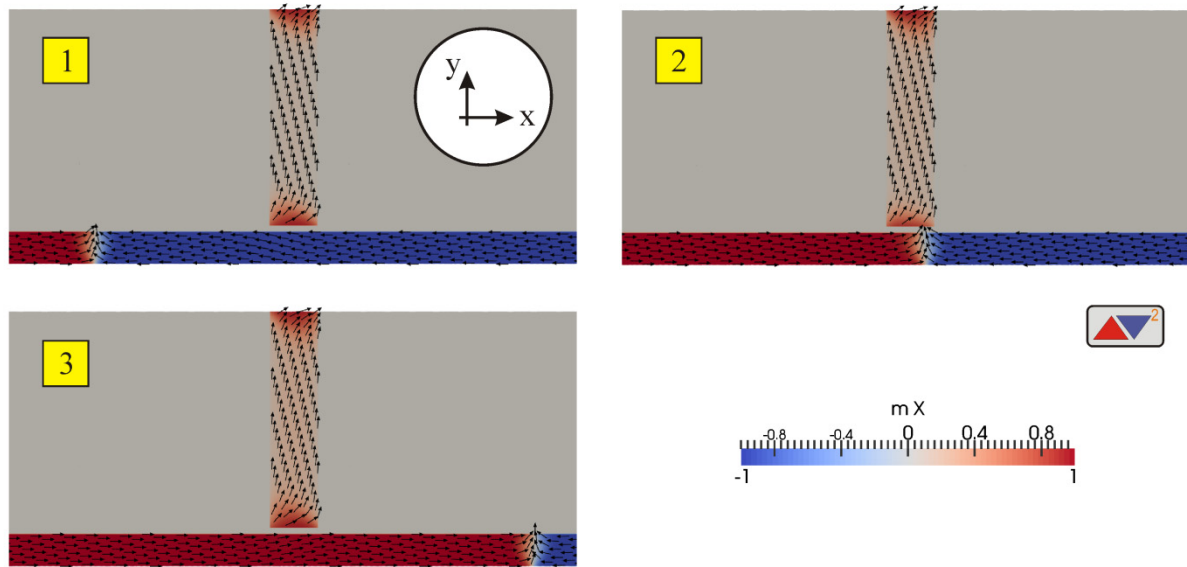


Abbildung 37: Veranschaulichung von Simulationsdaten zur Funktionsweise der Domänenwandfalle mit einem Nanomagnet. Eine HH-Domänenwand bewegt sich durch ein äußeres Magnetfeld in +x-Richtung durch den Nanodraht („1“). Am Nanomagnet kommt es zu einer Fixierung („2“). Übersteigt das äußere Feld das Befreiungsfeld, entkommt die Domänenwand und bewegt sich weiter durch den Draht „3“.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass durch die Verwendung eines einzelnen Nanomagneten eine Domänenwandfalle nur für einen bestimmten Typ Domänenwand entsteht. Somit ist kein zuverlässiges Einfangen möglich, da die Ausrichtung der Domänenwand im Experiment im Allgemeinen nicht einstellbar ist. Allerdings könnte diese Probengeometrie als Filter für bestimmte Domänenwände eingesetzt werden.

Die Verwendung von zwei Nanomagneten eröffnet nun weitere magnetische Konfigurationsmöglichkeiten (siehe Abbildung 38). Für eine gegebene Orientierung der HH-Domänenwand (in der Darstellung „nach oben“) sind vier unterschiedliche Konfigurationen der Nanomagnete möglich („A“-„D“). Durch eine Umkehrung der Orientierung der Domänenwand sowie durch Verwendung von TT-Domänenwänden ergeben sich insgesamt 16 verschiedene Konfigurationen. Zur Untersuchung dieser Konfigurationen wird die Probengeometrie in den Simulationen entsprechend um den zweiten Nanomagnet erweitert. Beide Nanomagnete besitzen identische Abmessungen. Der Abstand zwischen Draht und Nanomagnet beträgt jeweils etwa 20 nm.

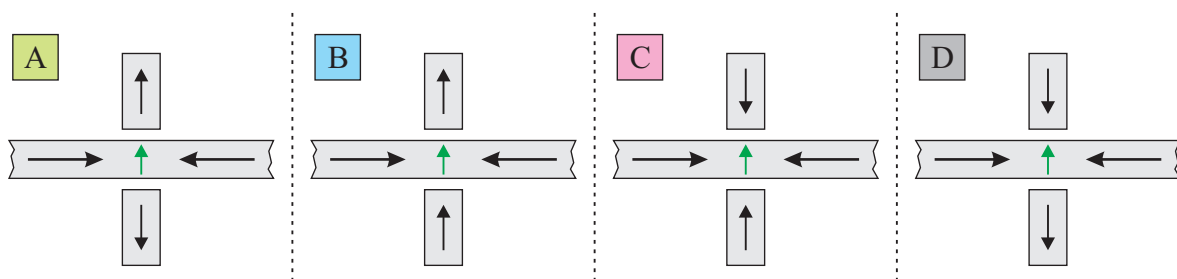


Abbildung 38: Schematische Darstellung der möglichen magnetischen Konfigurationen bei zwei Nanomagneten und einer HH-Domänenwand dazwischen. Weitere Möglichkeiten ergeben sich durch Umkehrung der Magnetisierung der Domänenwand sowie durch Verwendung von TT-Domänenwänden. Insgesamt sind 16 verschiedene Konfigurationen möglich.



Analog zu den bisherigen Untersuchungen wird für die verschiedenen Konfigurationen der Nanomagnete eine Domänenwand im Draht erzeugt und die Bewegung analysiert, die sich im äußeren Magnetfeld ergibt. In Abbildung 39 werden Simulationsergebnisse zusammengefasst. Für die zuvor dargestellten Konfigurationen „A“-„D“ wird jeweils der Verlauf der Magnetisierungsänderung als Funktion des äußeren Feldes dargestellt.

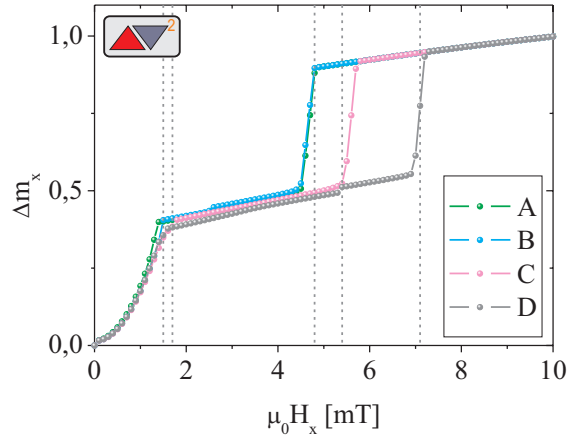


Abbildung 39: Änderung der Längsmagnetisierung als Funktion des äußeren Magnetfeldes für die magnetischen Konfigurationen „A“-„D“.

In der graphischen Darstellung des Verlaufs der Änderung der x-Komponente der Magnetisierung als Funktion des äußeren Magnetfeldes wird der Einfluss der unterschiedlichen Ausrichtungsmöglichkeiten der Nanomagnete auf eine Domänenwand mit zentraler Magnetisierung in +y-Richtung deutlich. Aus der Darstellung geht hervor, dass es bei Anwesenheit von zwei Nanomagneten grundsätzlich zur Ausbildung einer Domänenwandfalle kommt (Plateau), unabhängig von der Orientierung der Domänenwand. Die Stärke der Fixierung ist aber von der Konfiguration der Magnete abhängig (Variation Befreiungsfeld). Der Vergleich der Befreiungsfelder dieser Untersuchung mit den Resultaten mit einem Nanomagneten zeigt, dass sich die Stärke der Falle durch den zweiten Nanomagneten deutlich erhöht. Während die Domänenwand im Falle eines Nanomagneten entweder gar nicht fixiert wird, oder die Falle bereits bei einem Feld von 2,5 mT verlassen kann, ergeben sich jetzt Befreiungsfelder von bis zu 6,9 mT (Konfiguration D). Selbst die schwächste Falle weist ein Befreiungsfeld von 4,5 mT auf.

Die zugrunde liegenden mikroskopischen Vorgänge werden im Folgenden beispielhaft für die Konfiguration D erläutert. In Abbildung 40 wird die Spin-Konfiguration des Nanodrahtes (Ausschnitt) sowie der Nanomagnete dargestellt.

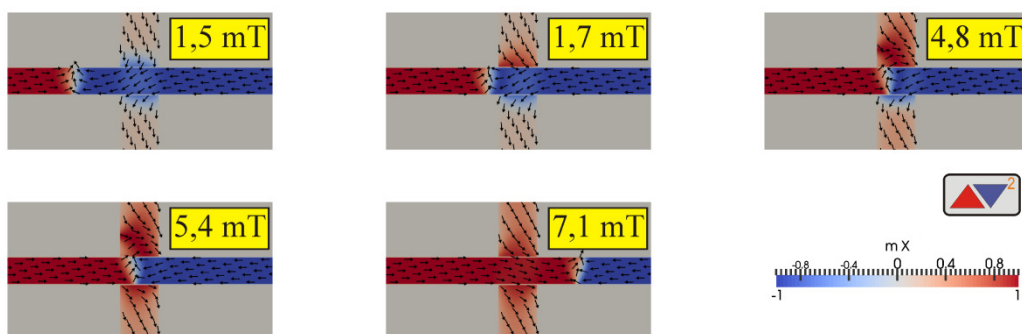


Abbildung 40: Magnetisierungskonfigurationen für die Probengeometrie mit zwei Nanomagneten. Die Darstellungen zeigen Konfiguration „D“ für verschiedene externe Magnetfelder.

Die Strukturen sind anhand ihrer Magnetisierung in x-Richtung eingefärbt, siehe (Farbskala unten rechts). Schwarze Pfeile geben die lokale Spin-Konfiguration wider. Wie bereits im Kapitel 4.1.1.1 erläutert, weisen rechteckige Strukturen dünner Filme zwei verschiedene Klassen von Grundzuständen auf, die sich durch eine hohe (z. B. Landau- und Diamant-Zustände) oder niedrige (z. B. C- und S-Zustände) Magnetisierung und Remanenz unterscheiden [124]. Die hier simulierten Nanomagnete relaxieren in C- oder S-Zustände.

Im Anfangszustand der Konfiguration D befindet sich eine HH-T-Domänenwand weit entfernt von den Nanomagneten. Beide Nanomagnete sind in -y-Richtung magnetisiert und nehmen im Gleichgewicht einen C-Zustand ein. Die Domänenwand wird durch ein äußeres Feld in +x-Richtung ( $\mu_0 H_x$ ) durch den Draht bewegt. Für ein Feld von 1,5 mT hat die Domänenwand den Bereich der Nanomagnete noch nicht erreicht (siehe Darstellung in Abbildung 40, oben links). Ab einem Feld von 1,7 mT befindet sich die Domänenwand im Einflussbereich der Nanomagnete. In der Abbildung ist zu erkennen, dass der obere Nanomagnet im Endbereich nahe des Nanodrahtes eine Zustandsänderung erfahren hat. Die Magnetisierung bildet jetzt einen S-Zustand. Die Domänenwand wird für äußere Magnetfelder bis 4,8 mT am linken Rand der Magnete fixiert. Sobald sie in den Zwischenraum eindringt, verändert sich auch der Zustand des unteren Magneten in einen S-Zustand (5,4 mT). Beträgt das äußere Magnetfeld 6,9 mT, verlässt die Domänenwand den Einflussbereich der Nanomagnete.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Verwendung von zwei Nanomagneten in den Simulationen zu einem effektiveren Einfangen der Domänenwand führt. Zusätzlich ergibt sich aus den Simulationen, dass es bei der Verwendung von zwei Nanomagneten immer zum Einfangen der Domänenwand kommt, unabhängig von der Ausrichtung der zentralen Magnetisierung relativ zu den Nanomagneten. Hier unterscheiden sich die Resultate mit einem Nanomagneten beträchtlich. Allerdings ist in den untersuchten Beispielen ein deutlicher Einfluss von der relativen Ausrichtung der beteiligten Magnetisierungen zu erkennen, sodass die Stärke der Fixierung von der magnetischen Konfiguration der Nanomagnete abhängt. Sind die Magnetisierungen in den Nanomagneten beide entgegen der zentralen Magnetisierung der Domänenwand orientiert, resultiert die stärkste Fixierung. Experimentell werden Domänenwände in einer CoFeB-Schicht untersucht. Die Schicht liegt als freie Elektrode einer PSV-Struktur vor.

Um verschiedene magnetische Orientierungen der Nanomagnete im Experiment durch ein äußeres Magnetfeld einstellen zu können, werden Nanomagnete unter einem Winkel von  $45^\circ$  bzw.  $135^\circ$  neben dem Nanodraht benutzt. Das Einstellen der unterschiedlichen Konfigurationen wird in Abbildung 41 skizziert, wobei die Richtung des angelegten Sättigungsfeldes durch dunkle Pfeile dargestellt wird. Nach dem Abschalten des Magnetfeldes relaxiert die Magnetisierung in die dargestellte Konfiguration  $M_{\text{relax}}$ . Als Konfiguration A wird beispielsweise ein Zustand bezeichnet, bei dem die Magnetisierung beider Nanomagnete vom Nanodraht weg zeigt. Dieser Zustand wird durch Sättigung in  $180^\circ$ -Richtung erreicht. Bei Verringerung des äußeren Feldes orientiert sich die Magnetisierung der Nanomagnete durch die Formanisotropie entlang der Struktur. Konfiguration B und D wird durch ein zum Nanodraht transversales Magnetfeld erreicht.

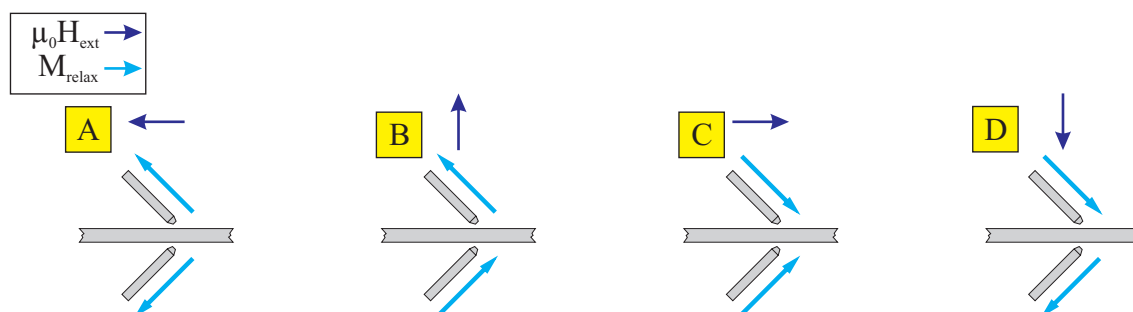


Abbildung 41: Einstellung der magnetischen Konfiguration der Nanomagnete durch Anlegen eines starken äußeren Magnetfeldes und Relaxation der Magnetisierung nach dem Abschalten des Feldes in die dargestellte Konfiguration

In Abbildung 42 werden AFM-Aufnahmen einer Kontaktgeometrie ähnlich der im Folgenden untersuchten Struktur gezeigt. In der linken Aufnahme sind alle wesentlichen Bestandteile des Bauteils zu erkennen. In der Mitte befindet sich der Nanodraht mit Nukleationsfläche und

Nanomagneten sowie vier elektrische Zuleitungen. Die rechte Aufnahme zeigt eine Detaildarstellung des zentralen Nanodrahtbereiches mit den Nanomagneten.

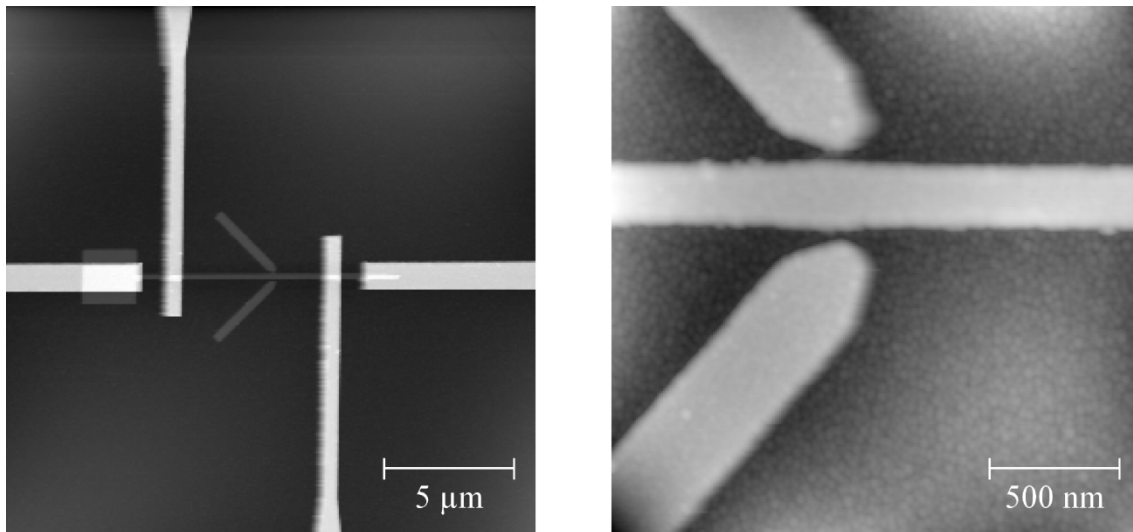


Abbildung 42: AFM-Aufnahmen einer Probengeometrie ähnlich der untersuchten Struktur. Linke Abbildung zeigt einen kompletten Nanodraht mit Nukleationsfläche, seitlichen Nanomagneten und vier Goldzuleitungen. Rechts eine Detaildarstellung der Nanomagneten mit dem zentralen Nanodraht.

In Abbildung 43 wird die Probengeometrie noch einmal schematisch, zusammen mit MFM-Aufnahmen dargestellt. Die Magnetkraftaufnahmen zeigen unterschiedliche Feldkonfigurationen der Nanomagnete des in Abbildung 42 (rechts) gezeigten Probenbereichs in Remanenz. Es werden die Konfigurationen „A“ und „B“ untersucht. Die Aufnahmen zeigen anhand des unterschiedlichen Streufeldes der Nanomagneten ihre unterschiedliche Ausrichtung für beide Konfigurationen. Sie bestätigen somit die Gültigkeit der oben dargestellten Schemas zur Einstellung der magnetischen Konfiguration der Nanomagnete.

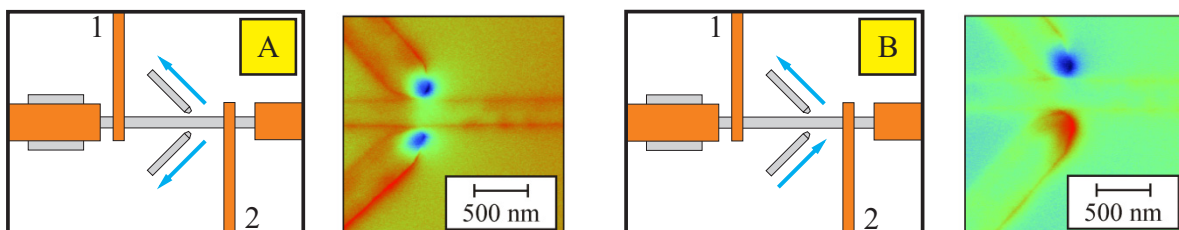


Abbildung 43: Schematische Darstellung der Konfigurationen („A“ und „B“) sowie dazugehörige Magnetkraftaufnahmen, die das Streufeld der Nanomagnete zeigen

Sowohl der Nanodraht als auch die Nanomagnete bestehen aus folgendem PSV-Schichtsystem: Substrat/Ta(3)/CoFeB(3)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Die elektrischen Zuleitungen bestehen aus einer 140 nm dicken Goldschicht mit einer 10 nm dicken Titan-Haftsicht. Die Prozessierung erfolgt mit dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Prozess. Die Struktur besteht aus einem Nanodraht mit einer Nukleationsfläche und einem spitz zulaufenden Ende. Vier elektrische Zuleitungen stehen zur Verfügung, wobei für die gezeigten Messungen lediglich die beiden inneren Kontakte (mit „1“ und „2“ bezeichnet) verwendet werden. Der Abstand dieser Zuleitungen beträgt 5,5 µm. Seitlich am Nanodraht befindet sich beidseitig ein Nanomagnet in geringem Abstand. Die Nanomagnete unterteilen den Abstand zwischen „1“ und „2“ im Verhältnis 7:4.

Die elektrische Charakterisierung beschränkt sich auf das Verhalten der freien Elektrode in äußeren Magnetfeldern im Bereich  $\pm 20$  mT, wobei das Magnetfeld entlang des Drahtes angelegt wird. Die MR-Messungen werden für Probenströme von 20 µA durchgeführt. In Abbildung 44 werden die Messungen für zwei unterschiedliche Ausrichtungen der Nanomagnete gezeigt.

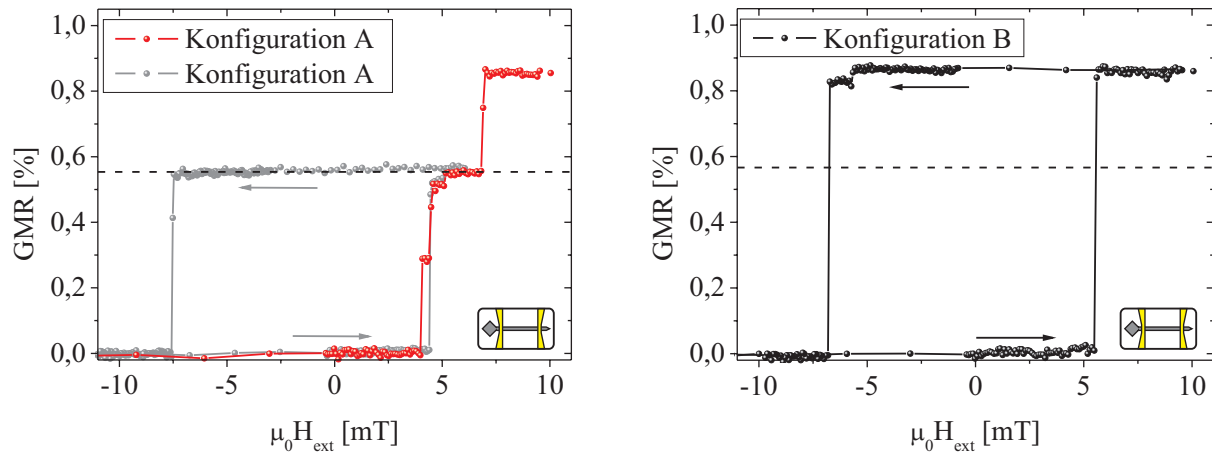


Abbildung 44: MR-Messungen der untersuchten Struktur für die Konfigurationen „A“ (links) und „B“ (rechts). In Konfiguration A wird die Fixierung einer Domänenwand durch das Streufeld der Nanomagneten durch ein Widerstandsplateau (Zwischenwert) in der MR-Messung nachgewiesen. In Konfiguration B findet keine Fixierung statt.

Die unterschiedliche Ausrichtung wird durch Anlegen eines starken Magnetfeldes in der Probenebene vor der Messung erreicht (siehe Schema in Abbildung 41). Nach Anlegen des Sättigungsfeldes wird das Feld auf  $-20$  mT reduziert und die Messung gestartet (Konfiguration A) bzw. auf  $0$  mT reduziert, in  $0^\circ$ -Richtung auf  $-20$  mT eingestellt und anschließend die Messung gestartet (Konfiguration B). Bei äußeren Magnetfeldern von  $-20$  mT befindet sich das PSV in einem P-Zustand. Nach dem Nulldurchgang und Erreichen des Injektionsfeldes bewegt sich ausgehend von der Nukleationsfläche eine Domänenwand in der freien Elektrode durch den Nanodraht. Wird die Domänenwand beim Durchlaufen fixiert, ergibt sich ein Plateau im Widerstandsverlauf. Der gesamte GMR-Effekt des untersuchten Kontaktes beträgt nach Abbildung 44 etwa  $0,87\%$ . Für das genannte Verhältnis der Abstände resultiert mit (52) ein GMR-Effekt von etwa  $0,55\%$  im Falle einer zwischen den Nanomagneten fixierten Domänenwand. Dieser Wert wird in die Messungen für die beiden untersuchten magnetischen Konfigurationen als gestrichelte horizontale Linie eingezeichnet.

Bei der Messung in Konfiguration A (siehe Abbildung 44) befindet sich ab einem äußeren Magnetfeld von  $4$  mT eine Domänenwand zwischen den Kontakten „1“ und „2“. Die Domänenwand wandert im äußeren Feld durch den Draht nach rechts, bis sie bei einem Feld von etwa  $4,5$  mT den Einflussbereich der Nanomagnete erreicht. Hier wird die Domänenwand durch das Streufeld der Nanomagnete gefangen. Bei einer weiteren Erhöhung des Magnetfeldes kann die Domänenwand die Falle bei  $6,9$  mT verlassen. Wird das Magnetfeld nach dem Einfangen reduziert, bleibt die Domänenwand gefangen (graue Messung). Bei einer Erhöhung der Feldstärke in die Gegenrichtung bleibt die Domänenwand bis zu etwa  $-7,4$  mT im Einflussbereich der Falle.

Befinden sich die Nanomagnete in Konfiguration B, wird die Domänenwand in der Messung nicht gefangen. Das Koerzitivfeld für die komplette Ummagnetisierung des Nanodrahtes beträgt für die dargestellte Messung  $(6,1 \pm 0,4)$  mT. Die Ursache für das erhöhte Injektionsfeld in der Konfiguration „B“ wird im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht. Durch eine dreifache Durchführung der Messungen wird die Reproduzierbarkeit des Signalverlaufes beider Konfigurationen bestätigt.

Das beobachtete Verhalten ist – ausgehend von den Resultaten der Simulationen – nur teilweise direkt verständlich. Während die Resultate in Konfiguration A mit den Simulationen qualitativ übereinstimmen, ist das Ergebnis in Konfiguration B damit nicht vereinbar, da in den Simulationen unabhängig von der magnetischen Konfiguration immer ein Einfangen der Domänenwände beobachtet wird. Allerdings liegt den Simulationen eine stark vereinfachte Geometrie und Schichtstruktur zugrunde: Die Nanomagnete befinden sich im Experiment unter einem Winkel von  $45^\circ/135^\circ$  zum Nanodraht, in den Simulationen beträgt der Winkel  $90^\circ$ . Zusätzlich werden die Simulationen lediglich für eine einzelne FM-Elektrode durchgeführt, sodass Wechselwirkungen zwischen den Elektroden nicht berücksichtigt werden. Außerdem werden Domänenwände in der Simulationen stets durch lokale Magnetfelder direkt im Draht erzeugt. Experimentell muss die Domänenwand aus der Nukleationsfläche in den Draht injiziert werden. Ist das dazu benötigte äußere Magnetfeld größer als

die Feldstärke, die zum Verlassen der Falle benötigt wird, kann in der Messung keine Fixierung beobachtet werden. Gegenwärtig kann über die genauen zugrundeliegenden Vorgänge nur gemutmaßt werden. In den in Abbildung 40 dargestellten Simulationsergebnissen ist für eine parallele Ausrichtung der Nanomagnete ein deutlicher Einfluss der Ausrichtung der zentralen Magnetisierung der Domänenwand ersichtlich (Fall B und D). Zeigt das von den Nanomagneten erzeugte Streufeld in die Richtung der zentralen Magnetisierung der Domänenwand, genügt ein geringeres Feld, um die Domänenwand aus der Falle zu befreien, als für den umgekehrten Fall.

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass mit der im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Konfiguration von zwei Nanomagneten am Nanodraht nicht nur das Einfangen von Domänenwänden gelingt, sondern mit der hergestellten Struktur sogar gezielt ein- (Konfiguration A) bzw. ausgeschaltet (Konfiguration B) werden kann. Damit übertrifft die experimentelle Realisierung die simulierte Struktur an Funktionalität. Wenn die magnetische Konfiguration der Nanomagnete auf elektronischem Weg geschaltet werden würde, könnte dieses Konzept zur Weiterentwicklung der Logik auf Basis von Domänenwänden beitragen. Die bisherigen Resultate stellen somit einen vielsprechenden Ansatz für weitere Experimente dar, allerdings sollte für weitere experimentelle Untersuchungen zunächst die Injektion der Domänenwand in den Nanodraht optimiert werden. Eine Reduktion des benötigten externen Magnetfeldes durch eine Optimierung der Nukleationsfläche erscheint hier sinnvoll, die Erzeugung der Domänenwände mittels Nukleationsleitung wäre aber optimal.

#### 4.1.4 Strominduziertes Ummagnetisieren einzelner Drähte

Neben dem bisher beschriebenen feldvermittelten Ummagnetisieren von GMR-Nanodrähten kann unter bestimmten Voraussetzungen das Ummagnetisieren strominduziert durchgeführt werden. Das strominduzierte Umschalten von Nanostrukturen stellt ein aktuelles und breites Forschungsgebiet dar. Elektrischer Strom besteht in Metallen aus bewegten Elektronen, die sowohl ihre Ladung (Ladungsstrom) als auch ihren Spin (Spinstrom) transportieren. Fließt ein elektrischer Strom durch eine Nanostruktur, muss im Allgemeinen der Einfluss des Ladungsstromes (Oerstedfeld) und des Spinstromes (Übertrag von Spindrehmoment, STT) berücksichtigt werden. Die Experimente lassen sich in die beiden Klassen vertikaler und lateraler Transport unterteilen:

In Nanodrähten (lateraler Transport, CIP-Geometrie) wird das strominduzierte Ummagnetisieren durch strominduzierte Domänenwandbewegung (siehe z. B. [11], [166], [167]) erreicht (engl. „current-induced domain wall motion“, CIDWM). Dieser Effekt beruht auf dem STT und kann folgendermaßen verstanden werden: Fließt elektrischer Strom durch ein ferromagnetisches Metall, erfahren die Leitungselektronen eine Spinpolarisation [168]. Fließt der spinpolarisierte Strom in einen Bereich des Ferromagneten mit einer veränderten Magnetisierung (z. B. eine Domänenwand), wirkt auf die lokalen magnetischen Momente ein Drehmoment, welches deren Orientierung an die Spinorientierung der Leitungselektronen anpasst. Umgekehrt wirkt auf die Elektronenspins ein Drehmoment, welches die Spinpolarisation an die lokale Magnetisierung anpasst. Die Richtung des Drehmoments hängt von der Stromrichtung ab, die Stärke sowohl von der Spinpolarisation des Stromes als auch von der Stromdichte [167]. Das Drehmoment kann ab einer kritischen Stromstärke zur Verschiebung der Domänenwand in Richtung der Elektronenbewegung führen. Die Idee, mit spinpolarisierten Strompulsen Domänenwände zu bewegen, stammt aus theoretischen Arbeiten von Berger ([169], [170]). Zahlreiche Untersuchungen zeigen CIDWM unter anderem in geraden, zick-zack und hufeisenförmigen Drähten und verschiedenen Materialsystemen. Neben besonders zahlreichen Experimenten mit NiFe (z. B. [171], [172], [173], [174], [175], [176], [177]) existieren auch Arbeiten mit CoFeB [178], Halbleitermaterialien wie (Ga,Mn)As (z. B. [179], [180]), Spinventilsystemen (z. B. [181], [182], [183], [66]) und Pseudospinventilen (z. B. [184], [71], [185]). Die benötigten Domänenwände werden – wie bereits beschrieben – durch lokale oder globale Magnetfelder erzeugt (vgl. Kapitel 4.1.1.3). Das Ummagnetisieren der freien Elektrode von Spinventilen einer bestimmten Geometrie gelingt auch durch ultrakurze Strompulse mit hoher Stromstärke (Pulslänge  $< 1\text{ ns}$ ) aufgrund der induzierten Präzessionsbewegung der Magnetisierung (engl. „current-induced precessional magnetization reversal“) [186], [187] (die Strukturen besitzen bei einer Breite von  $1,25\text{ }\mu\text{m}$  eine Länge von etwa  $1,6\text{ }\mu\text{m}$  zwischen den Zuleitungen).

Das magnetische Umschalten von vertikalen GMR-Strukturen (CPP-Geometrie) kann sowohl durch Oerstedfelder als auch mittels STT (z. B. [188], [189], [8]) erfolgen, wobei die äußeren Abmessungen der Strukturen die relative Stärke der beiden Beiträge entscheidend beeinflusst. Im Allgemeinen gilt:

Je kleiner die Abmessungen der Struktur desto größer ist der Einfluss des STT (siehe Kapitel 2.3). Deshalb weisen vertikale Transportstrukturen für die Untersuchung von STT-Effekten kleine Querschnittsflächen auf. Charakteristisch für STT-Effekte ist eine asymmetrische Widerstandsänderung im Strom, während sich bei Oerstedfeld-Effekten eine symmetrische Änderung ergibt [77]. Fließen also Elektronen (Ladung) senkrecht durch einen Nanokontakt, entstehen (näherungsweise) zirkulare Oerstedfelder, die im Nanokontakt Vortextzustände generieren, stabilisieren oder manipulieren können. Der Drehsinn des Oerstedfeldes kehrt sich mit der Stromrichtung um (nach [190]). Liegen in beiden Elektroden Vortextzustände gleichen Drehsinns vor, können messbare Widerstandsänderungen durch Umkehr des Drehsinns eines Vortex erreicht werden (z. B. [191], [192]). Betrachtet man kleine, vertikale Transportstrukturen (Durchmesser  $\sim 100$  nm), überwiegt der Einfluss des STT: Die Leitungselektronen werden in der ersten ferromagnetischen Schicht spinpolarisiert. Nach dem Verlassen der Schicht bleibt diese Polarisation auch in der anschließenden nicht ferromagnetischen Zwischenschicht auf einer charakteristischen Längenskala (sogenannte Spin-Diffusionslänge) erhalten. Erreichen die spinpolarisierten Ladungsträger eine weitere magnetische Schicht, erfolgt dort ein Drehimpulsübertrag von den Leitungselektronen auf die lokale Magnetisierung. Ist dieser Effekt groß genug, kann er Ummagnetisierung oder Präzessionsbewegungen der Magnetisierung induzieren.

Zusammenfassend kann man festhalten, dass in vertikalen GMR-Strukturen das Umschalten durch Oerstedfeld- und STT-Effekten erreicht werden kann, in lateralen Strukturen gelingt dies mit CIDWM oder in SV-Strukturen bestimmter Geometrie aufgrund einer strominduzierten Präzessionsbewegung der Magnetisierung bei Anregung mit ultrakurzen Strompulsen. Das strominduzierte Umschalten eines PSV-Nanodrahtes mit Strompulsen mit langer Anstiegszeit ohne Domänenwand ist in der Literatur nicht bekannt.

Im nächsten Kapitel dieser Arbeit werden Experimente präsentiert, die auf folgender Beobachtung basieren: Bei der elektrischen Untersuchung eines GMR-PSV-Nanodrahtes mit Kerbe und dort fixierter Domänenwand bewegt sich die Domänenwand durch Strompulse unterschiedlicher Polarität nicht wie erwartet (SST) in unterschiedliche Richtungen. Stattdessen wird im magnetischen Nullfeld beobachtet, dass unabhängig von der Stromrichtung ab einer kritischen Stromdichte der antiparallele Zustand im Nanodraht resultiert. Ausgehend von dieser Beobachtung wird gezeigt, dass PSV-Nanodrähte auch ohne vorhandene Domänenwand durch Strompulse aus dem P-Zustand in den AP-Zustand geschaltet werden können. Die experimentellen Untersuchungen werden mit PSV-Nanodrähten mit unterschiedlichen freien Elektroden (NiFe und CoFeB) und Formen (gerade und L-förmig) durchgeführt. Die Experimente zeigen, dass GMR-Nanodrähte durch strominduzierte Oerstedfelder, auch ohne äußeres Magnetfeld, vollständig ummagnetisiert werden können. Im Anschluss an die experimentellen Untersuchungen wird ein Modell zur Beschreibung des Schaltvorganges entwickelt und durch mikromagnetische Simulationen unterstützt. Zunächst wird aber die verwendete Messmethode vorgestellt und die bei der Berechnung der Stromdichte angewandte Näherung diskutiert.

#### 4.1.4.1 Messmethode und Berechnung der Stromdichte

Die elektrischen Messungen zum strominduzierten Umschalten werden in dieser Arbeit meist in Form von Einzelschussmessungen (engl. „single shot measurements“, siehe z. B. [143], [11], [172]) mithilfe von Messaufbau A (siehe Abbildung 28, S. 44) durchgeführt.

In Abbildung 45 wird die genaue Abfolge der Messungen dargestellt. Zu Beginn jeder Messsequenz wird die Magnetisierung des Drahtes durch Anlegen eines starken Magnetfeldes in der Probenebene entlang des Drahtes (etwa  $150$  mT, „Reset“) in einem P-Zustand präpariert. Der Widerstand des P-Zustandes in Sättigung  $R_{\text{Sättigung}}$  wird mittels IV-Messung mit niedrigem Probenstrom (etwa  $50$   $\mu\text{A}$ ) bestimmt. Nach Abschalten des Magnetfeldes ( $< 0,03$  mT) wird der Widerstand erneut mit niedrigem Probenstrom gemessen ( $R_{\text{vor}}$ ). Anschließend wird ein Strompuls mit einer zeitlichen Ausdehnung von  $250$   $\mu\text{s}$  und variabler Stromstärke durch den Nanodraht geschickt. Die Anstiegszeit der Pulse nimmt mit der Stromstärke zu und liegt im Bereich mehrerer  $100$  ns. Im Anschluss an den Strompuls wird der Widerstand  $R_{\text{nach}}$  gemessen. Durch Anlegen des Resetfeldes wird der Anfangszustand hergestellt. Durch den Vergleich aufeinanderfolgender Sättigungswerte können irreversible Widerstandsänderungen durch strukturelle Defekte bei hohen Stromdichten erkannt werden. Die beschriebene Abfolge wird mit Strompulsen ansteigender Stromstärke wiederholt. Aus

den Widerstandsmesswerten vor und nach dem Puls wird eine Widerstandsdifferenz  $\Delta R$  berechnet:  $\Delta R = R_{\text{nach}} - R_{\text{vor}}$ . Diese Widerstandsdifferenz wird dann auf den GMR-Effekt des Drahtes im Nullfeld normiert und als Funktion der Stromdichte des Pulses  $j_{\text{Puls}}$  aufgetragen  $\frac{\Delta R/R_{\text{vor}}}{\text{GMR}(0)} (j_{\text{Puls}})$ . Der typische Wertebereich liegt im Bereich von 0 (keine Widerstandsänderung) bis 1 (vollständiges Umschalten).

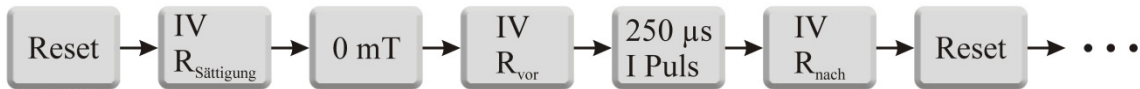


Abbildung 45: Schematische Darstellung der Messsequenz bei Einzelschussmessungen

GMR(0) wird aus MR-Messungen der inneren Schleife mit niedrigem Probenstrom bestimmt. Die Widerstandswerte bei 0 mT für den P- und den AP-Zustand dienen zur Berechnung der Höhe des GMR-Effektes im Nullfeld:

$$\text{GMR}(0) = \frac{R_{\text{AP}}(0) - R_{\text{P}}(0)}{R_{\text{P}}(0)} \quad (57)$$

Fließt ein Strom  $I$  durch den Nanodraht, werden aufgrund der unterschiedlichen Schichtdicken und Leitfähigkeiten unterschiedliche Stromdichten in den einzelnen Schichten erwartet. Zur Abschätzung der Stromdichten in den jeweiligen Schichten des Nanodrahtes wird im folgenden Absatz eine Abschätzung durchgeführt.

Dazu wird das Schichtsystem des Nanodrahtes als Parallelschaltung einzelner Schichten mit ohmschen Widerstand betrachtet. Aus dem Verhältnis des Gesamtwiderstandes  $R_{\text{ges}}$  und des Schichtwiderstandes  $R_{\text{Schicht}}$  wird der Anteil des Stromes in der betrachteten Schicht abgeschätzt:

$$\frac{R_{\text{ges}}}{R_{\text{Schicht}}} = \frac{I_{\text{Schicht}}}{I} \quad (58)$$

Die Widerstände werden aus Literaturwerten für die Leitfähigkeiten gesputterter Schichten abgeleitet. Im Anhang werden die verwendeten Werte (Tabelle 12, Seite 188) zusammengefasst.

Zur Verdeutlichung der Vorgehensweise wird in Abbildung 46 die durchgeführte Vereinfachung schematisch dargestellt. Der Nanodraht aus einem Schichtsystem (links) wird durch eine Parallelschaltung von Widerständen (rechts) angenähert. Der Gesamtwiderstand des dargestellten Nanodrahtes wird mit  $\frac{1}{R_{\text{ges}}} = \frac{1}{R_{\text{Ta}}} + \frac{1}{R_{\text{NiFe}}} + \frac{1}{R_{\text{Cu}}} + \frac{1}{R_{\text{CoFe}}} + \frac{1}{R_{\text{Ta}}} + \frac{1}{R_{\text{Ru}}}$  aus den Widerständen der einzelnen Schichten berechnet. Die Widerstände wiederum werden aus der Leitfähigkeit des Materials und den geometrischen Abmessungen der Schicht berechnet. Das Verhältnis der Widerstände ist unabhängig von der Drahtlänge und -breite.

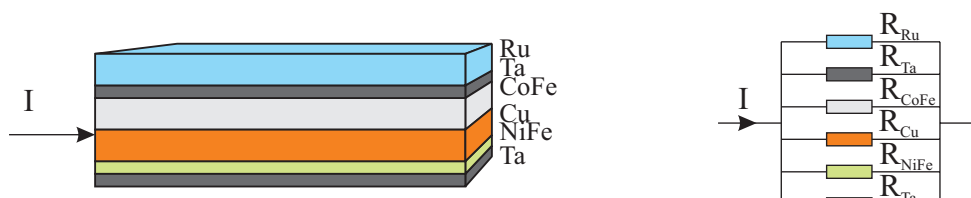


Abbildung 46: Zur Abschätzung des Stromanteils in einzelnen Schichten des Nanodrahtes (links) werden die einzelnen Schichten vereinfachend als Parallelschaltung von ohmschen Widerständen betrachtet (rechts).

Betrachtet man beispielsweise das Schichtsystem Substrat/Ta(3)/NiFe(3)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7), wobei alle Schichtdicken in nm angegeben werden, ergibt sich für den prozentualen Anteil des Stromes in der 5 nm dicken Kupferschicht etwa 88 %. Für den prozentualen Anteil in den anderen Schichten ergeben sich: Ta (0,8 %), Ru (5,2 %), NiFe (1,5 %) und CoFe (3,8 %).

Zur Vereinfachung gehen wir bei allen folgenden Betrachtungen davon aus, dass der Strom nur durch die Kupferschicht fließt. Hiermit erhalten wir theoretisch einen Fehler von 12%. Für die Stromdichte  $j$  in einem PSV-Nanodraht mit der Breite  $b$  und einer Kupferschicht der Dicke  $d_0$  folgt:

$$j = \frac{I}{b \cdot d_0} \quad (59)$$

Führt man die Abschätzung für die (später) verwendete SV-Schichtstruktur durch, erhält man für den Stromanteil in der Kupferschicht einen Wert von 89 %. Für die Berechnung der Stromdichte in SV-Strukturen wird deshalb ebenfalls angenommen, dass der Strom nur durch die Kupferelektrode fließt.

In Kapitel 4.2.3.2 ergibt die Auswertung der Experimente, dass die tatsächliche Stromdichte in der Kupferschicht etwa 20 % unter dem anhand der Näherung berechneten Wert liegt. Auch diese Abweichung ist aber für die Betrachtungen hier akzeptabel. Für eine genaue Analyse der Messdaten kann auf die experimentell ermittelten Werte zurückgegriffen werden.

In [71] stellen die Autoren eine genauere, an die dort verwendete Schichtfolge angepasste Abschätzung vor, wobei ebenfalls eine Parallelschaltung der Schichten eines PSV-Nanodrahtes betrachtet wird. Die Leitfähigkeiten der einzelnen beteiligten Schichten werden aber durch Messung einzelner Schichten ermittelt. Das Resultat dieser genaueren Abschätzung zeigt einen geringeren Stromanteil in der Kupferschicht.

Das oben beschriebene Messverfahren ist zur präzisen Messung des DC-Probenwiderstandes vor und nach einem Strompuls geeignet. Zur Bestimmung des Drahtwiderstandes während des (kurzen) Strompulses müssen Widerstandsmessungen in Echtzeit durchgeführt werden. Die Echtzeitmessungen werden mit einem ähnlichen Aufbau durchgeführt, wobei das Nanovoltmeter durch ein Oszilloskop ersetzt wird. In Abbildung 47 (links) werden beispielhaft Resultate von Echtzeitmessungen dargestellt. Bei den untersuchten Strukturen handelt es sich um PSV-Nanodrähte mit der Schichtfolge: Substrat/Ta(3)/CoFeB(3)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Die Nanodrähte besitzen unterschiedliche Breiten im Bereich 200 nm bis 500 nm. Dargestellt wird die relative Widerstandserhöhung  $R(j)/R_0$  bezogen auf den Widerstandswert bei der kleinsten Stromdichte der Messreihe  $R_0$ . In der dargestellten Messreihe werden Stromdichten im Bereich von 0,1 bis etwa  $1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  untersucht. Aus der Darstellung wird die erwartete (siehe nächster Absatz) Zunahme des Widerstandes mit steigender Stromdichte ersichtlich. Für die höchsten Stromdichten dieser Messreihe werden Widerstandserhöhungen im Bereich von 17 % gemessen. Für Stromdichten von  $1 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  beträgt die mittlere relative Erhöhung des Probenwiderstands mit  $1,047 \pm 0,010$  etwa 5 %.

Hohe Stromdichten können aufgrund Joulescher Wärme zu einer beträchtlichen Temperaturerhöhung des Drahtes führen (z. B. [11], [171]). Durch hohe Temperaturen können sowohl die Magnetisierung als auch die Koerzitivfelder beeinflusst werden. Steigt die Temperatur bis über die Curie-Temperatur, kann beim Abkühlen nach dem Strompuls ein Magnetisierungszustand mit mehreren Domänen entstehen [193]. Um dieses Verhalten der Elektroden während des Experiments von vornherein auszuschließen, ist es zunächst wichtig, die Drahttemperatur während eines Strompulses zu kennen und sie mit der Curie-Temperatur der beteiligten magnetischen Materialien zu vergleichen.

Zur Abschätzung der mittleren Drahttemperatur während eines Strompulses werden die Echtzeitwiderstandsmessungen mit Widerstandsmessungen verglichen, die mit extern beheizter Probe und niedrigem Probenstrom durchgeführt werden. Nach [194] stellt sich ab einer bestimmten Pulsdauer (die unter anderem vom verwendeten Substrat abhängt) im Nanodraht eine konstante Temperatur ein. Da der hier gemessene Spannungsabfall während der Strompulse über dem Nanodraht einen konstanten Verlauf zeigt, wird angenommen, dass die Drahttemperatur während der Strompulse nach einer kurzen Aufwärmungsphase konstant ist.



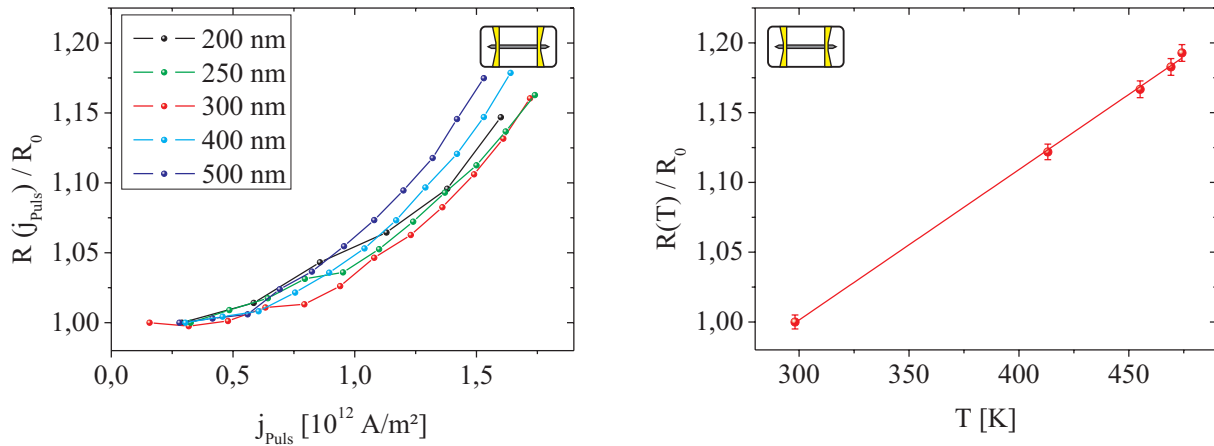


Abbildung 47: Relative Erhöhung der Drahtwiderstände während 250  $\mu\text{s}$  langer Strompulse mit der dargestellten Stromdichte für PSV-Drähte unterschiedlicher Breite (links). Rechts wird die relative Widerstandserhöhung eines Drahtes bei externer Heizung dargestellt.

Die Experimente mit externer Beheizung werden folgendermaßen durchgeführt: Die Probe wird mit Leitsilber auf eine spezielle Trägerplatte geklebt und die Kontakte mit Golddraht fest kontaktiert („gebondet“). Zur Erwärmung dient ein PTC-Heizer, zur Stromversorgung ein Labornetzteil. Die Temperatur  $T$  wird mithilfe eines Thermoelements gemessen. Mit diesem Aufbau lassen sich Temperaturen von etwa 470 K erreichen. Nach dem Einstellen eines bestimmten Heizstromes wird vor der Messung eine Stabilisierungszeit von 600 s gewählt. Nach dieser Zeit wird der Probenwiderstand mittels IV-Messung bestimmt. Die resultierende relative Widerstandszunahme durch die Erwärmung ist in Abbildung 47 (rechts) dargestellt. Im untersuchten Temperaturbereich ergibt sich eine lineare Zunahme des Probenwiderstandes mit der Temperatur. Eine lineare Anpassung der Messwerte ergibt in diesem Bereich eine Steigung von  $(1,08 \pm 0,02) \frac{10^{-3}}{\text{K}}$

Durch Vergleich der relativen Widerstandserhöhungen durch Joulesche Wärme und externer Heizung kann für die Nanodrähte gefolgert werden: Während eines Strompulses mit einer Stromdichte von  $j_{\text{Puls}} = 1 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  liegt die mittlere Drahttemperatur bei  $T = (343 \pm 12) \text{ K}$ . Bei Stromdichten von  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  liegen die mittleren Temperaturen im Bereich von  $(420 \pm 20) \text{ K}$ . Detailliertere Aussagen, z. B. über die Temperaturverteilung im Nanodraht, können mit dieser Abschätzung nicht getroffen werden. Die Temperaturverteilung wird von mehreren Faktoren beeinflusst (z. B. Substratmaterial und Zuleitungen) und kann beispielsweise durch Simulationen untersucht werden [194]. In Tabelle 2 werden Literaturwerte der Curie-Temperaturen für die hier relevanten Ferromagneten zusammengefasst. Die angegebenen Werte dienen lediglich zur Orientierung, da Einflüsse durch die Schichtdicke oder durch die exakte Materialzusammensetzung unberücksichtigt bleiben. Die durch einen Strompuls von  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  im Mittel erzeugten Temperaturen im Nanodraht liegen deutlich unter den angegebenen Curie-Temperaturen. Demnach ist ein Überschreiten der Curie-Temperatur im Nanodraht sehr unwahrscheinlich.

Material	$T_c [\text{K}]$
NiFe	869 [195], 850 [196]
CoFeB	1313 [197]
CoFe	1250 [198]

Tabelle 2: Curie-Temperaturen der Elektrodenmaterialien

Des Weiteren kann auch bei maximal beheizter Probe (470 K) noch ein deutliches GMR-Signal gemessen werden. Die Höhe des GMR-Effektes ist erwartungsgemäß (siehe Kapitel 2.1.3.7) im Vergleich zum Wert bei Zimmertemperatur reduziert. Die Effekthöhe beträgt aber noch mehr als 50 % des ursprünglichen Wertes und belegt somit, dass die Elektrodentemperatur  $T_c$  nicht überschreitet.

4.1.4.2 Nanodrähte mit NiFe-Elektrode

Nun werden experimentelle Resultate für PSV-Nanodrähte mit freien Elektroden aus NiFe phänomenologisch vorgestellt. Die Nanodrähte werden aus folgender Schichtfolge gefertigt: Substrat/Ta(3)/NiFe(3)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Liegt einzelnen Messungen eine veränderte Schichtfolge zugrunde, wird gesondert darauf eingegangen. Die Prozessierung erfolgt nach dem in Kapitel 3.2 dargestellten Prozess. Die Strukturen sind nicht auf einen hohen GMR-Effekt ausgelegt, sondern darauf, hohe Stromdichten  $j$  zu tragen. In Kapitel 3.2 befindet sich eine SEM-Aufnahme einer Beispielstruktur (Abbildung 16, siehe S. 31).

In Abbildung 48 (oben links) wird der gemessene Verlauf des GMR-Effektes als Funktion des äußeren Magnetfeldes  $\mu_0 H_{\text{ext}}$  für einen 200 nm breiten Nanodraht dargestellt. Es wird sowohl eine Messung der inneren Schleife als auch der Hauptschleife (verkleinert) gezeigt. Die Höhe des GMR-Effektes im Nullfeld beträgt etwa 1,1 %. Die Koerzitivfeldstärken der beiden Elektroden werden aus den Messungen zu  $\mu_0 H_{C, \text{NiFe}} = (1,4 \pm 0,2)$  mT und  $\mu_0 H_{C, \text{CoFe}} = (36,9 \pm 0,5)$  mT ermittelt. Der ohmsche Widerstand des Drahtes im P-Zustand beträgt etwa  $R_P \cong 535 \Omega$ .

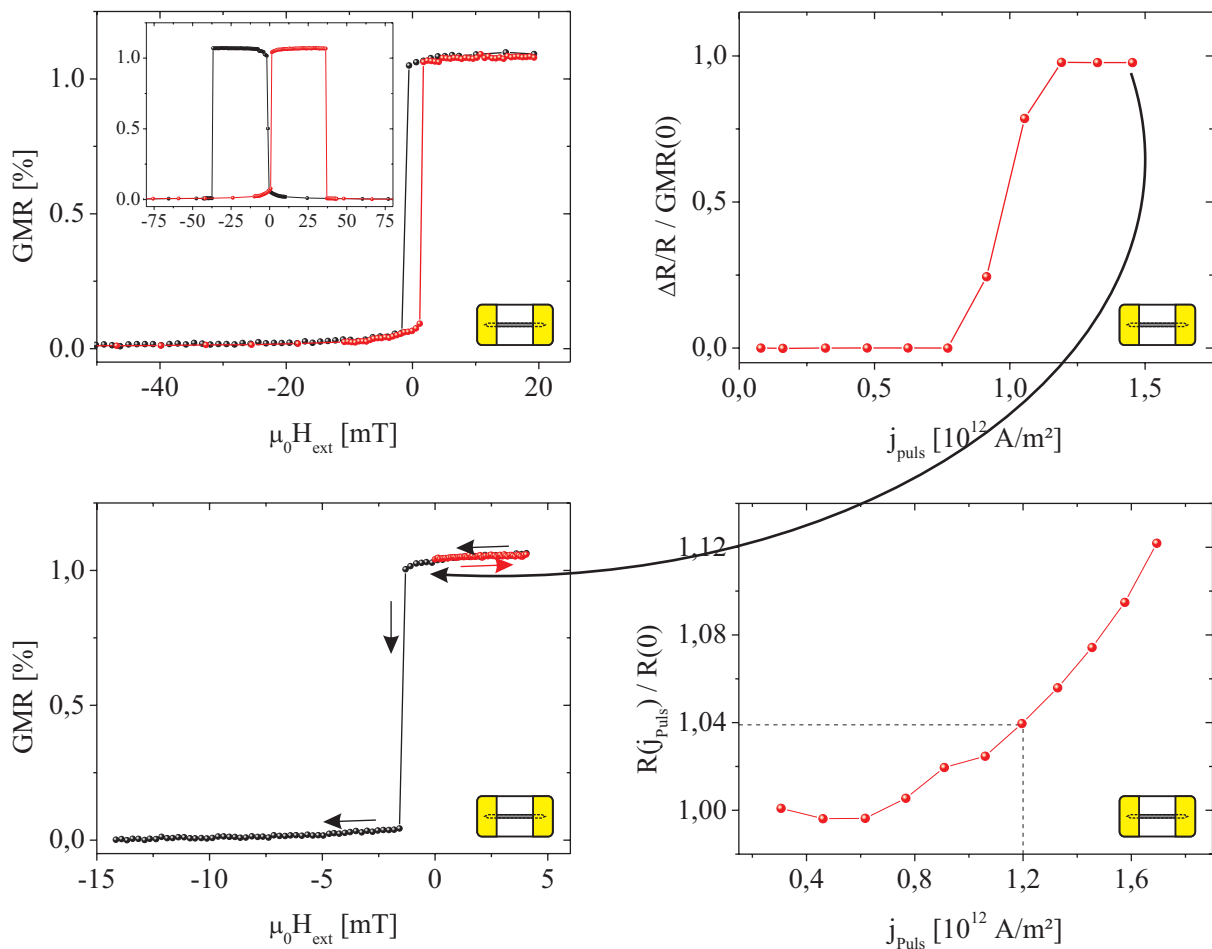


Abbildung 48: MR-Messungen eines 200 nm breiten PSV-Nanodrahtes (oben links). Strominduziertes Ummagnetisieren der NiFe-Elektrode mit Einzelschussmessungen im Nullfeld, dargestellt als relative Widerstandsänderung bezogen auf den GMR-Effekt (oben rechts). MR-Messung nach dem stromvermittelten Ummagnetisieren im Nullfeld (unten links) und relative Widerstandsänderung des Nanodrahtes als Funktion der Pulsstromdichte.

In der Abbildung wird oben rechts das Ergebnis einer Serie von Einzelschussmessungen im Nullfeld dargestellt. In Darstellungen von Einzelschussmessungen werden die Messpunkte durch Linien verbunden. Dies soll lediglich dem Betrachter die Erkennung der Tendenz erleichtern. Werden Messreihen von Einzelschussmessungen nur einmal durchgeführt, wird in der Darstellung auf Fehlerbalken verzichtet. Als Erfahrungswert kann eine Variation der kritischen Stromdichten in aufeinanderfolgenden Messungen von etwa 10 % angegeben werden. Aus der Auftragung geht hervor,

dass für Pulsstromdichten bis etwa  $7,5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$  keine Veränderung des Widerstandes des Nanodrahtes auftritt. Bei höheren Stromdichten wird nach dem Strompuls ein erhöhter Widerstandswert gemessen. Im dargestellten Beispiel entspricht die relative Widerstandserhöhung ab einer Pulsstromdichte von  $1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  dem Wert des GMR-Effektes im Nullfeld. Der Nanodraht befindet sich nach dem Strompuls im AP-Zustand.

Um sicher zu stellen, dass sich der Nanodraht tatsächlich im AP-Zustand befindet, wird folgende Messung durchgeführt: Der Nanodraht wird entsprechend des Einzelschusschemas im Nullfeld in einen P-Zustand präpariert. Ein Strompuls von  $1,4 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  wird durch den Draht geschickt. Anschließend wird eine MR-Messung (siehe Abbildung 48, unten links) durchgeführt. Diese Messung wird im Nullfeld direkt im Anschluss an den Strompuls gestartet und zunächst in positiver Richtung über das ermittelte Koerzitivfeld der freien Elektrode erhöht. Anschließend wird das Magnetfeld reduziert und in Gegenrichtung vergrößert, sodass ein Ausschnitt aus der inneren Schleife entsteht. Bei der Erhöhung des Magnetfeldes bis auf 4 mT wird keine weitere Änderung des Widerstandes gemessen. Erst bei Überschreiten des Koerzitivfeldes der NiFe-Elektrode in Gegenrichtung tritt eine Widerstandsänderung auf. Die Änderung entspricht genau dem GMR-Effekt des Nanodrahtes. Dieses Resultat dient als Beleg für das Umschalten der Magnetisierung der freien Elektrode durch einen Strompuls aus dem P-Zustand in den AP-Zustand. Zur Abschätzung der Drahttemperatur während des Strompulses wird mittels Echtzeitmessungen eine Kennlinie des Drahtes aufgenommen (siehe Abbildung 48, rechts unten). Die relative Widerstandserhöhung des Nanodrahtes beträgt für Pulsstromdichten von  $1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  etwa 4 %. Mithilfe der Darstellung in Abbildung 47 wird die Drahttemperatur grob auf 335 K geschätzt. Die Erwärmung des Drahtes aufgrund Joulescher Wärme ist in diesem Fall sehr gering, sodass Temperatureffekte als Ursache für das Umschalten ausgeschlossen werden können.

Die bisher diskutierte Messung zeigt das vollständige Umschalten der Magnetisierung der freien Elektrode für eine bestimmte Präparationsrichtung sowie eine bestimmte Stromrichtung. In Abbildung 49 wird sowohl der Einfluss der Stromrichtung, als auch der Einfluss der Präparationsrichtung untersucht. In der Abbildung wird oben links der vollständige Satz von Einzelschussmessungen des Drahtes zusammengestellt. Dazu wird sowohl die Richtung des Resetfeldes variiert als auch die Polarität der Strompulse. Aus der Darstellung wird ersichtlich, dass vollständiges Umschalten der Magnetisierung in dieser Struktur nur für bestimmte Konfigurationen auftritt. Der vorliegende Nanodraht wird vollständig durch den Strompuls umgeschaltet, wenn die Bewegung der Elektronen im Draht in Richtung der Magnetisierung erfolgt. Im umgekehrten Fall erfolgt das Umschalten im untersuchten Bereich nicht vollständig (die Widerstandserhöhung entspricht einem Umschalten von 72 % des Drahtes). Andere Nanodrähte (Ergebnisse nicht dargestellt) werden nur bei umgekehrter Konfiguration vollständig umgeschaltet, sodass davon ausgegangen wird, dass die relative Ausrichtung von Magnetisierung und Elektronenrichtung nicht relevant ist.

Zur Untersuchung des im Draht vorliegenden Zustandes nach nicht vollständigem Umschalten wird eine MR-Messung nach dem 72-prozentigen Umschalten durchgeführt (siehe Abbildung 49, links unten). In der Messung tritt – wie erwartet – auch bei Erhöhung des Magnetfeldes eine weitere Widerstandserhöhung auf. Diese Widerstandserhöhung entspricht dem Umschalten des noch im P-Zustand verbliebenen Teils des Drahtes. Durch den Strompuls wird also eine Domänenstruktur im Nanodraht erzeugt. Bei Umkehr des Feldes tritt am Koerzitivfeld eine Widerstanderniedrigung auf, die dem vollständigen GMR-Effekt des Drahtes entspricht. Entscheidend für das Auftreten des asymmetrischen Verhaltens ist möglicherweise die Form der Zuleitungen. In Abbildung 49 (oben rechts) wird beispielhaft die Messreihe an einem nominell identischen Draht, allerdings mit schmalen elektrischen Zuleitungen (siehe SEM-Aufnahme in Kapitel 3.2) gezeigt. Hier tritt scheinbar unabhängig von der Stromrichtung bei hohen Stromdichten ein vollständiges Ummagnetisieren der freien Elektrode auf.

In der Abbildung unten rechts wird an diesem Draht eine „kontinuierliche“ Messmethode getestet und mit Einzelschussmessungen verglichen. Bei dieser kontinuierlichen Messmethode wird zwischen den Spannungspulsen kein Resetfeld angelegt, sondern die Pulshöhe kontinuierlich vergrößert und nach jedem Puls eine Widerstandsmessung durchgeführt. Beide Messmethoden führen zu vergleichbaren Resultaten. Die kontinuierliche Methode erlaubt aufgrund ihres automatisierten Ablaufs eine höhere Anzahl von Messpunkten, außerdem wird durch das konstante Magnetfeld eine mögliche Fehlerquelle durch das Einstellen des Magnetfeldes beseitigt. Allerdings liegt bei dieser Methode nicht jedem

Messpunkt ein definierter Anfangszustand zugrunde. Deshalb werden die Messungen mit der Einzelschussmethode bevorzugt.

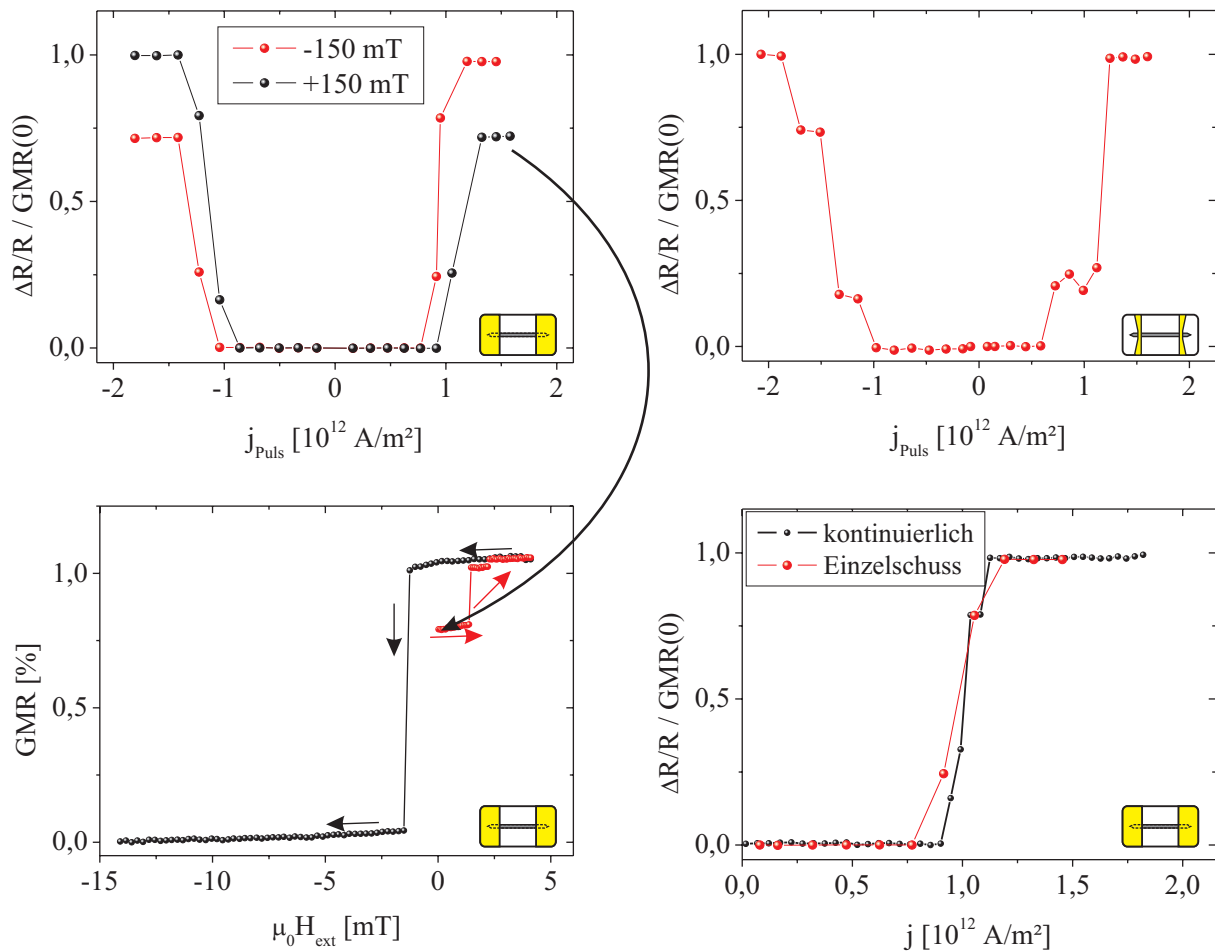


Abbildung 49: Strominduziertes Umschalten mittels Einzelschussmessungen von 200 nm breiten Nanodrähten mit 3 nm dicker Permalloy-Elektrode. Bei Verwendung von flächigen Zuleitungen (links oben) ist jeweils nur in einer Stromrichtung vollständiges Umschalten zu beobachten, bei schmalen Zuleitungen (rechts) unabhängig von der Ausrichtung der Magnetisierungen für beide Stromrichtungen komplettes Umschalten.

Im weiteren Verlauf wird die zum vollständigen Umschalten benötigte kritische Stromdichte genauer untersucht. In Abbildung 50 und Abbildung 51 werden die ermittelten Abhängigkeiten zusammengefasst. Zu den wichtigsten Abhängigkeiten gehören äußere, axiale Magnetfelder, die Breite der Nanodrähte sowie die Dicke der freien Elektrode.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der kritischen Pulsstromdichte  $j_{krit}$  von axialen Magnetfeldern wird das Messschema folgendermaßen geändert: Die Strompulse werden nicht im Nullfeld durch den Nanodraht geschickt, sondern nach dem Reset ( $-150$  mT) wird ein kleines, axiales Magnetfeld eingestellt. Durch Wiederholung der Messserie für unterschiedliche äußere Felder wird der starke Einfluss eines axialen Magnetfeldes sichtbar, wobei die Richtung des Magnetfeldes entscheidend ist (siehe Abbildung 50). Magnetfelder, die den P-Zustand stabilisieren, das Feld ist also in Richtung der Magnetisierungen orientiert, vergrößern die kritische Stromdichte im Vergleich zum Nullfeldfall stark. Im dargestellten Beispiel erhöht sich durch ein äußeres Magnetfeld von  $\mu_0 H_{ext} = -0,4$  mT die kritische Stromdichte von  $j_{krit} = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> im Nullfeld auf  $(2,3 \pm 0,5) \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. Ein äußeres Feld von  $+0,4$  mT bevorzugt den AP-Zustand und erniedrigt die Stromdichte ebenfalls etwa um einen Faktor 2 auf einen Wert von  $j_{krit} = (0,52 \pm 0,03) \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>.

Die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte von der Strukturbreite  $b$  wird ebenfalls untersucht. Dazu werden Mittelwerte der kritischen Stromdichte mehrerer Nanodrähte für unterschiedliche Strukturbreiten im Nullfeld ermittelt. Die Resultate werden in Abbildung 51 dargestellt. Demnach werden die höchsten kritischen Stromdichten für schmale (200 nm breite) Strukturen gemessen. Im

Mittel beträgt die kritische Pulsstromdichte  $j_{\text{krit}} = (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ . Bereits 250 nm breite Strukturen weisen deutlich reduzierte kritische Stromdichten von  $(8,2 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$  auf. Bei weiterer Erhöhung der Strukturbreite ergibt sich ein nahezu konstanter Verlauf. Die kritischen Stromdichten für 500 nm breite Strukturen betragen im Mittel  $(8,3 \pm 1,0) \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$ . Sie liegen damit etwa 60 % unter dem Wert für 200 nm breite Strukturen.

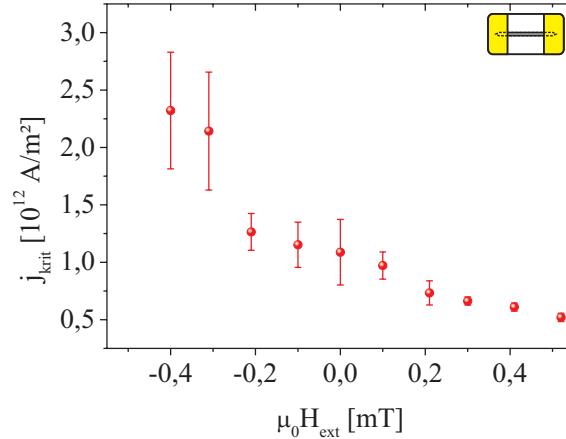


Abbildung 50: Kritische Pulsstromdichte eines 200 nm breiten PSV-Nanodrahtes mit 3 nm dicker NiFe-Elektrode in kleinen axialen Magnetfeldern

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der kritischen Pulsstromdichte von der Schichtdicke der freien Elektrode  $d_{\text{NiFe}}$  werden PSV-Schichtstrukturen analog zur bisherigen mit unterschiedlich dicker NiFe-Elektrode hergestellt und jeweils Nanodrähte mit einer Breite von 200 nm strukturiert. Die Ermittlung der kritischen Pulsstromdichte erfolgt durch die Einzelschussmethode im Nullfeld. Die Resultate werden in Abbildung 51 (rechts) dargestellt. Es zeigt sich ein besonders starker Einfluss der Schichtdicke der freien Elektrode. Bei Erhöhung der Schichtdicke von 3 nm auf 5 nm erhöht sich die zum vollständigen Umschalten benötigte Stromdichte um etwa einen Faktor 4 auf einen Wert von  $j_{\text{krit}} = (5,0 \pm 0,3) \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ . Die Experimente mit dickeren freien Elektroden erfordern sehr hohe Stromdichten, wodurch hohe Drahttemperaturen nahe  $T_C$  zu befürchten sind. Diese Abhängigkeit von der NiFe-Schichtdicke zeigt, dass der gefundene Umschalteffekt nur für sehr dünne freie Elektroden beobachtet werden kann.

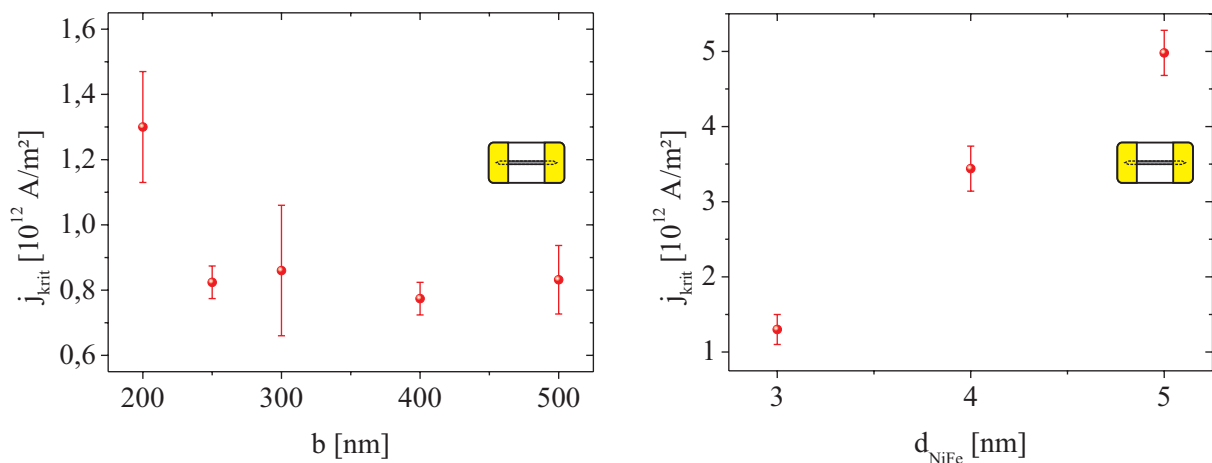


Abbildung 51: Kritische Pulsstromdichte im Nullfeld als Funktion der Drahtbreite (links) sowie als Funktion der NiFe-Dicke für 200 nm breite Nanodrähte (rechts)

Im weiteren Verlauf wird ein anschauliches Modell zur Beschreibung des beobachteten strominduzierten Umschaltens der GMR-Nanodrähte entwickelt. Dazu wird aus einer Reihe von möglichen Ursachen durch ein Ausschlussverfahren die wahrscheinlichste Ursache ermittelt.

#### 4.1.4.3 Modellentwicklung

Zur Entwicklung eines qualitativen Modells zur Beschreibung des beobachteten strominduzierten Umschaltens von PSV-Nanodrähten werden zunächst mögliche Ursachen betrachtet und gegebenenfalls ausgeschlossen. Die nach dem Ausschlussverfahren verbleibende Möglichkeit wird dann als wahrscheinliche Ursache dem Modell zugrunde gelegt.

Schmale stromführende Zuleitungen können aufgrund ihres Oerstedfeldes lokal Domänenwände im Nanodraht induzieren [199]. Aus diesem Grund werden auch großflächige Kontakte verwendet, die das komplette Drahtende bedecken. Mit diesen Kontakten kann ebenfalls das vollständige Umschalten der freien Elektrode gezeigt werden. Allerdings treten bei dieser Zuleitungsgeometrie Abhängigkeiten von der Stromrichtung auf, sodass nur für bestimmte Konfigurationen die Magnetisierung der freien Elektrode vollständig umgekehrt wird.

Eine mögliche Erwärmung der Nanodrähte während des Strompulses über die Curie-Temperatur wird durch die Echtzeitwiderstandsmessungen und den Vergleich der relativen Widerstandserhöhungen mit einer Kalibrierungskurve ausgeschlossen (siehe Abbildung 47). Zusätzliche Sicherheit geben die Messungen in kleinen axialen Magnetfeldern, wo für beide Feldrichtungen ein Ummagnetisieren gemessen wird. Nach einer Erwärmung über die Curie-Temperatur würde sich die Magnetisierung aber entlang des äußeren Feldes orientieren. Außerdem tritt die Erwärmung unabhängig von der Stromrichtung auf, sodass die geringen (reproduzierbaren) Unterschiede für umgekehrte Präparation dadurch nicht erklärbar sind.

Ein Umschalten aufgrund der Präzessionsbewegung der Magnetisierung [187] kommt wegen der langen Pulsdauern und der langen Anstiegszeiten der Strompulse nicht in Frage. Desweiteren tritt der Effekt unabhängig von der Pulsdauer (im Bereich 250  $\mu$ s bis 1000  $\mu$ s) auf und erlaubt nur das Umschalten aus dem P-Zustand in den AP-Zustand.

In den Drähten können während der Strompulse aber Temperaturgradienten auftreten, da sich die thermische Ankopplung der oberen Schichten von der Ankopplung der unteren Schichten an das Substrat unterscheidet. Theoretisch kann ein derartiger Temperaturgradient zu einem Drehmoment auf die Magnetisierung aufgrund von thermisch induziertem Spinübertrag führen [200]. Da abhängig von der Schichtfolge ein Temperaturgradient entweder den P- oder den AP-Zustand begünstigt, wird dieser Effekt dadurch ausgeschlossen, dass auch Drähte hergestellt werden, bei denen die Reihenfolge der Elektroden vertauscht wird (nicht dargestellt). Diese Strukturen zeigen aber auch das Umschalten vom P- in den AP-Zustand.

In kurzen Nanodrähten kann des Weiteren über die Drahtenden eine Dipolkopplung zwischen den Elektroden vorliegen [71]. Dieser Effekt kann als Ursache ausgeschlossen werden, da auch das Umschalten eines Teilbereiches des Drahtes in der Drahtmitte möglich ist (diese Experimente folgen in einem späteren Kapitel). Diese Messungen schließen ebenfalls eine aufgrund der Strompulse durch den Nanodraht bewegte Domänenwand als Ursache aus.

Ein neuartiger STT-Effekt wird durch die abnehmende kritische Stromdichte mit der Strukturbreite (und damit zunehmendem Elektrodenvolumen) sowie dem annähernd symmetrischen Verhalten mit der Stromrichtung ausgeschlossen.

Bisher unberücksichtigt ist das Oerstedfeld des Stromes durch den Nanodraht, dessen Einfluss die wahrscheinlichste Ursache für das Umschalten der GMR-Nanodrähte darstellt. Dazu muss berücksichtigt werden, dass sich die Stromdichten in den einzelnen Schichten des PSV-Schichtsystems aufgrund der unterschiedlichen Schichtdicken und elektrischen Leitfähigkeiten unterscheiden (siehe Diskussion in Kapitel 4.1.4.1). Deshalb wird hier vereinfachend angenommen, dass der gesamte Strom durch die Kupferschicht fließt.

In Abbildung 52 wird schematisch die im Nanodraht vorliegende magnetische Konfiguration (rechts) während des zeitlichen Verlaufes des Strompulses (links) dargestellt. Folgendermaßen kann nun das Ummagnetisieren eines PSV-Nanodrahtes mittels Oerstedfeld im magnetischen Nullfeld erklärt werden: Zu Beginn („1“) befindet sich der Nanodraht aufgrund der Präparation in einem P-Zustand. Durch den Nanodraht fließt ein Strompuls, dessen resultierende Stromdichte ein Oerstedfeld erzeugt, welches für die direkt an die Kupferschicht angrenzenden Schichten entgegengesetzt orientiert ist. Dadurch werden die Magnetisierungen der beiden Elektroden in unterschiedlichen Richtungen transversal aus der Drahttrichtung heraus rotiert („2“) [201], wobei die Magnetisierung der freien Elektrode bereits durch geringe Transversalfelder aus der Drahtachse heraus rotiert werden kann. Zu Beginn des Strompulses kann diese Magnetisierung um einen Winkel nahe 90° ausgelenkt werden. Die Magnetisierung der festen Elektrode wird deutlich geringer ausgelenkt. Die in entgegengesetzten

Richtungen aus der Drahtachse rotierten magnetischen Momente beider Schichten erzeugen starke Streufelder, welche zu einer Dipolkopplung zwischen den Elektroden führt. Diese Kopplung bevorzugt eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen. Durch die Kombination von Oerstedfeld und Dipolkopplung erfährt die freie Elektrode eine Auslenkung von über  $90^\circ$  („3“).

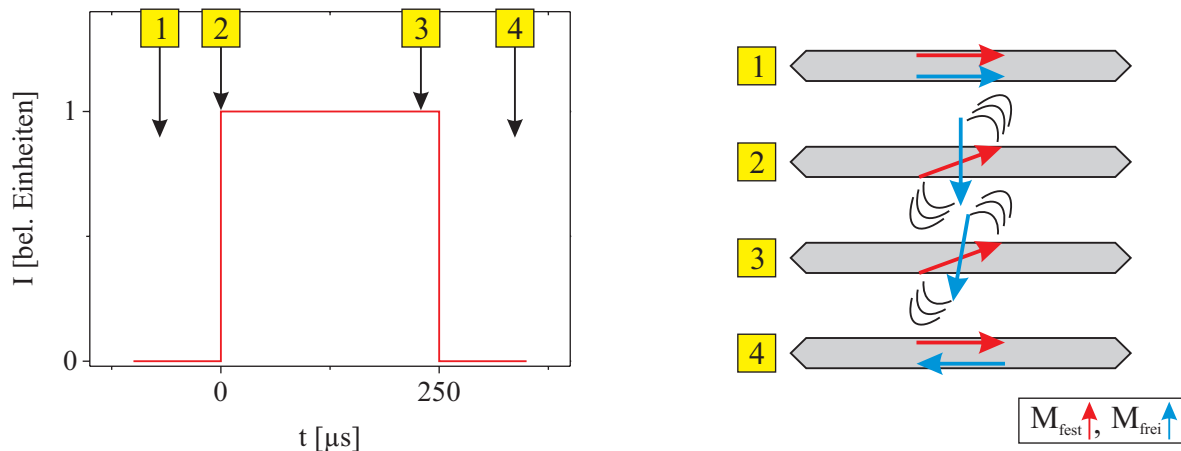


Abbildung 52: Schema zum strominduzierten Ummagnetisieren eines PSV-Nanodrahtes. Aufgrund des Oerstedfeldes eines Strompulses durch die nicht magnetische Zwischenschicht rotieren die Magnetisierungen beider Elektroden aus dem P-Zustand („1“) aus der Drahtrichtung heraus („2“). Durch induzierte magnetostatische Wechselwirkungen zwischen den Magnetisierungen vergrößert sich der Auslenkungswinkel der freien Elektrode auf über  $90^\circ$  („3“). Nach dem Abschalten des Strompulses relaxiert die Magnetisierung in den AP-Zustand („4“).

Die Auslenkung über  $90^\circ$  ist allein durch ein (langsam ansteigendes) transversales Oerstedfeld nicht möglich. Endet der Strompuls, verschwindet das Oerstedfeld und die Magnetisierungen relaxieren in die Drahtachse zurück. Die Magnetisierung der festen Elektrode kehrt in ihre ursprüngliche Ausrichtung zurück, die freie Magnetisierung relaxiert durch ihre Auslenkung von über  $90^\circ$  in die entgegengesetzte Richtung („4“). Es entsteht ein AP-Zustand. Beträgt die Auslenkung der freien Magnetisierung zum Ende des Strompulses weniger als  $90^\circ$ , kehrt die Magnetisierung in ihren Ausgangszustand zurück. Es liegt weiterhin ein P-Zustand vor.

Zusammengefasst ergibt sich folgendes Bild: Das Umschalten des Magnetisierungszustandes aus dem P- in den AP-Zustand erfolgt durch das Oerstedfeld des Stromes und der durch die Auslenkung der Magnetisierungen erzeugten Dipolkopplung zwischen den Schichten. Die im vorhergehenden Kapitel ermittelten Abhängigkeiten der kritischen Stromdichte können im Rahmen dieses Modells qualitativ erklärt werden:

Die Tatsache, dass überhaupt eine kritische Stromdichte zum Umschalten benötigt wird, erklärt sich durch die benötigte Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode. Diese Auslenkung muss so groß sein, dass durch die zusätzlich induzierte Dipolkopplung eine Auslenkung über  $90^\circ$  erfolgt.

Liegt während des Strompulses ein zusätzliches axiales Magnetfeld an, wird dadurch die Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode verringert (Feld in Richtung der Magnetisierungen) oder vergrößert (Feld entgegen der Magnetisierungen). Wird die Auslenkung verringert, muss ein stärkeres Oerstedfeld erzeugt werden, um die benötigte Auslenkung zu erreichen. Die kritische Stromdichte erhöht sich im Vergleich zum Nullfeldfall. Bei umgekehrter Feldrichtung wird die kritische Stromdichte entsprechend reduziert.

Die tendenzielle Abnahme der kritischen Stromdichte mit der Strukturbreite wird durch die verringerte Formanisotropie erklärt. Eine niedrigere Formanisotropie bewirkt, dass geringere transversale Felder (und somit geringere Stromdichten) zum Erreichen einer bestimmten Auslenkung der Magnetisierung benötigt werden.

Diese Modellvorstellung wird im weiteren Verlauf durch mikromagnetische Simulationen mit *Mumax 2* überprüft.

#### 4.1.4.4 Mikromagnetische Simulationen

Die im letzten Abschnitt entwickelte Modellvorstellung zum Ummagnetisieren von PSV-Nanodrähten wird durch eine Reihe von mikromagnetischen Simulationen überprüft.

In Abbildung 53 (links) wird die gewählte Simulationsgeometrie skizziert. Es werden 4096 nm lange Nanodrähte mit spitz zulaufenden Enden und einer geringen Randrauheit betrachtet. Die Ausrichtung der Nanodrähte wird so gewählt, dass die x-Achse parallel zur langen Seite des Drahtes liegt, die y-Richtung in der Schichtebene senkrecht dazu. Senkrecht zur Oberfläche liegt die z-Richtung. In z-Richtung wird die Schichtabfolge in Anlehnung an die Experimente eingestellt. Durch Vorgabe der Materialparameter wird die Schichtfolge NiFe/Cu/CoFe eingestellt. Der Gilbert-Dämpfungsparameter wird für den Großteil der Simulationen auf 1 eingestellt. Einzelne Simulationen werden zu Kontrollzwecken auch mit einem Dämpfungsparameter von 0,006 für die ferromagnetischen Schichten wiederholt, um sicherzustellen, dass das beobachtete Verhalten nicht nur aufgrund der hohen Dämpfung auftritt. Die Zellengröße beträgt 4 nm x 4 nm in der Schichtebene und 1 nm senkrecht dazu.

Wie weiter oben bereits dargestellt, fließt der elektrische Strom im Experiment näherungsweise nur durch die Kupferschicht und erzeugt ein Magnetfeld, welches näherungsweise transversal (y-Richtung) zur Drahtichtung orientiert ist. Außerdem fließt der Strom nur zwischen den Zuleitungen durch den Nanodraht. Dementsprechend wird in den Simulationen ein transversales Magnetfeld  $H_{\text{trans}}$  definiert (das Feld besitzt nur eine Komponente in y-Richtung), welches in den beiden Elektroden entgegen gerichtet ist und nur im zentralen Bereich des Drahtes anliegt (siehe Abbildung 53, links).

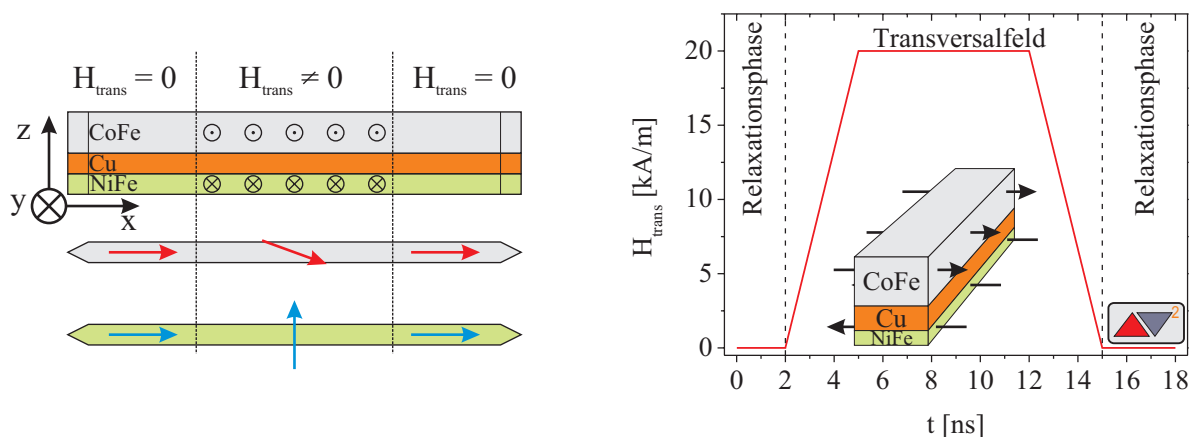


Abbildung 53: Schematische Darstellung der Simulationsgeometrie (links). Das transversale Magnetfeld wird nur im mittleren Bereich des Nanodrahtes angelegt, die Feldrichtung ist in den beiden Elektroden entgegengesetzt. Rechts wird der zeitliche Verlauf der Simulationen dargestellt. Nach einer Relaxationsphase zu Beginn wird das Transversalfeld linear erhöht. Das maximale Feld bleibt für 7 ns angelegt, bevor es linear reduziert wird und eine weitere Relaxationsphase folgt.

Zeitlich laufen die Simulationen nach folgenden Schema ab (siehe Abbildung 53, rechts): Nach Präparation des Anfangszustandes erfolgt eine kurze Relaxationsphase von 2 ns im Nullfeld. Im Anschluss wird der Betrag des transversalen Magnetfeldes linear über einen Zeitraum von 3 ns auf den Maximalwert erhöht. Das Feld bleibt für einen Zeitraum von 7 ns angelegt, ehe es erneut über einen Zeitraum von 3 ns linear auf null reduziert wird. Nach einer erneuten Relaxationsphase im Nullfeld wird der vorliegende Zustand analysiert.

Zunächst wird dieses Vorgehen erläutert: Als Ausgangszustand wird jeweils ein P-Zustand präpariert, wobei die Magnetisierungen beider Elektroden in die +x-Richtung ausgerichtet werden. Das im Anschluss an die erste Relaxationsphase eingeschaltete Transversalfeld repräsentiert das Oerstedfeld des Stromes. In Anlehnung an das Experiment wird das Transversalfeld nur im zentralen Bereich des Drahtes angelegt. Des Weiteren ist das Feld in den beiden Elektroden entgegengesetzt orientiert. Durch das langsame Erhöhen des Feldes und die hohe Dämpfung sollen Präzessionsbewegungen unterdrückt werden.



Zunächst werden die Auslenkungen der Magnetisierungen im Nanodraht bei angelegtem Transversalfeld untersucht. Diese Simulationen werden nach dem beschriebenen Schema durchgeführt. Die Analyse erfolgt am Ende des Feldplateaus, noch bevor das Feld wieder reduziert wird. Folgendes Verhalten wird beobachtet:

Erwartungsgemäß rotieren die Magnetisierungen beider Elektroden im Transversalfeld aus der Richtung des Nanodrahtes in die jeweilige Feldrichtung. In Abbildung 54 wird diese Rotation der Magnetisierungen beispielhaft für 128 nm breite Nanodrähte im Detail dargestellt. Insgesamt werden die Ergebnisse sechs verschiedener Schichtstapel analysiert. Es handelt sich dabei um PSV-Strukturen mit unterschiedlichen Schichtdicken der NiFe-Elektrode von 2 nm bis 5 nm, einer 5 nm dicken Kupfer-Zwischenschicht und einer 10 nm dicken CoFe-Elektrode. Des Weiteren wird eine Vergleichsstruktur ohne CoFe-Elektrode betrachtet. Die maximale Feldstärke des Transversalfeldes beträgt jeweils 20 kA/m ( $\mu_0 H \approx 25$  mT). In Abbildung 54 (links) wird der Winkel der Magnetisierung  $\varphi$  für jede Zelle des Drahtes in der Drahtmitte (x-Richtung) als Funktion der y-Koordinate (transversale Position im Draht) dargestellt. Auf diese Weise entsteht ein Profilbild der Auslenkung der Magnetisierung quer zum Draht. Zunächst ist in der Abbildung zu erkennen, dass transversal keine einheitliche Auslenkung vorliegt. Die Ursache hierfür liegt in der Formanisotropie, die sich am Rand des Drahtes stark bemerkbar macht und die Auslenkung dort reduziert.

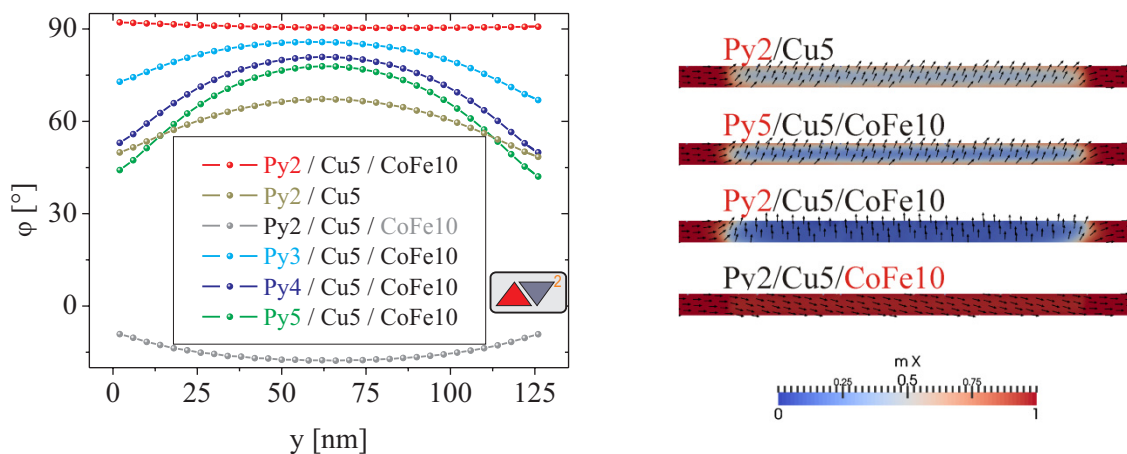


Abbildung 54: Auslenkungen der Magnetisierung bezüglich der Drahtachse in der Drahtmitte bei einer Transversalfeldstärke von 20 kA/m für verschiedene Schichtstapel. Eingefärbt ist die Schicht, deren Magnetisierung dargestellt ist (links). Spinstruktur im zentralen Bereich des Nanodrahts am Ende des Feldplateaus (rechts).

Die 5 nm dicke NiFe-Elektrode erfährt im Transversalfeld eine Auslenkung von  $\varphi = 45^\circ$  am Drahttrand und etwa  $77^\circ$  in der Drahtmitte. Mit abnehmender NiFe-Dicke nimmt die Auslenkung der Magnetisierung sowohl im Rand als auch im Zentrum zu. Bei einer Schichtdicke von 4 nm beträgt die zentrale Auslenkung schon  $81^\circ$ , bei 3 nm  $86^\circ$ . Bei einer weiteren Reduktion der Permalloydicke steigt der Rotationswinkel über die  $90^\circ$ -Schwelle. Für das untersuchte System mit 2 nm NiFe beträgt der Rotationswinkel im Zentrum  $90,5^\circ$  und  $92^\circ$  am Rand der Struktur. Für diese Struktur ist auch die Auslenkung der Magnetisierung der CoFe-Schicht gezeigt. Die Auslenkung unterscheidet sich durch das entgegengerichtete Feld im Vorzeichen. Außerdem ist die Magnetisierung nur bis zu einem Winkel von  $-17^\circ$  im Inneren und lediglich  $-9^\circ$  im Randbereich ausgelenkt.

Die Auslenkung der Magnetisierung der 2 nm dicken Permalloy-Elektrode im System ohne CoFe ist deutlich geringer. Der Winkel beträgt im Randbereich des Drahtes  $50^\circ$  und  $67^\circ$  in der Drahtmitte. Dieses Ergebnis zeigt, dass die Auslenkung der Magnetisierung der Permalloyschicht bei vorhandener CoFe-Elektrode erhöht ist. Verantwortlich dafür ist das Streufeld der CoFe-Elektrode. Durch dieses zusätzliche Feld erfahren die Spins der NiFe-Elektrode eine weitere Auslenkung. Im rechten Teil von Abbildung 54 wird für ausgewählte Beispiele die aus den Simulationen resultierende Spinstruktur gezeigt. Die Darstellungen zeigen einen Ausschnitt des Nanodrahtes, wobei der dargestellte Ausschnitt etwas breiter als der Anregungsbereich ist. Die Einfärbung entspricht der lokalen Richtung der Magnetisierung. Zusätzlich wird durch Pfeile die Richtung der Magnetisierung einzelner Zellen

dargestellt. Aus dieser Darstellung sind die bisherigen Resultate bereits zu erkennen. Die Auslenkung der 2 nm dicken Permalloyschicht hängt stark vom Vorhandensein der festen Elektrode ab. Darüber hinaus hängt die Auslenkung der Magnetisierung der Py-Schicht stark von der Schichtdicke ab. Die Auslenkung der CoFe-Elektrode ist in der Darstellung kaum zu erkennen.

Die bisher diskutierten Simulationen belegen bereits, dass für bestimmte Schichtdicken der Rotationswinkel der Magnetisierung der NiFe-Schicht bei vorhandener fester Elektrode im Transversalfeld über  $90^\circ$  liegen kann. Nach Reduktion des Transversalfeldes relaxiert die Magnetisierung nicht in die Ausgangsausrichtung zurück, sondern in die entgegengesetzte Richtung. Das System befindet sich dann in einen AP-Zustand.

In Abbildung 55 wird das zeitliche Verhalten der Permalloy-Magnetisierung während der Feldsequenz im Detail gezeigt. Die Darstellungen zeigen die Permalloy-Elektrode einer NiFe(2)/Cu(5)/CoFe(10)-Schichtstruktur. Die Drahtbreite beträgt 128 nm, der dargestellte Bereich zeigt den zentralen Bereich des Nanodrahtes mit einer Länge von etwa  $1\ \mu\text{m}$ . Die Spinstruktur wird erneut durch Pfeile dargestellt. Die Einfärbung entspricht der Magnetisierungsrichtung entlang des Drahtes, wobei rot Magnetisierung in  $+x$ -Richtung, blau Magnetisierung in  $-x$ -Richtung darstellt. Der Anfangszustand („1“) zeigt die Spinstruktur nach der ersten Relaxationsphase. Die Magnetisierung ist entlang des Drahtes in  $+x$ -Richtung ausgerichtet. In der Folge wird ein Transversalfeld bis auf eine maximale Feldstärke von 20 kA/m erhöht. Zustand „2“ zeigt die Situation etwa zur Hälfte des Feldanstiegs. Die Magnetisierung ist bereits deutlich aus der Drahtachse heraus rotiert. Durch den Einfluss der Formanisotropie ist die Auslenkung der Magnetisierung im Randbereich geringer als in der Drahtmitte. Das maximale Transversalfeld von 20 kA/m bleibt nach dem Erreichen des Plateauwertes für 7 ns angelegt. Am Ende dieses Plateaus liegt Zustand „3“ vor. Die Auslenkung der Magnetisierung beträgt zu diesem Zeitpunkt am Rand des Drahtes  $92^\circ$ . Zustand „4“ liegt während der Reduktion des Transversalfeldes vor, nach dem vollständigen Abschalten des Feldes und einer erneuten Relaxationsphase Zustand „5“. Die Magnetisierung der Elektrode zeigt jetzt in die  $-x$ -Richtung. Die Magnetisierungsrichtung der Permalloy-Elektrode hat sich um  $180^\circ$  gedreht, das PSV befindet sich in einem AP-Zustand.

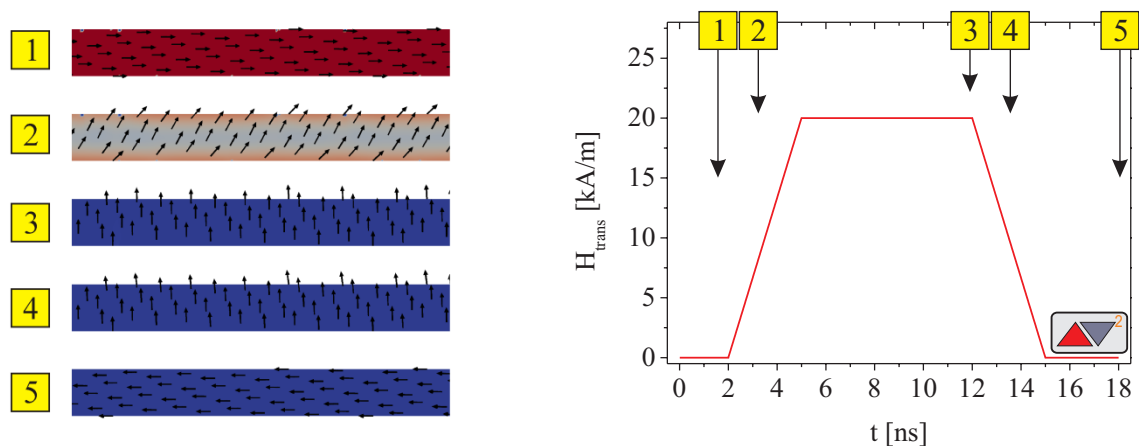


Abbildung 55: Darstellung der Py-Spinstruktur im Nanodraht zu ausgewählten Zeitpunkten während der Simulation. „1“ Zustand nach Relaxation, „2“ während des Feldanstiegs, „3“ Endzustand im Feld, „4“ während der Reduktion des Feldes, „5“ Endzustand.

Nach Abbildung 54 beträgt der Auslenkungswinkel der Magnetisierung einer 2 nm dicken Permalloy-Elektrode in einem Transversalfeld von 20 kA/m ( $\mu_0 H \approx 25$  mT) mehr als  $90^\circ$ . Die Auslenkung der Magnetisierung aus der Drahttrichtung hängt natürlich entscheidend von der angelegten Feldstärke ab. Bei kleinen Feldstärken findet nur eine geringe Auslenkung statt. Bei größeren Feldstärken nimmt die Auslenkung zu. In Abbildung 56 wird die Auslenkung im Transversalfeld für verschiedene Feldstärken zum Zeitpunkt 11,5 ns, also kurz vor Ende des Feldplateaus, dargestellt. In der linken Abbildung wird die Auslenkung der Magnetisierung der NiFe-Elektrode dargestellt. Für Transversalfeldstärken von 14 kA/m ( $\mu_0 H \approx 17,6$  mT) beträgt die Auslenkung am Rand des Drahtes etwa  $82^\circ$ , in der Drahtmitte  $87^\circ$ . Bei einer Erhöhung der Feldstärke steigt der Auslenkungswinkel

weiter an. Bei 15 kA/m ( $\mu_0 H \approx 18,9$  mT) beträgt der Winkel  $89,7^\circ$  in der Drahtmitte und  $89,1^\circ$  am Rand. Eine Feldstärke von 15,5 kA/m ( $\mu_0 H \approx 19,5$  mT) genügt, um einen Auslenkungswinkel von mehr als  $90^\circ$  zu beobachten ( $90,1^\circ$  in der Drahtmitte,  $90,3^\circ$  am Rand). Bei 17 kA/m ( $\mu_0 H \approx 21,3$  mT) beträgt die Auslenkung  $90,3^\circ$  und  $90,7^\circ$ . Diese Darstellung zeigt, dass eine bestimmte Feldstärke benötigt wird, um eine Auslenkung von über  $90^\circ$  zu erreichen. Dieses Feld wird im Folgenden als kritisches Feld bezeichnet. Im Falle der 128 nm breiten Nanodrähte mit der Schichtfolge NiFe(2)/Cu(5)/CoFe(10) beträgt das kritische Feld  $H_{krit} = 15,5$  kA/m ( $\mu_0 H_{krit} \approx 19,5$  mT). In Abbildung 56 wird auch die Auslenkung der Magnetisierung der CoFe-Elektrode dargestellt (rechts). Wie bereits in Abbildung 54 angedeutet, wird die Magnetisierung der festen Elektrode im untersuchten Feldbereich deutlich geringer ausgelenkt. Im Feldbereich zwischen 14 kA/m ( $\mu_0 H \approx 17,6$  mT) und 17 kA/m ( $\mu_0 H \approx 21,3$  mT) beträgt die Auslenkung im Randbereich etwa  $-8^\circ$  und in der Mitte des Nanodrahtes zwischen  $-13^\circ$  und  $-15,5^\circ$ .

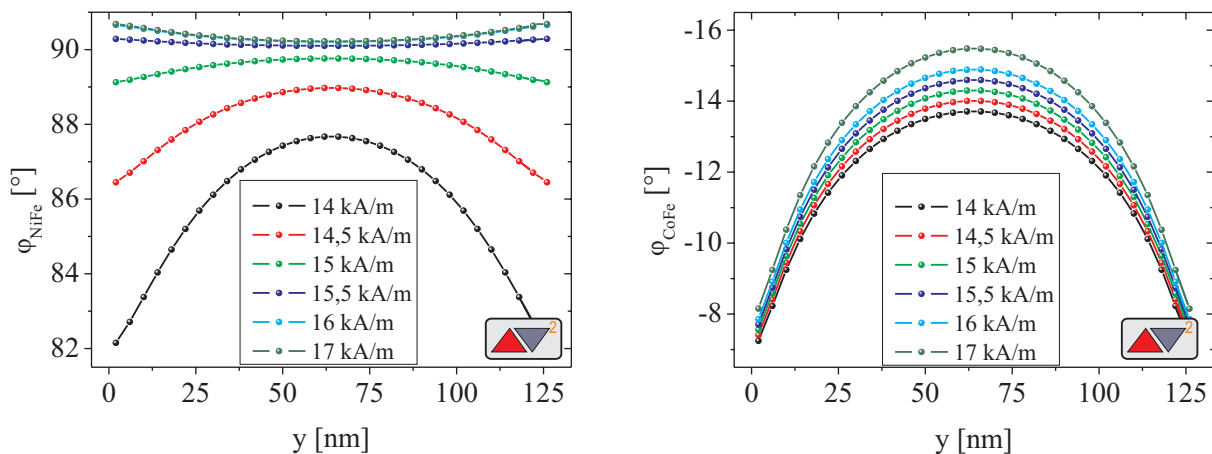


Abbildung 56: Auslenkung der Magnetisierung der Permalloy- (links) und der CoFe- (rechts) Elektrode bei verschiedenen Transversalfeldstärken als Funktion der transversalen Position im Draht. Die 128 nm breiten Nanodrähte bestehen aus der Schichtabfolge NiFe(2)/Cu(5)/CoFe(10).

Durch Variation der Schichtdicken und der Strukturbreite kann gezeigt werden, dass das kritische Feld von der Strukturbreite, von der Dicke der festen Elektrode und der Dicke der Kupferschicht abhängt. Außerdem ergibt sich eine Abhängigkeit von einem zusätzlich vorhandenem axialen Magnetfeld. In Abbildung 57 werden diese Ergebnisse zusammengestellt. Zunächst wird die Abhängigkeit von der Strukturbreite  $b$  untersucht (links oben). Diesen Ergebnissen liegt erneut eine NiFe(2)/Cu(5)/CoFe(10)-Schichtstruktur zugrunde. Aus der Darstellung der ermittelten kritischen Felder geht hervor, dass das kritische Feld mit der Strukturbreite abnimmt. Die Ursache wird im sinkenden Einfluss der Formanisotropie vermutet. Sinkt der Einfluss der Formanisotropie, steigt die Auslenkung der Magnetisierungen in einem bestimmten Feld an, die zum Umschalten benötigte Feldstärke sinkt.

Da lediglich Tendenzen aufgezeigt werden sollen, werden die Untersuchungen zu den Abhängigkeiten von Schichtdicken und vom äußeren Feld aufgrund der geringeren Simulationsdauer mit 64 nm breiten Strukturen durchgeführt. Die Dicke der Py-Elektrode wird dafür nicht verändert. In Abbildung 57 (oben rechts) wird die ermittelte Variation des kritischen Feldes  $H_{krit}$  für ein zusätzliches äußeres Feld  $H_x$  entlang des Drahtes dargestellt. Das äußere Feld wird entgegen der Ausrichtung der Magnetisierung orientiert, es begünstigt somit den AP-Zustand. Mit steigendem Feld sinkt das zum Umschalten benötigte kritische Feld. Für ein äußeres Feld von 1 mT reduziert sich das kritische Feld um etwa 20 %. Geringe äußere Magnetfelder (0,1 mT) in die Gegenrichtung führen dazu, dass selbst in Transversalfeldern von 40 kA/m kein Umschalten mehr stattfindet. Bei einer Vergrößerung der Randrauigkeit kann aber auch bei äußeren Feldern, die einen P-Zustand begünstigen, ein Umschalten beobachtet werden.

In Abbildung 57 (unten links) wird die ermittelte Abhängigkeit des kritischen Feldes von der Dicke der Kupferschicht  $d_0$  gezeigt. Das kritische Feld steigt mit der Kupferschichtdicke an. Während für eine 2 nm dicke Zwischenschicht das kritische Feld 18,5 kA/m ( $\mu_0 H \approx 23,2$  mT) beträgt, liegt der entsprechende Wert für eine 8 nm dicke Zwischenschicht bei 26 kA/m ( $\mu_0 H \approx 32,6$  mT). Als

Ursache für dieses Verhalten wird die reduzierte Kopplung zwischen den Schichten bei vergrößerter Zwischenschichtdicke angenommen.

Die Abhängigkeit des kritischen Feldes von der Dicke der festen Elektrode  $d_{\text{CoFe}}$  wird in der Abbildung unten rechts dargestellt. Bei einer Vergrößerung der Schichtdicke von 10 nm auf 17 nm erniedrigt sich das kritische Feld geringfügig von 23 kA/m ( $\mu_0 H \approx 28,9$  mT) auf 21,5 kA/m ( $\mu_0 H \approx 27$  mT). Bei einer Reduktion der CoFe-Schichtdicke auf 7 nm wird allerdings auch bei Transversalfeldern von bis zu 40 kA/m ( $\mu_0 H \approx 50$  mT) kein Umschalten der NiFe-Elektrode mehr beobachtet.

Eine Variation der Permalloydicke wird in den Simulationen nur in engen Grenzen untersucht. Bei einer Vergrößerung der Schichtdicke auf 3 nm bzw. 4 nm wird das Umschalten in Transversalfeldern bei bestimmten Strukturen beobachtet (z. B.: NiFe(3)/Cu(4)/CoFe(11) und NiFe(4)/Cu(4)/CoFe(24)). Ebenso wird bei 1 nm dicken Elektroden in 128 nm breiten Drähten mit 5 nm Zwischenschicht für CoFe-Schichtdicken von 3 nm bis 7 nm das Umschalten der NiFe-Schicht beobachtet. Ab einer CoFe-Schichtdicke von 8 nm tritt auch ohne Transversalfeld ein Ummagnetisierungsprozess von den Enden des Drahtes her ein. Bei CoFe-Schichtdicken von 2 nm und darunter schaltet die NiFe-Elektrode nicht um.

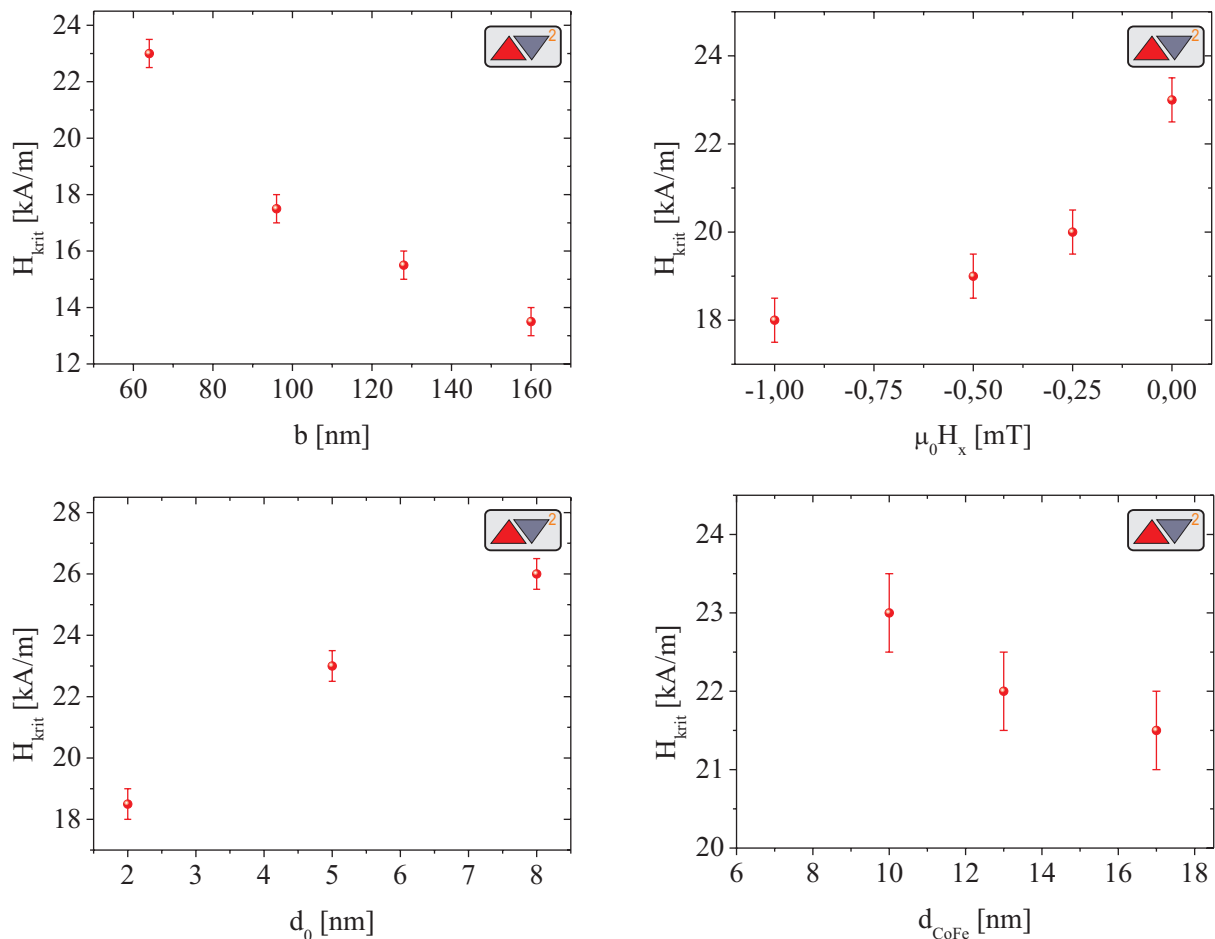


Abbildung 57: Ermittelte Abhängigkeiten des kritischen Feldes von der Breite der Nanodrähte (oben links), von der Stärke eines zusätzlichen axialen äußeren Feldes (oben rechts) und der Kupferschichtdicke (unten links) für NiFe(2)/Cu(x)/CoFe(10)-Strukturen. Das kritische Feld ist ebenfalls von der Dicke der festen Elektrode für NiFe(2)/Cu5/CoFe(x) abhängig. Die Untersuchungen zur Abhängigkeit vom externen Feld und den Schichtdicken wird an 64 nm breiten Strukturen durchgeführt.

64 nm breite Drähte mit 2 nm dicken Permalloy-Elektroden und einer 5 nm dicken Zwischenschicht schalten nur mit CoFe-Elektroden um, die mindestens eine Dicke von 10 nm haben. Die durchgeführten Simulationen mit geringeren Schichtdicken (7 nm und darunter) führen auch nach Transversalfeldstufen von bis zu 40 kA/m ( $\mu_0 H \approx 50$  mT) nicht zu einem AP-Zustand. Die Dicke der

CoFe-Schicht, unterhalb der kein Umschalten mehr auftritt, ist allerdings von der Strukturbreite abhängig. Bei 128 nm breiten Drähten tritt das Umschalten auch bei 7 nm dicken CoFe-Schichten auf. Die kritische Feldstärke liegt in diesem Fall unterhalb von 20 kA/m ( $\mu_0 H \approx 25$  mT).

Im folgenden Abschnitt werden die bisherigen Simulationsergebnisse mit experimentellen Werten verglichen.

#### 4.1.4.4.a Vergleich der bisherigen Ergebnisse aus Simulation und Experiment

Im Folgenden werden kurz die Simulationsergebnisse mit den experimentell ermittelten Resultaten qualitativ verglichen.

Sowohl im Experiment als auch in den Simulationen kann das Ummagnetisieren von PSV-Nanodrähten demonstriert werden, wobei das Umschalten ab einer gewissen kritischen Stromdichte bzw. ab einem kritischen transversalen Feld stattfindet.

Ein Vergleich der kritischen Felder aus den Simulationen und der kritischen Stromdichte wird durch Berechnung des Oerstedfeldes aus der Stromdichte möglich. Das Oerstedfeld des Stromes wird für einen unendlich langen, rechteckigen Leiter abgeschätzt (siehe Kapitel 2.3). Eine Stromdichte von  $1 \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> durch einen 200 nm breiten und 5 nm dicken Leiter erzeugt demnach ein Oerstedfeld mit einer Transversalkomponente von 2,4 kA/m nahe der Oberfläche des Leiters. Die kritischen Felder in den Simulationen liegen deutlich höher (etwa um einen Faktor 5). Diese Abweichung lässt sich vermutlich folgendermaßen erklären: Während die mikromagnetischen Simulationen bei  $T = 0$  K durchgeführt werden, finden die Experimente bei Raumtemperatur statt. Die Temperaturen in den Nanodrähten liegen während der Strompulse noch darüber. Durch die thermischen Fluktuationen wird vermutlich das kritische Feld reduziert. Des Weiteren wird in den Simulationen nur eine sehr grobe Näherung für das Oerstedfeld verwendet. Eine realistischere Näherung wird z. B. in [71] vorgestellt.

Trotz der absoluten Abweichung der kritischen Felder um etwa einen Faktor 5, können die Tendenzen auf die kritische Feldstärke bei Variation verschiedener Einflussfaktoren verglichen werden:

Die Breitenabhängigkeit der kritischen Pulsstromdichte äußert sich in den Simulationen in einer Reduktion um 40 % bei einer Vergrößerung der Streifenbreite um einen Faktor 2,5. Im Experiment wird ebenfalls bei Vergrößerung der Streifenbreite von 200 nm auf 500 nm eine Reduktion der Pulsstromdichte beobachtet, wobei die Reduktion 60 % beträgt. Die Strukturbreiten liegen allerdings in den Simulationen deutlich unter den experimentell untersuchten Breiten.

Die Abhängigkeit von einem kleinen axialen Magnetfeld entgegen der Magnetisierungsrichtung im P-Zustand äußert sich in einer Verringerung der kritischen Stromdichte bzw. des kritischen Stromes. Ein Magnetfeld von 0,4 mT reduziert die experimentell ermittelte kritische Stromdichte etwa um einen Faktor 2. In den Simulationen wird das kritische Feld für ein äußeres Feld gleicher Größe um etwa 15 % verringert. Kleine Magnetfelder in Richtung der Magnetisierung stabilisieren den P-Zustand und führen im Experiment zu einer Verdopplung der kritischen Stromdichte. In den Simulationen kann nur bei Strukturen mit hoher Randrauheit ein Umschalten beobachtet werden. Die in den Simulationen ermittelten Abhängigkeiten von der Kupferdicke und der Dicke der festen Elektrode werden experimentell nicht untersucht.

Zusammenfassend wird festgehalten, dass die mikromagnetischen Simulationen das entwickelte Modell qualitativ bestätigen. Im weiteren Verlauf werden Nanodrähte mit CoFeB-Elektrode untersucht und im Rahmen der Untersuchungen mögliche Anwendungen des gefundenen Effektes diskutiert.

#### 4.1.4.5 Nanodrähte mit CoFeB-Elektrode

Im folgenden Abschnitt wird das zuvor beschriebene Oerstedschalten auf ein anderes Materialsystem angewandt. Bei den folgenden Experimenten wird die freie NiFe-Elektrode des PSV-Schichtsystems durch CoFeB ersetzt. Das verwendete  $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$  besitzt im Vergleich zu Permalloy nominell eine deutlich höhere Spinpolarisation ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ : 48 % [202],  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ : 51 % [202],  $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ : 65 % [203]). Der Grund für die Verwendung dieses Materials ist vor allem seine im Vergleich zu NiFe deutlich höhere Curie-Temperatur  $T_C$  (siehe Tabelle 2, S. 63), dadurch wird für dieses Material die Wahrscheinlichkeit einer Erwärmung während eines Strompulses auf oder nahe an  $T_C$  weiter reduziert. Weiterhin kann dieses Material amorph abgeschieden werden (siehe dazu auch TEM-Aufnahme in

Kapitel 6.5.2.1), wodurch keine Korngrenzen als innere Anhaftstellen für Domänenwände vorhanden sind. Zunächst wird nun demonstriert, dass das Oerstedschalten auch in CoFeB-Elektroden auftritt. Anschließend wird untersucht, wie dieser Effekt dazu genutzt werden kann, gezielt Teilstücke von geraden Nanodrähten umzuschalten. Ferner wird geprüft, ob das Umschalten auch in nicht geraden Nanodrähten auftritt. Zu diesem Zweck werden L-förmige Drähte untersucht.

Die im weiteren Verlauf beschriebenen Untersuchungen werden mit Nanodrähten aus folgendem Schichtsystem durchgeführt: Substrat/Ta(3)/CoFeB(3)/Cu( $d_0$ )/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Es werden Nanodrähte mit zwei unterschiedlichen Kupferdicken mit  $d_0 = 5$  nm und  $d_0 = 8$  nm hergestellt. Die Prozessierung der Nanodrähte erfolgt nach dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Prozess.

Im weiteren Verlauf werden Resultate von Einzelschussexperimenten diskutiert. Die elektrischen Zuleitungen der Nanodrähte werden in Form von schmalen Zuleitungen realisiert. In Abbildung 58 (links) werden die Ergebnisse für einen 150 nm breiten Nanodraht mit 5 nm dicker Kupferschicht dargestellt. Der GMR-Effekt dieser Struktur beträgt im Nullfeld 1,05 %. Ab einer kritischen Pulsstromdichte  $j_{\text{krit}}$  tritt analog zu den Messungen an den PSV-Nanodrähten mit NiFe-Elektrode eine reversible Widerstandserhöhung auf, die der Höhe des GMR-Effektes im Nullfeld entspricht. Die kritische Pulsstromdichte beträgt für diese Struktur im Mittel  $(2,3 \pm 0,1) \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. Für beide Stromrichtungen wird ein vollständiges Umschalten in den AP-Zustand beobachtet.

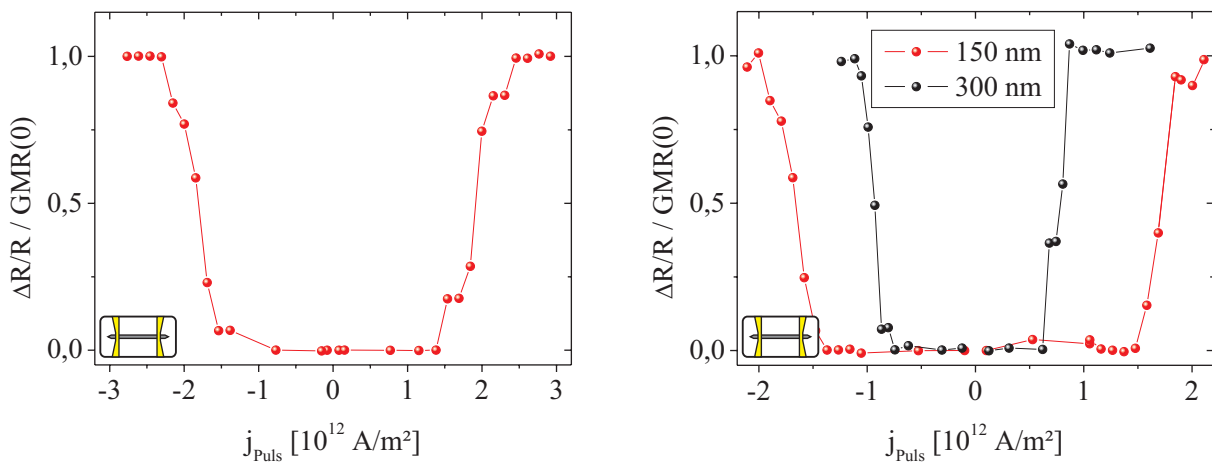


Abbildung 58: Strominduzierte Ummagnetisierung von 3 nm dicken CoFeB-Elektroden in PSV-Nanodrähten mittels Einzelschussmessungen. Eine 10 nm dicke CoFe-Schicht bildet die feste Elektrode. 150 nm breiter Nanodraht mit 5 nm Kupferschicht (links) und Drähte mit einer Breite von 150 nm bzw. 300 nm mit einer 8 nm Kupferschicht (rechts).

In der Abbildung werden zusätzlich Resultate für PSV mit 8 nm dicker Kupferschicht gezeigt (rechts). Der GMR-Effekt dieser Strukturen ist durch die größere Zwischenschichtdicke reduziert und beträgt im Mittel 0,56 %. Die kritischen Pulsstromdichten betragen für einen 150 nm Nanodraht  $(1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> und  $(0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> für einen Nanodraht mit einer Breite von 300 nm. Diese Messungen zeigen somit (für diese einzelnen Strukturen) eine starke Reduktion der kritischen Pulsstromdichte mit zunehmender Strukturbreite.

Zusammenfassend wird festgehalten, dass das Oerstedschalten auch in CoFeB-Elektroden auftritt. Der direkte Vergleich der kritischen Pulsstromdichten der beiden Materialsysteme mit 5 nm Kupferdicke ist aufgrund der unterschiedlichen Strukturbreiten leider nicht möglich. Des Weiteren liegen keine Resultate für NiFe-Elektroden mit 8 nm Kupferschicht vor. Aus diesem Grund ist keine Bewertung der relative Höhe der kritischen Pulsstromdichte für die unterschiedlichen Materialien möglich.

4.1.4.5.a Umschalten von Teilstücken gerader Drähte

Die bisher diskutierten Messungen zeigen das vollständige Umschalten eines Nanodrahtes zwischen zwei schmalen Zuleitungen. Im weiteren Verlauf wird das gezielte Umschalten von Teilstücken eines Nanodrahtes untersucht. Dazu wird ein 180 nm breiter Nanodraht untersucht. Der Nanodraht besteht aus der Schichtfolge Substrat/Ta(3)/CoFeB(3)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7) und besitzt vier elektrische Zuleitungen. In Abbildung 59 befindet sich neben einer Zusammenstellung der Ergebnisse auch eine SEM-Aufnahme des Drahtes. Die vier Zuleitungen werden mit „A“ bis „D“ bezeichnet. Die Messungen mit Strompulsen werden in diesem Fall nicht mit der Einzelschussmethode, sondern mit der kontinuierlichen Messmethode durchgeführt. Zum Umschalten des Mittelstückes des Drahtes wird der Draht zunächst in einem starken axialen Magnetfeld (hier  $-100$  mT) in einen P-Zustand präpariert. Anschließend werden in verschiedenen axialen Magnetfeldern im Bereich zwischen  $0$  mT und  $4$  mT ( $\mu_0 H_{C,CoFeB} > 4$  mT) Strompulse durch die Zuleitungen B und D geschickt. Aus jeder Messreihe wird die kritische Pulsstromdichte  $j_{krit}$  zum vollständigen Umschalten des Mittelstückes bestimmt. Die kritischen Stromdichten werden hier aus dem Mittelwert der größten Strompulsdichte, bei der noch keine Widerstandserhöhung auftritt und der kleinsten Stromdichte nach dem vollständigen Umschalten bestimmt. In Abbildung 59 (oben) werden die ermittelten kritischen Pulsstromdichten als Funktion des axialen Magnetfeldes  $\mu_0 H_{ext}$  für beide Stromrichtungen dargestellt.

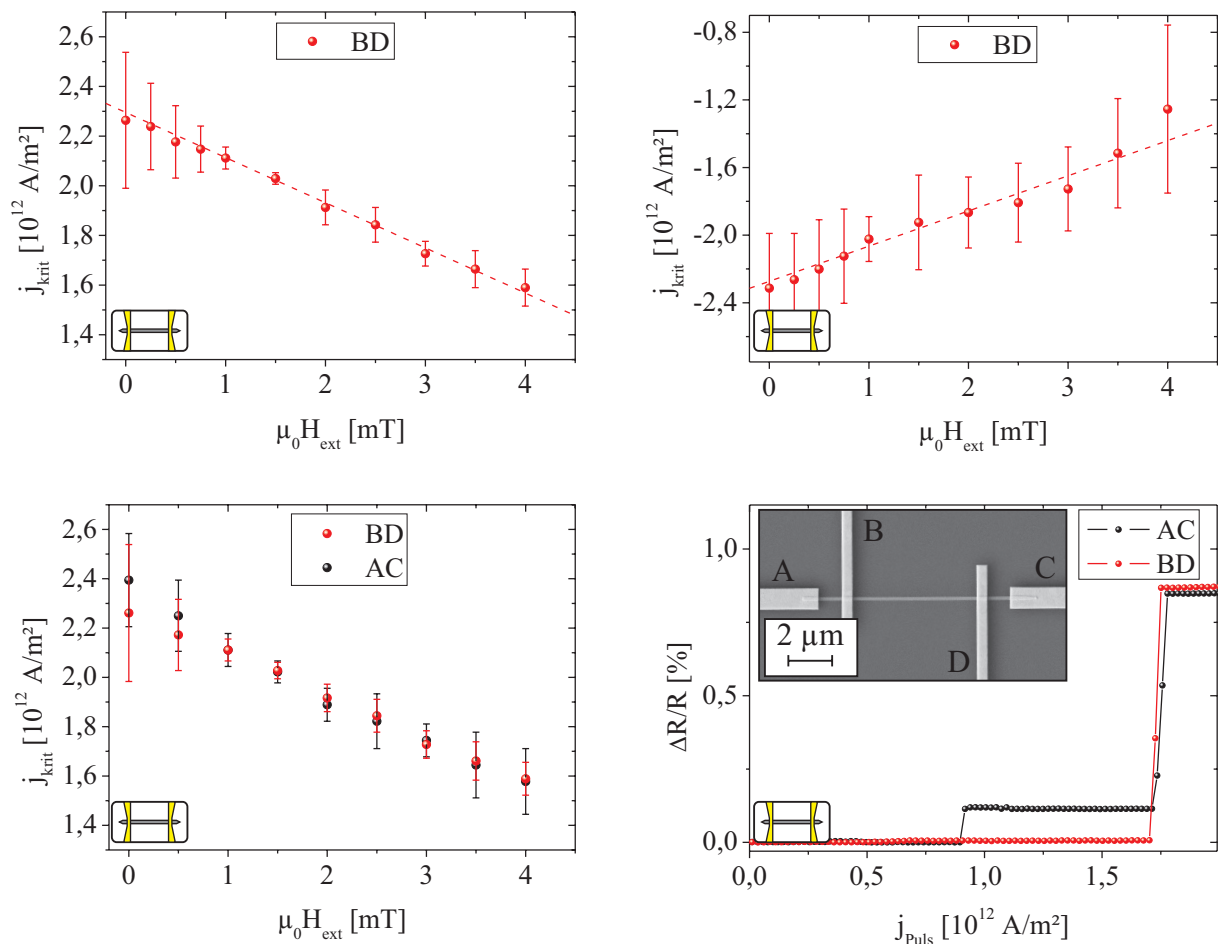


Abbildung 59: Umschalten eines Zwischenstückes mit schmalen Zuleitungen und axialem Magnetfeld (oben) mit beiden Stromrichtungen und Vergleich der zum Umschalten des Mittelstückes benötigten Stromdichten bei Messungen durch den kompletten Draht (unten)

Die ermittelten Werte erlauben mit guter Übereinstimmung eine lineare Anpassung. Diese Anpassung dient der präzisen Ermittlung der kritischen Pulsstromdichte im Nullfeld. Für positive Ströme wird ein Wert von  $j_{krit,+} = (2,29 \pm 0,01) \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ , für negative Ströme von  $j_{krit,-} = -(2,27 \pm 0,03) \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  ermittelt. Die Beträge der kritischen Stromdichten stimmen im

Nullfeld im Rahmen ihrer Fehler überein. Im Mittel beträgt die kritische Pulsstromdichte  $2,28 \cdot 10^{12} \text{A/m}^2$ . Der Betrag der kritischen Pulsstromdichte wird durch das axiales Magnetfeld durchschnittlich um  $1,9 \cdot 10^{11} \frac{\text{A/m}^2}{\text{mT}}$  verringert.

Die in Abbildung 59 unten dargestellten Resultate belegen, dass es sich bei dem auftretenden Umschalten der Magnetisierung tatsächlich um ein Umschalten aufgrund des Oerstedfeldes des Strompulses und nicht um die strominduzierte Bewegung einer Domänenwand handelt. Es handelt sich hier um Messreihen nach dem kontinuierlichen Messverfahren. Abweichend zu den vorhergehenden Messungen werden nun Strompulse durch die Zuleitungen A und C geschickt. In der Abbildung unten rechts wird ein typischer Signalverlauf (in einem axialen Feld von +3 mT) als relative Widerstandsänderung mit Bezug auf den Widerstand des P-Zustandes gezeigt. Durch Vergleich der Widerstandsänderungen mit MR-Messungen kann das Umschalten der Bereiche identifiziert werden. In der Beispielmessung werden Messreihen durch die Zuleitungen AC und BD direkt verglichen. Wird durch die Zuleitungen BD gemessen, tritt eine einzige Widerstandserhöhung auf, die dem Umschalten des Bereiches zwischen den Zuleitungen entspricht. In der Messung durch die Zuleitungen A und C treten zwei Widerstandserhöhungen auf. Dabei handelt es sich um eine geringe Widerstandserhöhung bei niedrigen Stromdichten, die dem Umschalten des Bereiches AB oder CD entspricht, sowie einer größeren Erhöhung, die dem Umschalten des restlichen Nanodrahtes entspricht. Nach dem Umschalten des ersten Teilbereiches befindet sich also entweder unter der Zuleitung B oder D eine Domänenwand im Draht. Da das Umschalten des Mittelbereiches bei der gleichen Stromdichte stattfindet wie bei der Messung durch BD, wird angenommen, dass eine im Draht vorhandene Domänenwand durch die Strompulse nicht durch den Draht bewegt wird und außerdem die kritische Stromdichte nicht beeinflusst.

Aufgrund der unterschiedlichen Widerstände der Zuleitungen und der auftretenden Kontaktwiderstände wird zur Beantwortung der Frage, ob tatsächlich nur der Mittelbereich des Drahtes bei Messungen durch B und D umschaltet, ein Vergleich einzelner Widerstandsmessungen vor und nach dem strominduzierten Umschalten des zentralen Bereichs durchgeführt. Dazu werden zunächst die Widerstände zwischen den Kontaktpaaren im P- und im AP-Zustand im Nullfeld gemessen. Anschließend wird im Nanodraht ein P-Zustand präpariert und der Bereich zwischen den Kontakten B und D durch einen Strompuls im Nullfeld gezielt in den AP-Zustand umgeschaltet. Im Anschluss werden erneut die Widerstände zwischen den Kontaktpaaren gemessen. In der folgenden Tabelle werden die einzelnen Messwerte zusammengefasst:

Kontakte	$R_{AP}[\Omega]$	$R_P[\Omega]$	$R[\Omega]$ nach Puls	Zustand
AB	93,3	92,6	92,6	P
AC	529,9	526,2	528,9	Zwischen
AD	457,5	453,6	456,9	Zwischen
BC	455,1	451,2	454,4	zwischen
BD	382,8	379,4	382,8	AP
CD	90,9	90,2	89,9	P

Tabelle 3: Zusammenfassung der Widerstandsmesswerte

Nach dem strominduzierten Umschalten des Bereiches zwischen B und D wird zwischen den Zuleitungen A und B weiterhin der Widerstand des P-Zustandes gemessen. Der Widerstand des Drahtes zwischen A und C liegt zwischen den Werten des P- bzw. des AP-Zustandes. Dies gilt auch für die Widerstände zwischen den Zuleitungen AD und BC. Zwischen den Zuleitungen B und D wird erwartungsgemäß der Widerstand des AP-Zustandes gemessen. Zwischen den Zuleitungen C und D wird ein Widerstand gemessen, der geringfügig unterhalb des P-Wertes liegt. Eine Abweichung dieser Größe liegt im möglichen Rahmen der Variation durch unterschiedlichen Kontakt der Nadeln beim erneuten Kontaktieren der Zuleitung. Insgesamt ergeben diese Messwerte folgendes Bild: Der Draht wird durch einen überkritischen Strompuls durch ein kontaktiertes Teilstück auch nur in diesem Teilstück umgeschaltet. Die zwei entstandenen Domänenwände befinden sich demnach unter den Zuleitungen.



#### 4.1.4.5.b Umschalten von L-förmigen Drähten

Nach der erfolgreichen Demonstration des gezielten Umschaltens eines Teilbereiches eines geraden Nanodrahtes wird im Folgenden als weitere Anwendung untersucht, ob es möglich ist, die homogen magnetisierte freie Elektrode eines L-förmigen Drahtes vollständig umzuschalten. Anschließend werden diese Experimente mit einer Domänenwand in der Krümmung des Drahtes wiederholt. Die Domänenwand in der Krümmung des L-förmigen Nanodrahtes wird durch eine passende Magnetfeldsequenz erzeugt (siehe z. B. [11]).

In Abbildung 60 wird eine SEM-Aufnahme eines L-förmigen Nanodrahtes mit elektrischen Kontakten zusammen mit der hier verwendeten Winkelkonvention abgebildet (links). Der dargestellte Nanodraht besitzt bei einer Breite von 300 nm eine Gesamtlänge von 13,5  $\mu\text{m}$  (6,5  $\mu\text{m}$ ) für den langen (kurzen) Arm der Struktur. Es wird darauf hingewiesen, dass in der verwendeten Konvention die Angaben „-250 mT entlang 45°“ und „250 mT entlang 225°“ gleichwertige Angaben für ein bestimmtes Magnetfeld darstellen. Im rechten Teil der Abbildung 60 wird das Prinzip der Präparation des Anfangszustandes mit und ohne Domänenwand erläutert. Nach diesem Prinzip muss für die erfolgreiche Präparation des magnetischen Zustandes im Nanodraht ein Sättigungsfeld angelegt werden, welches die Formanisotropie übertrifft [11]. Im oberen Beispiel wird der Nanodraht entlang der 225°-Richtung gesättigt. Die Magnetisierung in beiden Schichten und Armen ist im Sättigungsfall nahezu in Richtung des äußeren Feldes orientiert. Der exakte Winkel der Magnetisierungen bezüglich der Drahtachse im Sättigungsfeld ist von der Feldstärke und der Formanisotropie des Drahtes abhängig. Nach dem Abschalten des Sättigungsfeldes rotieren die Magnetisierungen in die Richtung des Drahtes zurück. Es entsteht ein homogen magnetisierter P-Zustand ohne Domänenwand. Findet die Sättigung dagegen unter 135° statt (unteres Beispiel in Abbildung 60), rotieren die Magnetisierungen nach dem Abschalten des Sättigungsfeldes so in die Richtungen der Arme zurück, dass in der Krümmung des Drahtes in beiden Elektroden eine TT-Domänenwand entsteht. Die Domänenwand wird in der Skizze als grüner Punkt dargestellt. Der Draht befindet sich nun zwar in einem P-Zustand, allerdings ist die Magnetisierung im Draht nicht homogen.

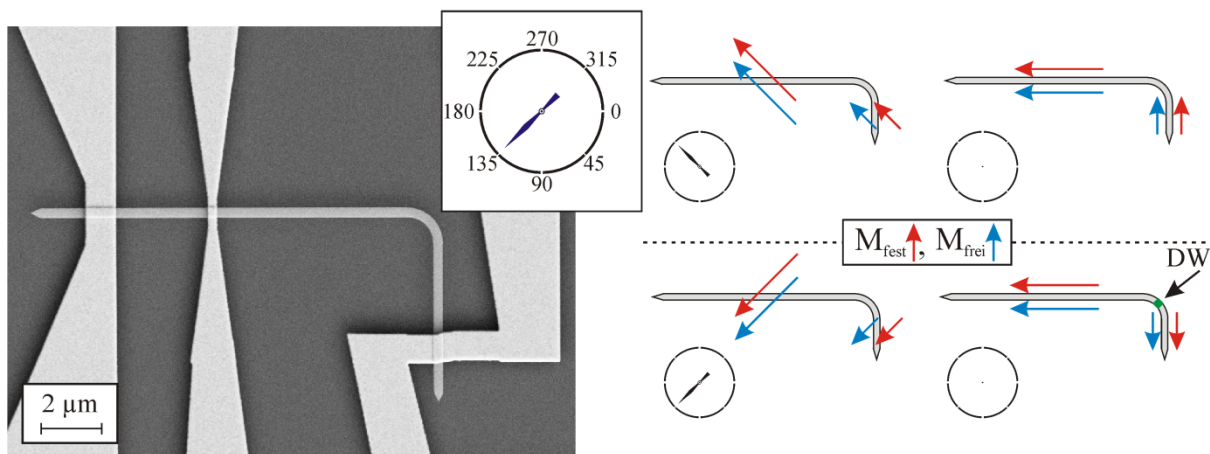


Abbildung 60: SEM-Aufnahme eines L-förmigen Nanodrahtes mit zahlreichen elektrischen Zuleitungen (links) und Veranschaulichung der verwendeten Winkelkonvention. Abhängig von der Sättigungsrichtung lassen sich in einem L-förmigen Draht im Nullfeld Zustände mit und ohne Domänenwand realisieren (rechts).

Die beiden vorgestellten Zustände bilden jeweils den Anfangszustand für Einzelschusseexperimente. Für die Experimente wird ein 150 nm breiter PSV-Nanodraht verwendet. Der Abstand der Kontakte zur Krümmung beträgt etwa 10  $\mu\text{m}$  (4  $\mu\text{m}$ ) für den langen (kurzen) Arm. Der lange Arm der L-Struktur wird, wie in der SEM-Aufnahme zu sehen, zusätzlich von weiteren Zuleitungen kontaktiert, die für diese Messungen jedoch nicht verwendet werden. Die den Experimenten zugrundeliegende Schichtabfolge lautet: Substrat/Ta(3)/CoFeB(3)/Cu(5)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Der Draht wird nach dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Prozess aus der Schichtstruktur gefertigt.

In Abbildung 61 (oben) werden zunächst MR-Messungen entlang der  $45^\circ$ -Richtung dargestellt. Aus der Messung der Hauptschleife (links) wird der maximale GMR-Effekt des Nanodrahtes zu 1,3 % bestimmt. Die Koerzitivfelder der freien Elektrode und der festen Elektrode werden ebenfalls aus dieser Messung ermittelt. Sie betragen  $\mu_0 H_{C,CoFeB} = (7,0 \pm 2,6) \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{C,CoFe} = (53,3 \pm 3,7) \text{ mT}$ . Aus der Messung der inneren Schleife (rechts) wird der GMR-Effekt im Nullfeld zu 1,14 % ermittelt.

Zur Durchführung der Einzelschusseexperimente wird der L-förmige Draht jeweils unter  $225^\circ$  gesättigt (= Reset) und das Magnetfeld auf 0 mT ( $< 0,03 \text{ mT}$ ) reduziert. Dadurch entsteht im Draht ein P-Zustand mit homogener Magnetisierung. In der Mitte der Abbildung werden die Resultate dargestellt. Ab Pulsstromdichten von etwa  $2,1 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  findet im Nullfeld ein vollständiges Umschalten der freien Elektrode statt. Im Pfeilschema wird sowohl der Anfangs- als auch der Endzustand der Magnetisierung nach dem strominduzierten Umschalten dargestellt. Die experimentelle Bestätigung dieses Zustandes findet durch MR-Messungen statt. Dazu wird jeweils nach Präparation des Anfangszustandes ein überkritischer Strompuls im Nullfeld durch den Draht geschickt und anschließend der Magnetowiderstand unter verschiedenen Winkeln gemessen. Das Magnetfeld wird dazu jeweils von 0 mT ausgehend unter verschiedenen Winkeln vergrößert. In Abbildung 61 werden die Ergebnisse für drei ausgewählte Richtungen gezeigt. Für jede Richtung wird sowohl eine Gesamtansicht der Messung dargestellt als auch eine Detailansicht bis 80 mT.

Der beobachtete Verlauf der einzelnen Messungen wird im Folgenden kurz erläutert. Angenommen wird, dass der Zustand im Nullfeld jeweils dem rechts abgebildeten Pfeilschema entspricht. Wird nun das Magnetfeld in  $0^\circ$ -Richtung erhöht, schaltet bei einem Magnetfeld von etwa 61 mT die feste Elektrode des langen Armes in Feldrichtung um. Die Rotation der Magnetisierungen des kurzen Armes wird als kontinuierlich abnehmender Untergrund beobachtet. Bei Felderhöhung in Gegenrichtung findet bereits bei einem Feld von etwa 8,7 mT das Umschalten der freien Elektrode des langen Armes in Feldrichtung statt, bei größeren Feldern wird eine Rotation der Magnetisierungen der Elektroden des kurzen Armes beobachtet. Bei Messungen entlang des kurzen Armes ( $90^\circ$ ) schaltet bei einem äußeren Feld von etwa 63 mT die CoFe-Elektrode des kurzen Armes in Feldrichtung um. Dieses Umschalten wird durch die Rotation der Magnetisierungen des langen Armes in Feldrichtung überlagert. In  $45^\circ$ -Richtung schaltet die gesamte CoFe-Elektrode bei einem Feld von 53 mT um. In Gegenrichtung beträgt das Koerzitivfeld der CoFeB-Elektrode etwa 11 mT.

Diese Messungen zeigen den anhand des Pfeilschema erwarteten Verlauf und bestätigen damit die Annahme, dass die gesamte Magnetisierung der freien Elektrode auch bei gekrümmten Strukturen umgeschaltet wird, wenn zu Beginn ein homogener P-Zustand im Draht vorliegt. Im weiteren Verlauf wird untersucht, ob dieses Verhalten auch bei inhomogener Magnetisierung im Draht auftritt.

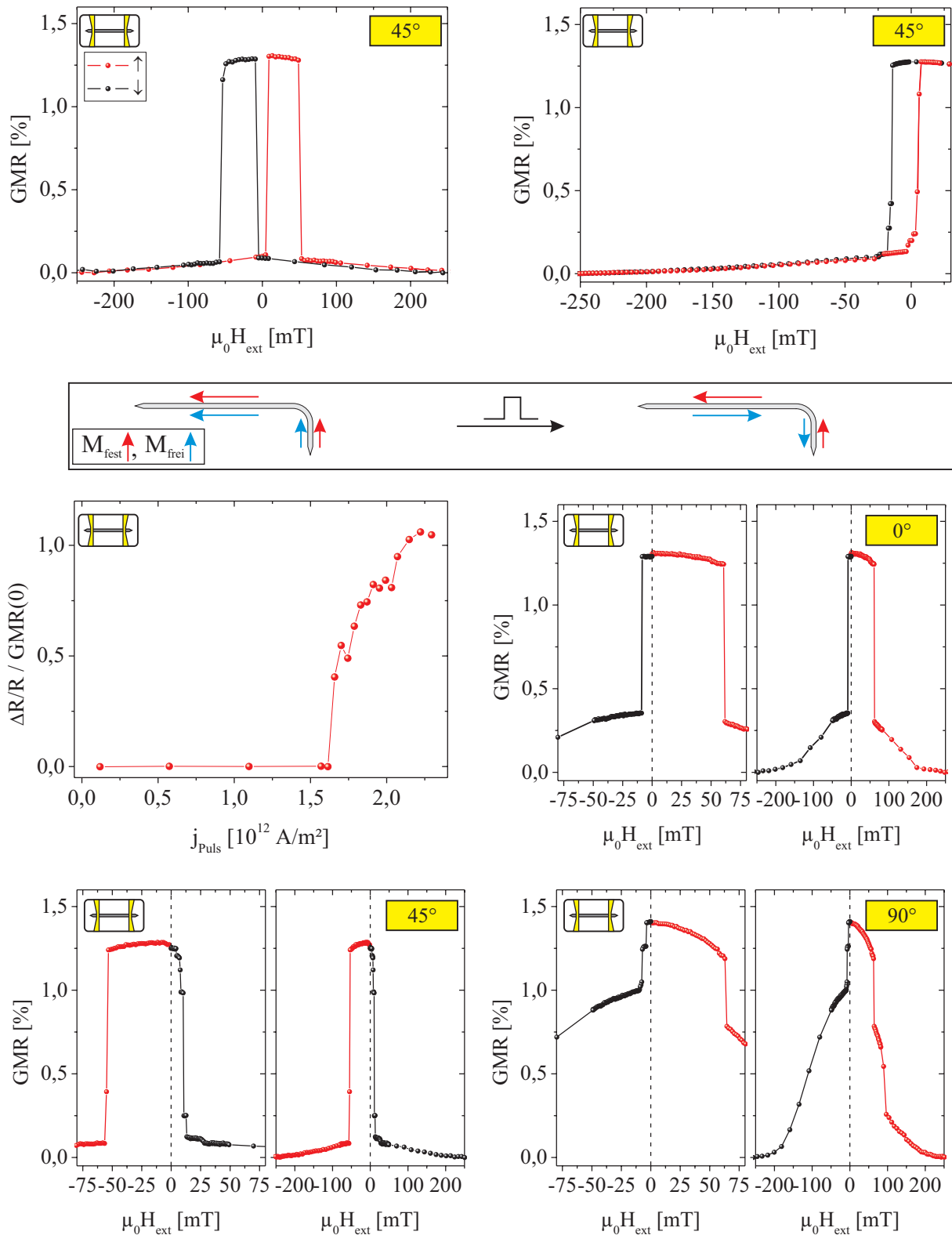


Abbildung 61: Magnetowiderstand eines 150 nm breiten, L-förmigen Nanodrahtes gemessen in  $45^\circ$ -Richtung: Hauptschleife (oben links) und innere Schleife (oben rechts). Relative Widerstandsänderung als Funktion der Pulsstromdichte nach Sättigung in  $225^\circ$ -Richtung (Zustand ohne Domänenwand im Nullfeld). MR-Messungen nach überkritischem Strompuls unter  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $90^\circ$ .

In Abbildung 62 werden die entsprechenden Resultate für eine inhomogene Magnetisierung im Nanodraht dargestellt. Zur Präparation des Anfangszustandes wird der Nanodraht entlang der 135°-Richtung gesättigt. In der Abbildung oben werden zunächst wieder die MR-Messungen entlang dieser Richtung dargestellt.

Die Koerzitivfelder der Elektroden in dieser Richtung betragen:  $\mu_0 H_{C,CoFeB} = (5,6 \pm 1,8) \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{C,CoFe} = (55,9 \pm 1,8) \text{ mT}$ . Die Höhe des GMR-Effektes im Nullfeld beträgt 1,07 %. Die Untersuchungen zum strominduzierten Umschalten finden im Nullfeld nach Sättigung des Drahtes unter 135° statt. Die Ergebnisse werden ebenfalls in Abbildung 62 dargestellt. In dieser Konfiguration tritt vollständiges Ummagnetisieren der CoFeB-Elektrode bei Pulsstromdichten vom etwa  $1,9 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  auf. Das Pfeilschema stellt links den Anfangszustand mit TT-Domänenwänden in freier und fester Elektrode und rechts den Zustand nach einem überkritischen Strompuls mit TT-Domänenwand in der festen Elektrode und HH-Domänenwand in der freien Elektrode dar. Die Gültigkeit dieser Modellvorstellung wird erneut mittels MR-Messungen unter verschiedenen Winkeln überprüft.

Unter 0° wird das Umschalten der festen Elektrode des langen Armes in Feldrichtung bei einem Feld von etwa 30 mT beobachtet. In Gegenrichtung schaltet die CoFeB-Elektrode des langen Armes bereits bei einem Feld von etwa 5,3 mT um. Bei größeren Feldern im Bereich bis 200 mT ist die Rotation der Magnetisierungen des kurzen Armes zu erkennen. Unter 90° schaltet die freie Elektrode des kurzen Armes bei einem Feld von etwa 5 mT in Feldrichtung um, in der Gegenrichtung findet das Umschalten der festen Elektrode des kurzen Armes erst bei Feldern von etwa 30 mT statt. Beiden 90°-Messungen ist die Rotation der Magnetisierungen des langen Armes überlagert. Bei Messungen in Sättigungsrichtung wird bei Feldern von etwa 8 mT das Umschalten der CoFeB-Elektrode beobachtet, während die CoFe-Elektrode in Gegenrichtung ein Koerzitivfeld von etwa 55 mT aufweist.

Diese Messungen zeigen somit ebenfalls den anhand des Pfeilschemas erwarteten Verlauf und belegen damit weiterhin, dass die Magnetisierung der Elektroden nicht homogen sein muss, um Oerstedschalten zu beobachten. Vielmehr gelingt das Umschalten auch dann, wenn sich in der festen Elektrode eine Domänenwand befindet. Die Magnetisierung der freien Elektrode liegt nach einem überkritischen Strompuls in der exakt reproduzierten antiparallelen Version der festen Elektrode vor. Die Domänenwand in der freien Elektrode wird durch das stromvermittelte Umschalten von einer TT-Domänenwand zu einer HH-Domänenwand.

Anders betrachtet gelingt auf diese Weise die Erzeugung eines Zustandes mit unterschiedlichen Domänenwänden in der Krümmung des Nanodrahtes. Im untersuchten Beispiel befinden sich nach der Feldpräparation jeweils eine TT-Domänenwand in der freien und der festen Elektrode. Nach dem strominduzierten Umschalten der freien Elektrode liegt eine TT-Domänenwand in der festen Elektrode sowie eine HH-Domänenwand in der freien Elektrode vor.

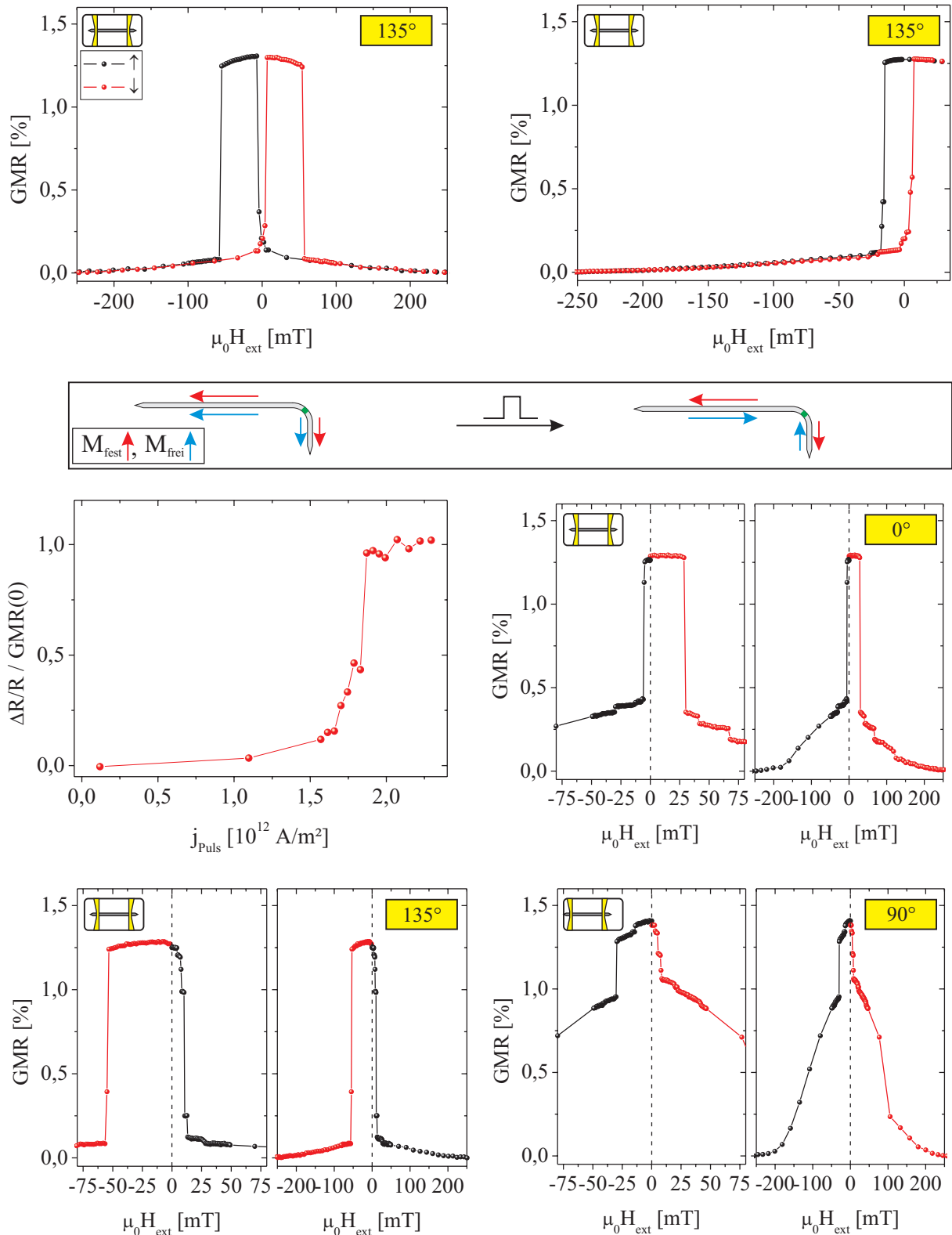


Abbildung 62: Magnetowiderstand eines 150 nm breiten, L-förmigen Nanodrahtes gemessen in  $135^\circ$ -Richtung: Hauptschleife (oben links) und innere Schleife (oben rechts). Relative Widerstandsänderung als Funktion der Pulsstromdichte nach Sättigung in  $135^\circ$ -Richtung (Zustand mit Domänenwand im Nullfeld). MR-Messungen nach überkritischem Strompuls unter  $0^\circ$ ,  $135^\circ$  und  $90^\circ$ .

Abschließend wird durch Vergleich von MR-Messungen aus den vorhergehenden Abbildungen die erfolgreiche Präparation des Zustandes mit HH- und TT-Domänenwand belegt. Dazu werden Messungen entlang der 0°- (entlang des langen Armes) und der 90°-Richtung mit bzw. ohne Domänenwand direkt verglichen (siehe Abbildung 63). Zusätzlich werden in der Darstellung die erzeugten magnetischen Konfigurationen schematisch dargestellt.

Messungen, bei denen sich anfänglich eine Domänenwand in der Krümmung befindet, werden rot dargestellt, Messungen ohne Domänenwand schwarz. Durch Vergleich der Messungen erkennt man eine deutliche Reduktion der Koerzitivfelder, falls eine Domänenwand im Draht vorhanden ist. Das Koerzitivfeld der CoFeB-Elektrode des langen Armes wird durch eine vorhandene Domänenwand von 8,7 mT auf 5,3 mT reduziert. Das Koerzitivfeld der festen Elektrode dieses Armes wird sogar von 61 mT auf 30 mT reduziert. Die Änderung des Koerzitivfeldes der festen Elektrode des kurzen Armes ist etwa identisch zur Änderung des langen Armes (63 mT auf 30 mT). Änderungen des Koerzitivfeldes der freien Elektrode des kurzen Armes sind nicht zu erkennen.

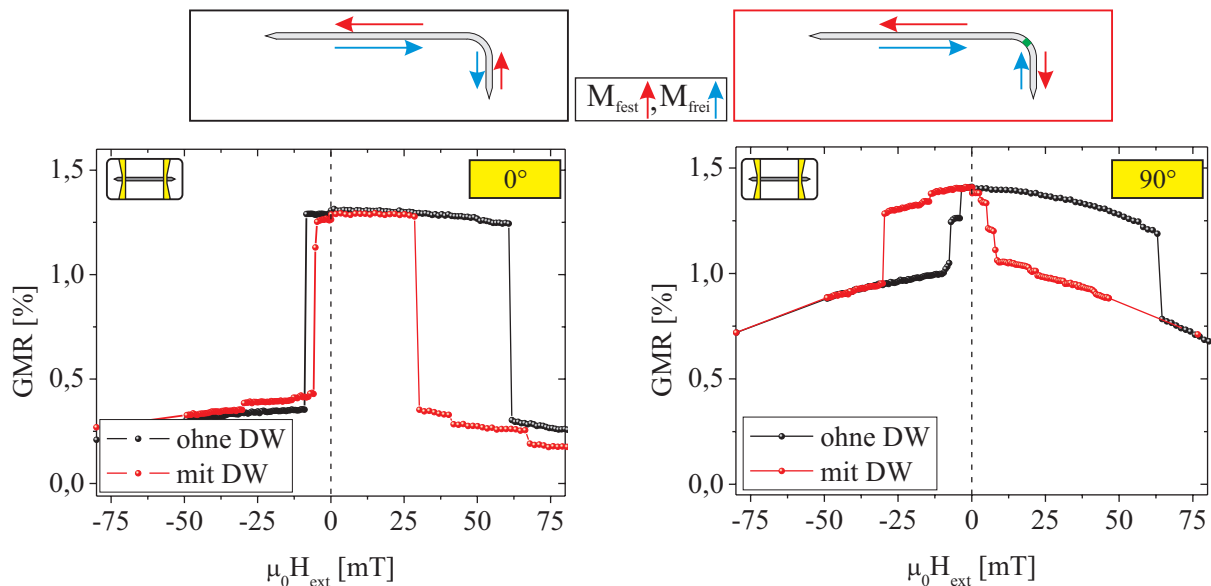


Abbildung 63: Schematische Darstellung der magnetischen Konfiguration im Nanodraht nach der Präparation (oben) durch Magnetfeldsequenz und Strompuls. Vergleich des Verlaufes des GMR-Effektes als Funktion des angelegten Magnetfeldes (unten). Durch in der Krümmung vorhandene Domänenwände werden die Koerzitivfelder der Elektroden entlang 0° (links) und 90° (rechts) reduziert.

Insgesamt zeigen diese Messungen, besonders für den langen Arm des L-förmigen Drahtes, den deutlichen Einfluss einer anfänglich vorhandenen Domänenwand auf das Ummagnetisierungsverhalten durch die deutliche Reduktion des Koerzitivfeldes.

Zusammenfassend zeigen diese Ergebnisse, dass durch das Oerstedschalten das vollständige Ummagnetisieren der freien Elektrode in einem L-förmigen PSV-Nanodraht möglich ist. Liegen vor dem Strompuls homogen magnetisierte Elektroden im P-Zustand vor, wird die gesamte Magnetisierung der freien Elektrode durch einen überkritischen Strompuls umgeschaltet und es liegt anschließend ein homogen magnetisierter AP-Zustand vor. Die Ergebnisse zeigen weiterhin, dass die Magnetisierung der Elektroden nicht homogen sein muss. Vielmehr gelingt das vollständige Umschalten auch, wenn sich eine Domänenwand im Draht befindet. Die Magnetisierung der freien Elektrode liegt nach einem überkritischen Strompuls in der exakt reproduzierten antiparallelen Version der festen Elektrode vor. Die Domänenwand in der freien Elektrode wird durch das Umschalten im diskutierten Beispiel von einer TT-Domänenwand zu einer HH-Domänenwand.

#### 4.1.4.6 *Fazit*

Zusammenfassend wird festgehalten, dass sehr dünne freie Elektroden in PSV-Nanodrähten durch Oerstedfelder in Kombination mit einer induzierten Dipolkopplung vom P- in den AP-Zustand vollständig umgeschaltet werden können. Die dazu benötigten kritischen Stromdichten liegen in gepulsten Messungen in den hier untersuchten Strukturen im Nullfeld im Bereich von  $1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  für 200 nm breite Drähte mit NiFe- und  $2,3 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  für 150 nm breite Drähte mit CoFeB-Elektroden. Selbst durch geringe äußere axiale Magnetfelder findet je nach Richtung des Feldes eine starke Reduktion bzw. Erhöhung der kritischen Pulsstromdichten statt. Als Konsequenz dieser Untersuchung bleibt die Feststellung, dass der Einfluss von Oerstedfeldern auf die Magnetisierung dünner Elektroden in lateralen Transportmessungen von PSV-Nanodrähten drastisch sein kann. In bestimmten Fällen kann es zu einer vollständigen Ummagnetisierung der Elektrode kommen. Besonders bei Untersuchungen mit Domänenwänden und deren strominduzierter Bewegung ist besondere Sorgfalt nötig, um STT-Effekte und den Einfluss der Oerstedfelder in PSV-Strukturen zu unterscheiden.

Andererseits ist es durch gezielte Ausnutzung des Oerstedschaltens möglich, Teilbereiche von geraden Nanodrähten in den AP-Zustand umzuschalten oder in der Krümmung von L-förmigen Nanodrähten gleichzeitig HH- und TT-Domänenwände zu erzeugen.

## 4.2 Gleichspannungserzeugung mit GMR-Nanodrähten

Im vorangegangenen Kapitel wird ein einzelner, hoher Strompuls durch einen PSV-Nanodraht dazu verwendet, die Magnetisierung einer Elektrode gezielt umzuschalten. Die benötigte Auslenkung der Magnetisierung kommt durch das transversale Oerstedfeld des Stromes durch die Kupfer-Zwischenschicht zustande. Das Oerstedfeld umgibt die Kupferschicht und führt in einem PSV-Nanodraht dazu, dass die Magnetisierungen der an die Kupferschicht angrenzenden Elektroden in unterschiedliche Richtungen ausgelenkt werden.

Im Folgenden wird untersucht, ob durch periodische Auslenkungen der Magnetisierung durch das Oerstedfeld eines Wechselstromes (engl. „alternating current“, AC) und den damit verbundenen Widerstandsänderungen eine Gleichspannung erzeugt werden kann.

Die Erzeugung einer Gleichspannung (DC) aus einer Wechselspannung wird als Gleichrichtung bezeichnet. Im Allgemeinen ist für Gleichrichtung ein Bauteil mit asymmetrischer, nichtlinearer Kennlinie  $I(U)$  nötig. Die Änderung des Stromes durch das Bauteil hängt dann von der Änderung der Spannung ab, sodass je nach Vorzeichen der Spannung viel oder wenig Strom durch das Bauteil fließt. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird zunächst auf bereits bekannte Gleichrichter-Bauteile verwiesen. Dabei wird erst auf herkömmliche Bauteile wie Dioden, anschließend auf bekannte, gleichrichtende Spintronik-Bauteile eingegangen. Daran anschließend wird das in dieser Arbeit entwickelte Modell zur Erzeugung einer Gleichspannung mittels GMR-Nanodrähten erläutert, wobei zunächst eine anschauliche Erklärung gegeben wird, bevor ein einfaches mathematisches Modell präsentiert wird. Anschließend werden durchgeführte Experimente mit Gleich- und Wechselströmen vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert. Der Abschnitt endet mit einem Fazit und einem Ausblick.

### 4.2.1 Erzeugung einer DC-Spannung aus AC-Signal

#### 4.2.1.1 *Herkömmliche Bauteile*

Die Gruppe der herkömmlichen Gleichrichter umfasst neben elektromechanischen Gleichrichtern unter anderem auch elektrolytische Gleichrichter, Trockengleichrichter, Röhrendioden und Dioden (siehe [204]). Die technologisch besonders relevanten Dioden bestehen entweder aus einem Metall-Halbleiter-Übergang oder aus einem pn-Übergang. Im Folgenden wird kurz die Ursache für das gleichrichtende Verhalten der Dioden erläutert.

Dioden auf Basis eines pn-Überganges werden als pn-Dioden bezeichnet [205]. Der pn-Übergang entsteht durch unterschiedliche Dotierung eines Halbleiters. Im thermischen Gleichgewicht entsteht im Übergangsbereich, ausgelöst durch die Ladungsträgerdiffusion, eine Raumladungszone (z. B. [206], [14], [207]). Wird an den pn-Übergang eine Spannung angelegt, fließt ein Strom, dessen Betrag von

der Polung der Spannung abhängt. Wird das Potential des p-Bereichs durch die angelegte Spannung erhöht, wird die Raumladungszone verkleinert. Der Widerstand ist niedrig. Für die umgekehrte Polung wird die Raumladungszone vergrößert und der Widerstand ist hoch. Die Polung mit niedrigem Widerstand wird als Durchlassrichtung, der umgekehrte Fall als Sperrrichtung bezeichnet. Somit liegt die für die Gleichrichtung benötigte Asymmetrie der Kennlinie vor.

Analog dazu funktioniert die Gleichrichtung mit Metall-Halbleiter-Übergängen, sogenannten Schottky-Dioden oder Schottky-Kontakten (z. B. [14], [207]). Ob ein Schottky-Kontakt zwischen einem Metall und einem Halbleiter entsteht, hängt von der Austrittsarbeit  $W_M$  des Metalls und dem Abstand des chemischen Potentials vom Vakuumniveau im Halbleiter  $W_{HL}$  ab. Notwendige Voraussetzung für einen Schottky-Kontakt ist:  $W_M > W_{HL}$ . Im Kontaktbereich zwischen Metall und Halbleiter entsteht analog zum pn-Übergang eine Raumladungszone, die aber aufgrund der hohen Ladungsträgerkonzentration im Metall fast ausschließlich auf den Halbleiter beschränkt ist. Wird durch eine angelegte Spannung die Ausdehnung der Raumladungszone verringert, wird die Stromrichtung erneut als Durchlassrichtung, im umgekehrten Fall als Sperrrichtung bezeichnet. Im Falle von  $W_M < W_{HL}$  entsteht ein ohmscher Kontakt ohne gleichrichtende Wirkung [14].

Zur Gleichrichtung werden die Dioden periodisch abwechselnd in Durchlass- und Sperrrichtung betrieben. In der technischen Anwendung werden häufig mehrere Dioden kombiniert, beispielsweise zu Brückengleichrichtern [205].

#### 4.2.1.2 Spintronik-Bauteile

Die Erzeugung einer Gleichspannung mithilfe eines Wechselstromes gelingt auch in einer Reihe von Spintronik-Bauteilen unter Ausnutzung der Ferromagnetischen Resonanz (siehe Kapitel 2.4). Zugrunde liegen verschiedene physikalische Effekte wie der Spin-Gleichrichtungseffekt, der Übertrag von Spindrehmoment, der Spin-Dioden-Effekt, das Spinpumpen oder der Spin-Hall- bzw. der inverse Spin-Hall-Effekt [68].

Der Spin-Gleichrichtungseffekt (engl. „spin rectification effect“, SRE) [67] kann bei externer Mikrowellenbestrahlung von ferromagnetischen Strukturen auftreten. Er bewirkt die Entstehung einer Gleichspannung bei resonanter Anregung des Ferromagneten. Für die Untersuchungen liegen die Ferromagneten meist in Streifenform vor. Die externe Bestrahlung erfolgt mit Mikrowellen aus Hohlwellenleitern (z. B. [208], [209]) oder durch das Streufeld von lithographischen, wechselstromdurchflossenen Wellenleitern [210]. Befindet sich der Ferromagnet neben dem lithographischen Wellenleiter, erfolgt die Anregung durch die Feldkomponente senkrecht zur Probenebene (z. B. [211], [122]). Ferromagneten auf dem Wellenleiter werden durch die transversale Feldkomponente angeregt [70]. Ein angelegtes (statisches) Magnetfeld lenkt die Magnetisierung aus der Richtung des Streifens heraus, das hochfrequente Magnetfeld der Mikrowellen regt eine Präzessionsbewegung der magnetischen Momente in der untersuchten Struktur an. Durch Induktion entsteht ein hochfrequenter Wechselstrom im Ferromagneten. Der AMR-Effekt koppelt Strom und Magnetisierung. Eine Phasenverschiebung zwischen dem induzierten, hochfrequenten Strom und der präzedierenden Magnetisierung führt dann zur Entstehung einer Gleichspannung [212]. Dieses Prinzip kann zur elektrischen Detektion der ferromagnetischen Resonanz genutzt werden (z. B. [68], [210], [70], [212], [213]). Wird das äußere Feld entlang des Streifens angelegt, verschwindet die Gleichspannung aufgrund der Spin-Gleichrichtung durch die nun vorhandene Symmetrie.

In asymmetrisch kontaktierten ferromagnetischen Streifen (Zuleitungen aus verschiedenen Materialien) entsteht im Resonanzfall auch im axialen äußeren Feld eine Gleichspannung. Im Resonanzfall werden spinpolarisierte Elektronen in die Kontakte gepumpt (Spinpumpen, z. B. [214]), dadurch kommt es dort zu einer Spinanhäufung (engl. „spin accumulation“). Durch diese Anhäufung entsteht ein Spinstrom zurück in den Ferromagneten, der aufgrund der spinabhängigen Leitfähigkeit des Ferromagneten eine Gleichspannung erzeugt [215]. In vertikalen Spinventilen kann dieser Effekt aufgrund der Drehimpulserhaltung zu Anregungen mit reinen Spinströmen genutzt werden [216].

In Streifen aus FM/NM-Schichtsystemen mit einem nichtmagnetischen Material mit Spin-Bahn-Kopplung kann durch die Kombination von Spinpumpen (Spinstrom aus dem Ferromagneten in den Nichtmagneten) und inversem Spin-Hall-Effekt eine Gleichspannung entstehen ([69], [217], [218]). Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird das Prinzip der externen Anregung aber nicht weiter verfolgt. Im Folgenden werden stattdessen Effekte beschrieben, bei denen ein von außen zugeführter hochfrequenter Wechselstrom direkt durch das Bauteil fließt.



Fließt ein Wechselstrom durch einen TMR- oder GMR-Nanokontakt senkrecht zur Schichtstruktur, kann aufgrund des Spin-Dioden-Effektes (engl. „spin-diode effect“) eine Gleichspannung erzeugt werden, wenn sich die Frequenz des Wechselstromes mit der Frequenz der Spin-Oszillationen [219] aufgrund des Übertrages von Spin-Drehmoment in Resonanz befindet (z. B. [220], [221], [222], [223], [224], [225], [226]). Zur Spannungserzeugung werden auch in diesen Strukturen im Resonanzfall je nach Stromrichtung unterschiedliche Widerstände benötigt, also eine asymmetrische Kennlinie. Im Allgemeinen wird dazu durch ein äußeres Magnetfeld ein Winkel zwischen den Magnetisierungen der Elektroden eingestellt. Der beschriebene Effekt wird auch als ST-FMR (engl. „spin torque driven ferromagnetic resonance“, z. B. [227], [228]) bezeichnet. Die Experimente können auch in Punktkontaktgeometrie durchgeführt werden (z. B. [229], [230]).

In einer anderen Arbeit [231] wird eine Gleichspannung auch über einem stromdurchflossenen ferromagnetischen Nanodraht beobachtet. Die Autoren geben an, dass die Spannung über dem NiFe-Nanodraht aufgrund des Spin-Dioden-Effekts entsteht. Sie vermuten weiterhin, dass die Gleichrichtung aufgrund einer resonanten Anregung von Spinwellen durch den hochfrequenten Wechselstrom zustande kommt. Angeregte Spinwellen bewirken eine Präzessionsbewegung der magnetischen Momente. Aufgrund des AMR-Effekts kommt es zu einer Widerstandsvariation, die in Kombination mit dem hochfrequenten Strom zu einer Gleichspannung führt. Als physikalische Ursache für die Anregung wird in einer späteren Studie der Autoren [210] eine inhomogene Hochfrequenzfeldverteilung in der Probenebene aufgrund der Form des koplanaren Wellenleiters angegeben.

In [230] wird eine Gleichspannung über einem 1200  $\mu\text{m}$  langen SV-Mikrodraht gemessen. Durch den Mikrodraht fließt ein Wechselstrom von 1 mA mit einer Frequenz von 4,5 GHz. Ein äußeres Magnetfeld liegt entlang des Drahtes an. Das FMR-Spektrum zeigt die Überlagerung zweier Resonanzlinien. Die Autoren geben an, dass das gemessene Gleichspannungssignal aufgrund von ST-FMR entsteht und dass zur Analyse des Experiments der AMR- und der planare Hall-Effekt berücksichtigt werden müssen.

Insgesamt konnten durch elektrische Detektion der FMR zahlreiche Spintronik-Bauteile vorgeschlagen und realisiert werden. Unter anderem die Spinbatterie [232], die Spindiode [220] und der Spindynamo [67].

Im folgenden Abschnitt wird ein anschauliches Funktionsmodell für ein neuartiges Spintronik-Bauteil auf Basis eines SV-Nanodraht erläutert [233]. Das Bauteil könnte als „laterale GMR-Diode“ bezeichnet werden.

## 4.2.2 Modell für die Gleichspannungserzeugung mit der lateralen GMR-Diode

### 4.2.2.1 Anschauliches Modell

Im Folgenden wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell für die Gleichrichtung von Wechselströmen mittels SV-Nanodrähten erläutert. Das verwendete Spinventil verfügt über eine Elektrode, deren Magnetisierung fixiert ist („Referenzmagnetisierung“) und eine magnetisch freie Elektrode (siehe Kapitel 2.1.2). Die benötigte Asymmetrie der Kennlinie wird durch die passende Drahtorientierung bezüglich der Richtung der Magnetisierung der fixierten Elektrode erreicht. Auf diese Weise wird annähernd eine senkrechte Orientierung der Magnetisierung der freien Elektrode zur Referenzmagnetisierung eingestellt. Das Oerstedfeld des elektrischen Stroms durch den Nanodraht sorgt für periodisch abwechselnde Auslenkungen der Magnetisierung der freien Elektrode. Dadurch nähern sich die Magnetisierungen abwechselnd dem parallelen oder antiparallelen Fall an, folglich oszilliert der Widerstand der Struktur. Die zugrunde liegenden Vorgänge werden nachstehend detailliert erläutert.

In Abbildung 64 wird eine schematische Darstellung zweier möglicher Ausrichtungen der Magnetisierungen im Nanodraht dargestellt. Dazu werden Draufsichten auf Ausschnitte des Nanodrahtes abgebildet. Die Orientierungen der beteiligten Magnetisierungen werden durch Pfeile veranschaulicht. Es werden die Fälle „Nanodraht parallel zur Referenzmagnetisierung“ („A“) und „Nanodraht senkrecht zur Referenzmagnetisierung“ („B“) diskutiert. Andere Ausrichtungen sind ebenfalls möglich, stellen aber lediglich Mischformen der genannten Spezialfälle dar. Bei der Beschreibung der Vorgänge wird davon ausgegangen, dass der Nanodraht zu Beginn in einem äußeren Magnetfeld entlang der Drahttrichtung (+x-Richtung) magnetisiert wird. Nach dem Abschalten des

Magnetfeldes liegt die Magnetisierung der freien Elektrode aufgrund der Formanisotropie in Drahrichtung, während die Orientierung der Referenzmagnetisierung unabhängig von der Geometrie in die durch die Austauschisotropie vorgegebene Richtung zeigt. Des Weiteren liegt den Überlegungen die Annahme zugrunde, dass die Referenzmagnetisierung durch das Oerstedfeld des Stromes nur vernachlässigbar beeinflusst wird. Die Widerstandserhöhung aufgrund Joulescher Wärme durch den Stromfluss im Draht wird hier ebenfalls nicht berücksichtigt, da diese Widerstandserhöhung für beide Stromrichtungen identisch und daher symmetrisch im Strom ist. Im Strom symmetrische Effekte führen nicht zur Erzeugung einer Gleichspannung.

Ist der Nanodraht parallel zur Referenzmagnetisierung ausgerichtet (Fall „A“, Referenzmagnetisierung in +x-Richtung), liegen beide Magnetisierungen entlang des Drahtes orientiert. Das Spinventil kann entweder im AP- oder P-Zustand vorliegen. Im Falle einer antiparallelen Orientierung (siehe Abbildung 64, A, links) folgt durch den GMR-Effekt des Drahtes im Nullfeld ein hoher Widerstandswert ( $R_{AP}$ ). Fließt ein positiver elektrischer Strom (+I) durch den Draht (Elektronen fließen von „rechts nach links“), bewirkt das Oerstedfeld des Stromes eine Rotation der Magnetisierung der freien Elektrode gegen den Uhrzeigersinn. Die Komponente von  $\vec{M}_{frei}$  in Richtung des Drahtes wird dadurch verkürzt. Durch diese Verkürzung parallel zur Richtung der Referenzmagnetisierung nimmt der Widerstand des GMR-Streifens im Vergleich zum stromlosen Fall ( $I = 0$ ) ab.

Wird die Stromrichtung umgekehrt (-I), resultiert durch das Oerstedfeld eine Rotation der freien Magnetisierung im Uhrzeigersinn. Dadurch nimmt die Komponente der Magnetisierung parallel zur fixierten Magnetisierung erneut ab. Somit ergibt sich für beide Stromrichtungen aufgrund des Oerstedfeldes eine Reduktion des Widerstandes.

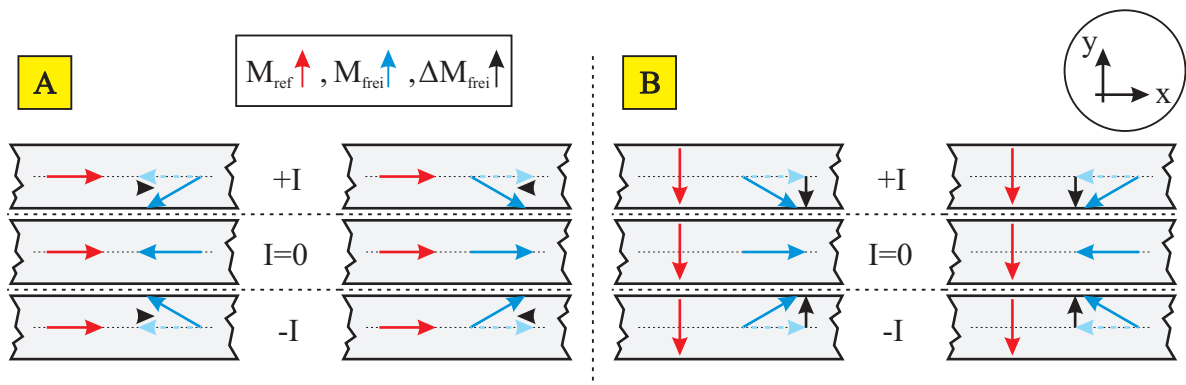


Abbildung 64: Schematische Darstellung der Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode in einem Spinventil durch das Oerstedfeld des Stromes. Ist der Nanodraht parallel zur Referenzmagnetisierung ausgerichtet („A“), ergibt sich unabhängig von der Stromrichtung eine symmetrische Widerstandsänderung durch den GMR-Effekt. Ist der Draht in einem 90°-Winkel zur Referenzmagnetisierung orientiert („B“), ergibt sich je nach Stromrichtung eine Widerstandserhöhung bzw. Reduktion. Dieses asymmetrische Verhalten ist eine Voraussetzung für die Erzeugung einer Gleichspannung.

Dieser Fall führt also zu einer symmetrischen Kennlinie und nicht zur Entstehung einer Gleichspannung. Wird die Richtung der freien Magnetisierung umgekehrt, sind beide Magnetisierungen parallel ausgerichtet (Abbildung 64, A, rechts). Ein niedriger Widerstand liegt vor ( $R_P$ ). In diesem Fall führt ein positiver Strom (+I) zu einer Rotation von  $\vec{M}_{frei}$  im Uhrzeigersinn. Die Komponente der Magnetisierung parallel zur Referenzmagnetisierung nimmt ab, der Widerstand nimmt zu. Für umgekehrten Strom (-I) rotiert die Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn, die Komponente entlang des Drahtes wird verkürzt, der Widerstand steigt. Somit führt auch der Fall paralleler Ausrichtung der Magnetisierung zu einem symmetrischen Verhalten im Strom und nicht zur Entstehung einer Gleichspannung.

Die benötigte Symmetriebrechung gelingt durch eine 90°-Ausrichtung der Nanodrähte bezüglich der Richtung der Referenzmagnetisierung (sogenannte „90°-Nanodrähte“) (siehe Abbildung 64, B). Die Magnetisierung der Referenzelektrode ist im Beispiel in -y-Richtung orientiert, der Nanodraht weiterhin parallel zur x-Achse. Der Widerstand liegt für die 90°-Orientierung der Elektroden für  $I = 0$  genau zwischen dem antiparallelen und dem parallelen Fall. Im links dargestellten Fall ist die

Magnetisierung der freien Elektrode nach +x ausgerichtet. Das Oerstedfeld eines positiven Stromes durch den Nanodraht (+I) dreht die Magnetisierung der freien Elektrode im Uhrzeigersinn. Die Komponente der Magnetisierung in Richtung der Referenzmagnetisierung nimmt zu, der Widerstand des Streifens nimmt ab. Wird die Stromrichtung umgekehrt, wird die Magnetisierung der freien Elektrode durch das Oerstedfeld gegen den Uhrzeigersinn rotiert. Die Komponente in Richtung der fixierten Magnetisierung nimmt ab, der Widerstand zu. In diesem Fall liegt also eine asymmetrische Kennlinie vor. Je nach Stromrichtung wird der Widerstand des Nanodrahtes erhöht oder erniedrigt. Wird nun der Draht in die entgegengesetzte Richtung magnetisiert, liegt in Remanenz der in Abbildung 64 rechts gezeigte Fall vor. In diesem Fall sorgt das Oerstedfeld eines positiven Stromes für eine Rotation der Magnetisierung der freien Elektrode gegen den Uhrzeigersinn, die Komponente der Magnetisierung in Richtung der fixierten Magnetisierung nimmt zu, der Widerstand ab. Für umgekehrten Stromfluss nimmt durch die Rotation in die Gegenrichtung die Komponente in Richtung der Magnetisierung ab, der Widerstand ebenso. Somit führt auch diese Konfiguration zu einem asymmetrischen Verhalten im Strom. Vergleicht man die beiden unterschiedlichen Orientierungen der freien Magnetisierung bei 90°-Nanodrähten, erkennt man, dass das Vorzeichen der Widerstandsänderung unabhängig von der Magnetisierungsrichtung der freien Elektrode ist. Das Vorzeichen wird stattdessen durch die Stromrichtung bestimmt.

Im folgenden Kapitel wird mit einfachen mathematischen Mitteln gezeigt, dass ein AC-Strom durch einen 90°-GMR-Nanodraht (Fall „B“) eine Gleichspannung erzeugt. Dazu wird ein sinusförmiger Stromverlauf angenommen. Für 90°-Nanodrähte wird anhand der Überlegungen dieses Kapitels eine Widerstandserhöhung für eine Halbwelle des Stromes und eine Erniedrigung des Widerstandes für die folgende Halbwelle erwartet.

#### 4.2.2.2 Mathematische Formulierung

Im Folgenden wird ausgehend von einem sinusförmigen Strom ein Ausdruck für die an der Probe entstehende Gleichspannung entwickelt. Nach dem Ohmschen Gesetz führt ein sinusförmiger Strom

$$I(t) = I_0 \cdot \sin(\omega t) \quad (60)$$

mit der Amplitude  $I_0$  durch einen Widerstand  $R$  zu einer zeitabhängigen Spannung über dem Widerstand:

$$U(t) = I(t) \cdot R(t) \quad (61)$$

Der Widerstand  $R$  besteht im vorliegenden Fall aus einem GMR-Nanodraht. Neben dem konstanten ohmschen Widerstand  $R_0$  wird eine temperaturabhängige Widerstandskomponente  $R_Q(t)$  berücksichtigt.  $R_Q(t)$  stellt die Widerstandserhöhung des Nanodrahtes bei zunehmender Drahttemperatur aufgrund von Joulescher Erwärmung durch den Strom dar. Eine Komponente  $R_M(t)$  beschreibt die Widerstandsänderung durch die strominduzierten Oerstedfelder. Insgesamt ergibt sich für den Widerstand des Nanodrahtes folgender Ausdruck:

$$R(t) = R_0 + R_Q(t) + R_M(t) \quad (62)$$

Im Falle des sinusförmigen Stromes wird für den Wärmeterm folgender Zusammenhang angenommen, wobei ein zeitlich konstanter Koeffizient  $r_Q$  den Maximalwert von  $R_Q$  bestimmt:

$$R_Q(t) = r_Q \sin^2(\omega t) \quad (63)$$

Der Oerstedterm wird für kleine Ströme durch folgenden Zusammenhang angenähert:

$$R_M(t, B) = \frac{dR}{dI}(B) \cdot I_0 \cdot \sin(\omega t) \quad (64)$$

$\frac{dR}{dI}$  beschreibt die Änderung des Widerstandes durch magnetische Wechselwirkungen und ist vom äußeren Magnetfeld abhängig. Die Magnetfeldabhängigkeit wird im weiteren Verlauf nicht explizit dargestellt. Durch Einsetzen von (63) und (64) in (62) ergibt sich folgender Ausdruck für die Zeitabhängigkeit des Widerstandes R:

$$R(t) = R_0 + r_Q \sin^2(\omega t) + \frac{dR}{dI} \cdot I_0 \cdot \sin(\omega t) \quad (65)$$

Kombiniert man schließlich (65) mit (60) und (61) erhält man die Zeitabhängigkeit der Spannung über dem Nanodraht:

$$U(t) = I_0 \sin(\omega t) \left( R_0 + r_Q \sin^2(\omega t) + \frac{dR}{dI} \cdot I_0 \cdot \sin(\omega t) \right) \quad (66)$$

Unter Verwendung von  $U_0 = R_0 \cdot I_0$  ergibt sich aus (66):

$$U(t) = U_0 \left( \sin(\omega t) + \frac{r_Q}{R_0} \sin(\omega t) \sin^2(\omega t) + \frac{dR}{dI} \cdot \frac{I_0}{R_0} \cdot \sin^2(\omega t) \right) \quad (67)$$

Mit  $\sin(x) \cdot \cos(y) = \frac{1}{2}(\sin(x-y) + \sin(x+y))$  und  $\sin(x) \cdot \sin(y) = \frac{1}{2}(\cos(x-y) - \cos(x+y))$  (nach [234]) ergibt sich aus (67) der folgende Ausdruck:

$$U(t) = U_0 \left( \sin(\omega t) \left( 1 + \frac{3r_Q}{4R_0} \right) - \cos(2\omega t) \frac{I_0}{2R_0} \frac{dR}{dI} - \sin(3\omega t) \frac{r_Q}{4R_0} + \frac{I_0}{2R_0} \frac{dR}{dI} \right) \quad (68)$$

Der letzte Term in (68) ist zeitlich konstant, sodass für  $\frac{dR}{dI} \neq 0$  eine Gleichspannung entsteht, die proportional zu  $I_0^2$  ist, da

$$U_{DC} = U_0 \cdot \frac{I_0}{2R_0} \cdot \frac{dR}{dI} = \frac{1}{2} \frac{dR}{dI} I_0^2 \quad (69)$$

Für kleine Ströme wird ein linearer Zusammenhang zwischen  $\frac{dR}{dI}$  und dem Oerstedfeld des Stromes angenommen, welches näherungsweise proportional zur Stromdichte in der Kupfer-Zwischenschicht ist:

$$\frac{dR}{dI} \propto H_{Oe} \propto \frac{I}{A} \quad (70)$$

Liegt über dem Nanodraht eine zusätzliche Gleichspannung an, ist  $U_{DC}(I_0 = 0) \neq 0$ . In diesem Fall beschreibt  $U_{DC}$  die Änderung der Gleichspannung, während  $U_{DC}$  ohne zusätzliche Gleichspannung den gesamten Spannungsabfall beschreibt.

Gleichung (68) beinhaltet die drei Sonderfälle „keine Erwärmung & keine magnetischen Wechselwirkungen“, „keine magnetischen Wechselwirkungen“ und „keine Erwärmung“. Die genannten Sonderfälle werden nun kurz diskutiert.

Zeigt die untersuchte Probe keine Widerstandserhöhung durch Erwärmung und auch keine magnetischen Wechselwirkungen ( $r_Q = \frac{dR}{dI} = 0$ ) folgt aus (68) der triviale Zusammenhang:

$$U(t) = U_0 \sin(\omega t) \quad (71)$$

Erhöht sich der Probenwiderstand durch den Strom aufgrund Joulescher Wärme, treten aber keine magnetischen Wechselwirkungen auf ( $\frac{dR}{dI} = 0$ ), folgt:

$$U(t) = U_0 \left( \sin(\omega t) \left( 1 + \frac{3r_Q}{4R_0} \right) - \sin(3\omega t) \frac{r_Q}{4R_0} \right) \quad (72)$$

Die Erwärmung der Probe sorgt für das Auftreten eines zeitabhängigen Signals mit der dreifachen Frequenz. Durch Messung der Spannungsamplitude kann unter bestimmten Voraussetzungen die thermische Leitfähigkeit der Probe ermittelt werden. Diese Messmethode wird als 3- $\omega$ -Methode bezeichnet [235]. Treten nur magnetische Wechselwirkungen, aber keine Erwärmung auf ( $r_Q = 0$ ), erhält man:

$$U(t) = U_0 \left( \sin(\omega t) - \cos(2\omega t) \frac{I_0}{2R_0} \frac{dR}{dI} + \frac{I_0}{2R_0} \frac{dR}{dI} \right) \quad (73)$$

Das Auftreten der magnetischen Wechselwirkung sorgt neben der Gleichspannung auch für ein Spannungssignal bei der doppelten Frequenz des Wechselstromes.

### 4.2.3 Experimentelle Realisierung

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen soll die von einem GMR-Nanodraht erzeugte Gleichspannung direkt nachgewiesen werden. Dazu werden in einem ersten Schritt Orientierung und Abmessungen der Nanodrähte optimiert. Zur Optimierung wird die Änderung des Längswiderstandes des Nanodrahtes bei kleinen, von außen angelegten, transversalen Magnetfeldern untersucht und maximiert. Anschließend wird das Verhalten optimierter Strukturen in kleinen transversalen Magnetfeldern analysiert und durch Gleichstrommessungen untersucht, ob das Oerstedfeld des Stromes wie gewünscht zu einer Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode führt. Im zweiten Schritt wird die Gleichspannung über dem wechselstromdurchflossenen Nanodraht direkt gemessen.

#### 4.2.3.1 Messaufbau und Probedesign

Die Gleichstrommessungen werden wie bisher mit dem bereits erläuterten Messaufbau A durchgeführt (siehe Abbildung 28, S. 44). Der Messaufbau für Experimente mit Wechselstrom wird als „Messaufbau B“ bezeichnet und in Abbildung 65 schematisch dargestellt.

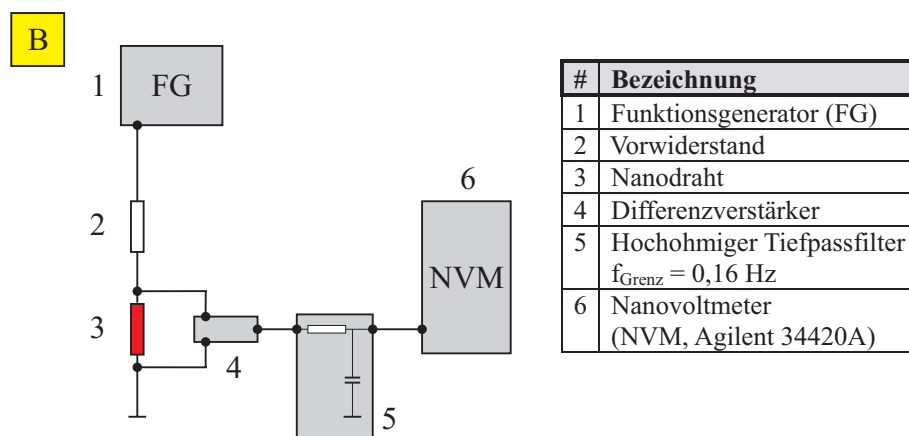


Abbildung 65: Schematische Darstellung von Messaufbau B mit Erläuterungen. Der Aufbau wird zum Nachweis der erzeugten Gleichspannung über dem Nanodraht verwendet.

Messaufbau B unterscheidet sich von Messaufbau A zunächst dadurch, dass die Signalerzeugung mit einem Funktionsgenerator („1“, Agilent 33210A) durchgeführt wird. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wird durch den Funktionsgenerator ein sinusförmiges Spannungssignal erzeugt. Ein bekannter Vorwiderstand („2“) dient zur Festlegung des maximalen Stromes (im

Allgemein ist  $R_{\text{Ref}} \gg R_{\text{Probe}}$ , die Spannungsmessung über dem Nanodraht („3“) erfolgt mittels Differenzverstärker („4“) und Nanovoltmeter („6“). Zur effektiven Filterung von Wechselspannungsanteilen wird ein hochohmiger Tiefpassfilter („5“) mit einer Grenzfrequenz von 0,16 Hz verwendet. Die Messungen werden ebenfalls an einem Nadelmessplatz mit rotierbarem Elektromagneten (siehe Kapitel 6.6) durchgeführt.

Das oben (Kapitel 4.2.2) vorgestellte Modell geht davon aus, dass es möglich ist, mit dem Oerstedfeld des Stromes die Magnetisierung der freien Elektrode einer GMR-SV-Schichtstruktur auszulenken. Die Referenzmagnetisierung soll dabei möglichst unbeeinflusst bleiben. Für die Experimente werden deshalb SV-Nanodrähte mit SyAFM-Schichtstruktur (siehe Kapitel 2.2) verwendet. In den verwendeten Schichtstrukturen wird die feste Elektrode durch Austauschisotropie an einen Antiferromagneten gekoppelt. Eine weitere Stabilisierung und Reduktion des Streufeldes der Elektrode wird durch die antiferromagnetische Kopplung zweier ferromagnetischer Schichten erreicht. Im oben vorgestellten Modell wird weiterhin angenommen, dass die durch ein transversales Magnetfeld hervorgerufene Widerstandsänderung des Nanodrahtes für 90°-Nanodrähte maximal ist. Die Gültigkeit dieser Annahme wird im Folgenden zunächst untersucht.

Den Experimenten liegt folgende Schichtstruktur zugrunde: Substrat/Ru(1)/PtMn(18)/CoFe(2)/Ru(0,85)/CoFe(2,1)/Cu(5)/CoFe(1)/NiFe(9)/Ru(0,4)/Ta(5). Alle Schichtdicken werden in nm angegeben. Nach dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Prozess werden aus der Schichtstruktur an den Enden spitz zulaufende Nanodrähte hergestellt. Die Nanodrähte werden unter verschiedenen Winkeln  $\theta$  zwischen 0° und 90° relativ zur Richtung der Referenzelektrode orientiert (siehe Abbildung 66,  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ ). Zur elektrischen Kontaktierung erhalten die Nanodrähte großflächige Kontakte. Die untersuchten Nanodrähte sind 200 nm breit und insgesamt 12  $\mu\text{m}$  lang. Zwischen den Kontakten beträgt die Drahtlänge 9  $\mu\text{m}$ .

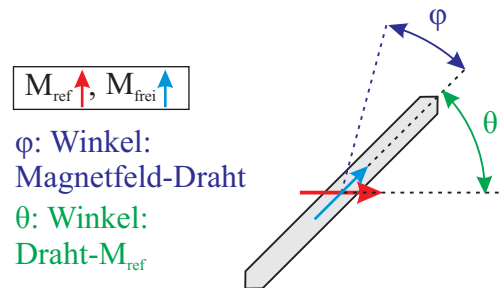


Abbildung 66: Winkelkonvention: Die Nanodrähte nehmen einen Winkel  $\theta$  zur Richtung der Referenzmagnetisierung ein. Das äußere Magnetfeld wird unter einem Winkel  $\varphi$  zum Nanodraht angelegt.

Die Messungen werden mit Messaufbau A folgendermaßen durchgeführt: Die Drähte werden in einem äußeren Feld von 250 mT zunächst entlang der Drahtrichtung gesättigt ( $\varphi = 0$ ), anschließend wird das Magnetfeld abgeschaltet. Die Magnetisierung der freien Elektrode ist entlang des Drahtes ausgerichtet (siehe dazu auch 4.2.3.2). Im Folgenden werden unter verschiedenen Winkeln  $\varphi$  kleine Magnetfelder ( $\pm 10$  mT) in der Probenebene angelegt und jeweils der Widerstand gemessen. Aus den gemessenen Widerstandswerten wird die Widerstandsdifferenz berechnet:

$$\Delta R = R(+10 \text{ mT}) - R(-10 \text{ mT}) \quad (74)$$

In Abbildung 67 wird der Betrag der Widerstandsdifferenz  $|\Delta R|$  als Funktion des Winkels  $\varphi$  für Nanodrähte unterschiedlicher Orientierung für äußere Felder von  $\pm 10$  mT dargestellt.

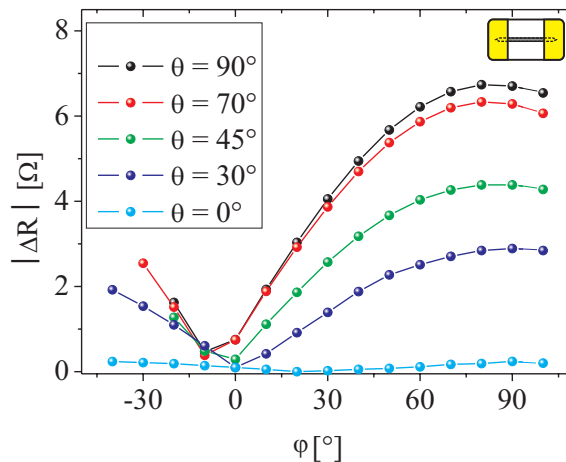


Abbildung 67: Darstellung der Widerstandsänderung für Nanodrähte unterschiedlicher Orientierung  $\theta$  bei kleinen Feldern als Funktion des Winkels  $\varphi$

Aus der Darstellung der Resultate geht hervor, dass sich die Widerstandsänderung mit zunehmendem Winkel  $\varphi$  erhöht. Im Bereich transversaler Felder wird  $|\Delta R|$  maximal. Von den hergestellten und untersuchten Strukturen zeigen die senkrecht zur Richtung der Referenzmagnetisierung ausgerichteten Nanodrähte ( $\theta = 90^\circ$ ) den maximalen Effekt.

Die bereits diskutierte, für Gleichrichtung benötigte Symmetriebrechung wird in den Messungen deutlich. Ist der Nanodraht entlang der Magnetisierung der Referenzelektrode ausgerichtet ( $0^\circ$ -Draht), ist nur eine minimale Widerstandsänderung messbar. Das Auftreten dieses sehr kleinen Wertes lässt auf eine geringe Fehlanpassung zwischen der  $0^\circ$ -Richtung und der Richtung der Referenzelektrode schließen. Mit zunehmendem Winkel  $\theta$  nimmt auch die ermittelte Widerstandsänderung für einen bestimmten Feldwinkel zu. Die höchsten Widerstandsänderungen treten für  $\theta = \varphi = 90^\circ$  auf. Dies entspricht einem  $90^\circ$ -Nanodraht und einem zum Draht transversalen Magnetfeld.

Um ein Ummagnetisieren der freien Elektrode durch das äußere Feld in dieser Messreihe zu verhindern, wird das externe Feld deutlich kleiner als das Koerzitivfeld gewählt. Das Koerzitivfeld der freien Elektrode beträgt in diesen Strukturen etwa 30 mT. Da das äußere Feld von 10 mT kleiner als das Koerzitivfeld der Drähte ist, wird für  $\varphi = 0^\circ$  nur eine sehr geringe Differenz beobachtet. Die Widerstände der Drähte liegen im Bereich von 630  $\Omega$ , der GMR-Effekt beträgt knapp 6 %. Somit zeigt eine Widerstandsänderung von 38  $\Omega$  ein vollständiges Ummagnetisieren an.

Zusammengefasst zeigen diese Resultate, dass die experimentelle Untersuchung von  $90^\circ$ -Nanodrähten hinsichtlich der Erzeugung einer Gleichspannung vielversprechend ist. Im weiteren Verlauf wird zunächst das Verhalten von Nanodrähten dieser Orientierung mit unterschiedlicher Breite im externen Magnetfeld untersucht. Anschließend wird mit Gleichstrommessungen untersucht, ob sich auch durch das Oerstedfeld des Stromes eine messbare Widerstandsänderung ergibt.

#### 4.2.3.2 Gleichstrommessungen

Das Widerstandsverhalten der Nanodrähte in transversalen Magnetfeldern wird zunächst mittels MR-Messungen an  $90^\circ$ -Nanodrähten untersucht. In Abbildung 68 werden Messungen für Nanodrähte unterschiedlicher Breite (1000 nm, 600 nm, 400 nm und 200 nm) dargestellt. Das Magnetfeld wird senkrecht zu den Drähten angelegt ( $\varphi = 90^\circ$ ), also parallel zur Richtung der Referenzmagnetisierung. Die Messungen werden bei positiven Feldern gestartet. Zusätzlich zum Widerstand  $R$  wird die Ableitung des Widerstandes nach dem Magnetfeld  $\frac{dR}{dB}$  dargestellt.

Beim Vergleich der abgebildeten Messungen fällt auf, dass der qualitative Verlauf für alle Messungen übereinstimmt. Bei hohen, positiven Magnetfeldern liegt ein niedriger Widerstandswert vor, der jeweils als  $R_p$  identifiziert wird. Im Bereich um 0 mT findet eine kontinuierliche Widerstandserhöhung statt. Der Widerstand steigt für negative Felder jeweils auf den  $R_{AP}$ -Wert an. Die Breite des Bereiches der kontinuierlichen Widerstandsänderung wird durch die Formanisotropie des Drahtes bestimmt. Je geringer die Breite des Nanodrahtes, desto breiter ist der Bereich. Der GMR-Effekt der Nanodrähte beträgt jeweils etwa 5,8 %. Der Verlauf des Widerstandes um 0 mT ist kontinuierlich und nicht linear. Aus dem Widerstandsverlauf geht hervor, dass kleine transversale Magnetfelder, einem Wechselstrom entsprechend, je nach Vorzeichen zu einem erhöhten oder erniedrigten Widerstandswert im Vergleich zum Widerstand im magnetischen Nullfeld führen.

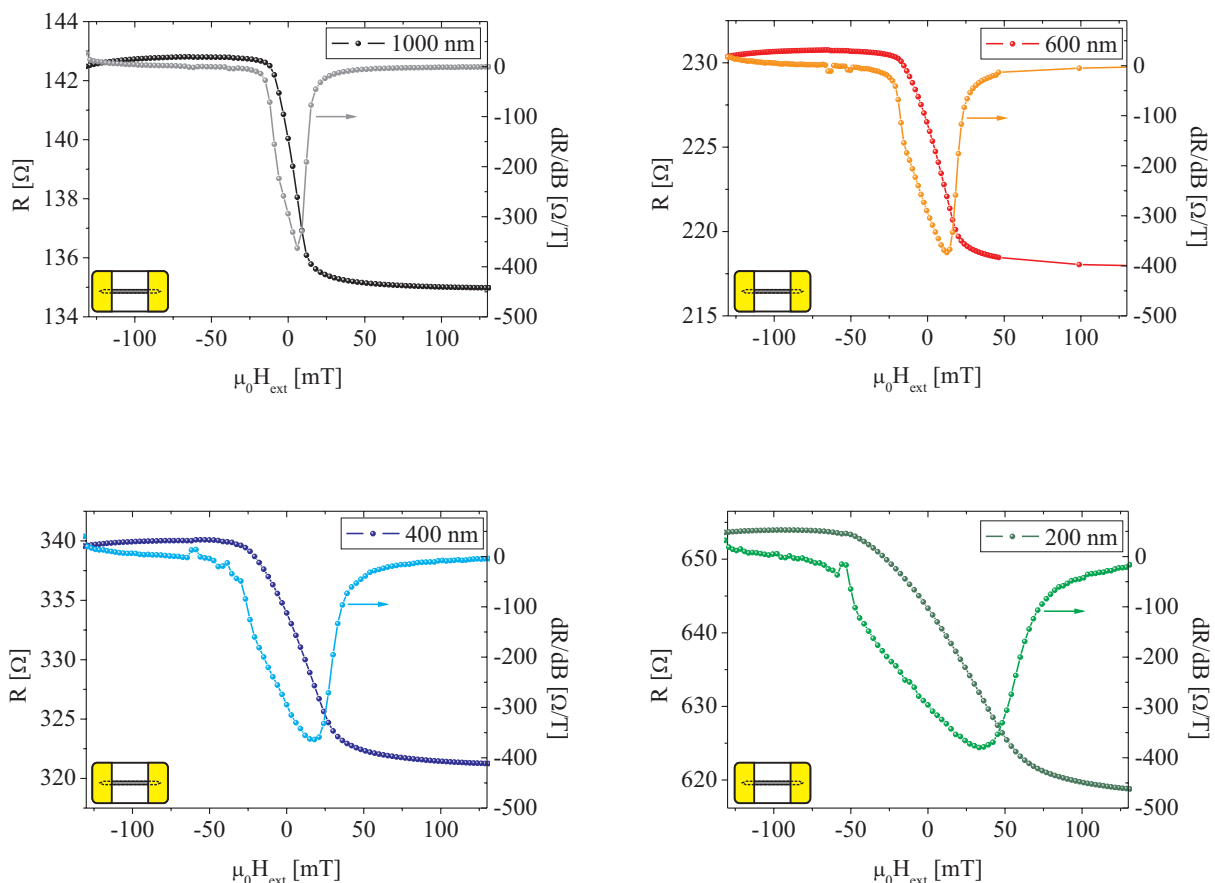


Abbildung 68: MR-Messungen von  $90^\circ$ -Nanodrähten verschiedener Breite. Das äußere Magnetfeld wird senkrecht zum Nanodraht angelegt. Alle Messungen beginnen bei etwa +300 mT, der dargestellte Bereich zeigt jeweils einen Ausschnitt der Messung. Zusätzlich zu den Messwerten wird die Ableitung  $dR/dB$  dargestellt.

Die Ableitung  $\frac{dR}{dB}$  zeigt die Änderung des Widerstandes als Funktion des äußeren Feldes. Die Ableitung verläuft bei größeren Feldern flach, mit einem Maximum (Betrag) bei niedrigen, positiven Feldern. Bei Umkehr der Messrichtung ändert sich die Position des Maximums nicht. Die Änderung des Widerstandes mit dem äußeren Feld um null wird aus der graphischen Darstellung ermittelt. Die



Werte (siehe Tabelle 4) stimmen für die Drähte unterschiedlicher Breite überein. Die genaue Lage des Maximums ist von der Breite des Nanodrahtes abhängig (siehe Tabelle 5, Seite 96).

Im Folgenden wird der Winkel zwischen der Magnetisierung der freien Elektrode im Nullfeld und der Drahtachse  $\varphi$  aus dem gemessenen Widerstandswert im Nullfeld ermittelt. Folgender Ausdruck beschreibt den Widerstand eines Spinventils als Funktion des Winkels  $\vartheta$  zwischen den Magnetisierungen der fixierten und freien Elektrode (siehe Kapitel 2.1.3.9):

$$R(\vartheta) = R_P + (R_{AP} - R_P) \cdot \sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \quad (75)$$

Zur Berechnung des Winkels  $\varphi$  muss die Rotation des Drahtes um den Winkel  $\theta$  berücksichtigt werden:  $\vartheta = \theta + \varphi$ . Mit  $\theta = 90^\circ$  folgt  $\varphi = \vartheta - 90^\circ$  und zusammen mit (75) für den Winkel  $\varphi$ :

$$\varphi = \arccos\left(1 - 2 \frac{R(\varphi) - R_P}{R_{AP} - R_P}\right) - 90^\circ \quad (76)$$

Die Auslenkung der Magnetisierung lässt sich somit bei Kenntnis der Widerstände für den parallelen und antiparallelen Fall  $R_P$  und  $R_{AP}$  aus dem Widerstandswert  $R(\vartheta)$  berechnen. Dazu wird angenommen, dass die fixierte Magnetisierung jeweils  $90^\circ$  zum Nanodraht orientiert ist. In Tabelle 4 werden die Änderung des Drahtwiderstandes und die Orientierung der Magnetisierung im Nullfeld dargestellt. Der Tabelle kann entnommen werden, dass die Auslenkung der Magnetisierung aus der Drahtachse in Remanenz im Nullfeld von der Strukturbreite abhängt, während die Änderung des Drahtwiderstandes für alle Strukturbreiten übereinstimmt. Die Auslenkung der Magnetisierung relativ zum Nanodraht nimmt im Nullfeld mit abnehmender Strukturbreite leicht zu. Dies weist darauf hin, dass der Einfluss der Streufelder des SyAFM mit abnehmender Strukturbreite stärker zunimmt als die Formanisotropie.

Breite [nm]	$\frac{dR}{dB}\Big _{B=0} \left[\frac{\Omega}{T}\right]$	$\varphi _{B=0} [^\circ]$
200	$295 \pm 3$	23,8
400	$294 \pm 3$	20,5
600	$294 \pm 3$	17,8
1000	$295 \pm 3$	17,0

Tabelle 4: Änderung des Drahtwiderstandes im Nullfeld und Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode von Nanodrähten mit  $90^\circ$ -Orientierung bezüglich der Drahtachse im Nullfeld. Die Auslenkung nimmt für schmale Drähte leicht zu.

Die Werte von  $\frac{dR}{dB}$  stimmen im Nullfeld für alle Drähte innerhalb der Fehlergrenzen überein. Im Mittel beträgt der Wert:

$$\frac{dR}{dB}\Big|_{B=0} = 295 \frac{\Omega}{T} \quad (77)$$

In Abbildung 69 wird der Einfluss der Streufelder der fixierten Elektrode auf die Magnetisierung der freien Elektrode skizziert. Die Abbildung zeigt einen Ausschnitt eines  $90^\circ$ -Nanodrahtes. Auf die Darstellung der antiferromagnetischen Schicht wird dabei verzichtet. Die fixierte Elektrode liegt in Form eines nahezu kompensierten SyAFM vor, dadurch ist der Betrag des Streufeldes durch diese Schichten gering und entspricht nominell dem Streufeld einer 0,1 nm dicken CoFe-Schicht. Dennoch führt das Streufeld zu einer Rotation der Magnetisierung um einen Winkel im Bereich von  $20^\circ$ .

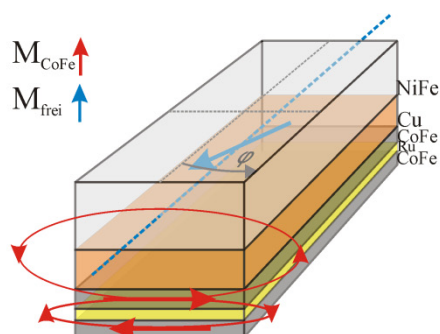


Abbildung 69: Schematische Darstellung eines 90°-Nanodrahtes im Nullfeld. Das Streufeld der fixierten Elektrode sorgt für eine Rotation der Magnetisierung der freien Elektrode um einen Winkel  $\varphi$  bezüglich der Drahtachse.

In Tabelle 5 werden die Magnetfeldwerte aufgeführt, bei welchen die maximale Widerstandsänderung auftritt (ebenfalls aus Abbildung 68 ermittelt) sowie die dazugehörigen Winkel der freien Elektrode zur Drahtachse. Die Ermittlung der Winkel erfolgt durch den Widerstandswert im Maximum von  $\frac{dR}{dB}$  und (76). Das negative Vorzeichen der Winkel zeigt in der gewählten Winkelkonvention an, dass die Magnetisierung aus der Richtung des Nanodrahtes heraus und in Richtung der fixierten Magnetisierung orientiert ist.

Breite [nm]	$B \left  \frac{dR}{dB} \right _{\text{Max}}$ [mT]	$\varphi \left  \frac{dR}{dB} \right _{\text{Max}}$ [°]
200	$33,0 \pm 1,5$	$-13,6 \pm 1,8$
400	$18,0 \pm 1,5$	$-17,7 \pm 3,5$
600	$12,6 \pm 1,0$	$-21,1 \pm 3,8$
1000	$6,0 \pm 2,0$	$-15 \pm 11$

Tabelle 5: Magnetfeld maximaler Widerstandsänderung und dazugehörige Orientierung der Magnetisierung der freien Elektrode

Es ergibt sich die folgende Tendenz: Je breiter der Nanodraht, desto niedriger ist das Feld maximaler Widerstandsänderung. Für die Auslenkung der Magnetisierung aus der Drahtachse kann keine klare Tendenz ermittelt werden. Wird die Breite der Nanodrähte von 200 nm auf 600 nm vergrößert, nimmt die Auslenkung zu, allerdings ist die Auslenkung des 1000 nm breiten Nanodrahtes wieder reduziert. Die Lage des Maximums wird durch ein Zusammenspiel von Formanisotropie, Streufeld der fixierten Elektrode und äußerem Magnetfeld bestimmt. Je breiter der Nanodraht ist, desto geringer wird der Einfluss der Formanisotropie und der Streufelder.

Im weiteren Verlauf wird jetzt durch Gleichstrommessungen die Rotation der Magnetisierung der freien Elektrode durch das Oerstedfeld des Stromes an einem 1000 nm breiten 90°-Nanodraht untersucht. Mithilfe dieser Messungen lässt sich die Widerstandsdifferenz für die verschiedenen Stromrichtungen kalibrieren. Die Messungen werden folgendermaßen mit Messaufbau A (siehe Abbildung 28, S.44) durchgeführt: Vor Beginn der Messungen wird die Magnetisierung der freien Elektrode durch Anlegen eines Magnetfeldes entlang des Drahtes ausgerichtet. Nach dem Abschalten des Magnetfeldes werden dann Gleichstrom-Messungen durchgeführt. Der Strom wird von null an schrittweise erhöht und jeweils der dazugehörige Widerstand gemessen. Um einen eventuellen Offset des DAC nicht berücksichtigen zu müssen, wird in diesem Fall die negative Stromrichtung durch ein Vertauschen der Anschlüsse am Nanodraht erreicht. Die Resultate werden in Abbildung 70 zusammengefasst. Die Messreihe umfasst insgesamt vier verschiedene Konfigurationen. Diese beinhalten Messungen im Nullfeld und in einem starken axialen Feld für beide Stromrichtungen. Die höchsten dargestellten Ströme entsprechen einer maximalen Stromdichte von  $1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  in der Kupferschicht. Zur Erläuterung der Messungen wird vereinfachend angenommen, dass die Magnetisierung der freien Elektrode im Nullfeld entlang des Drahtes ausgerichtet ist.

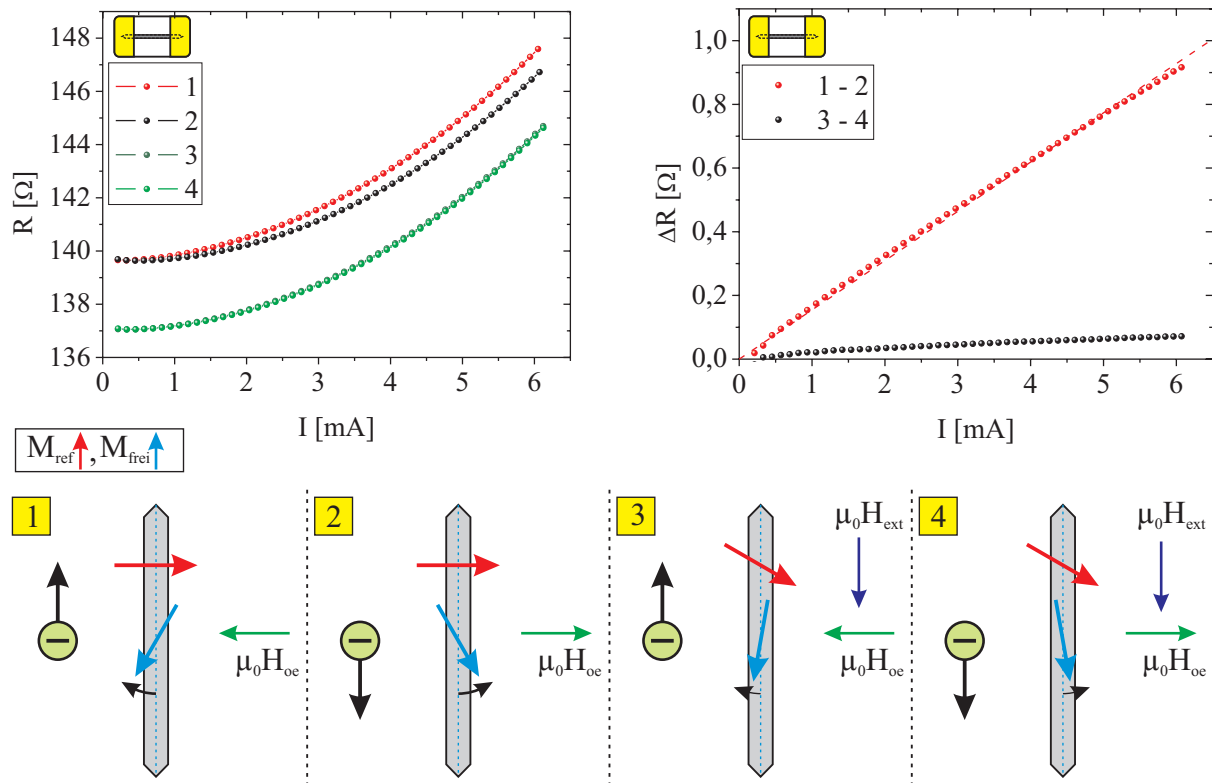


Abbildung 70: Elektrischer Widerstand eines Nanodrahtes als Funktion des Stromes (links oben). Die Messungen werden im Nullfeld („1“ und „2“) sowie in einem axialen Magnetfeld von 200 mT („3“ und „4“) durchgeführt. Im Nullfeld ist eine deutliche Widerstandsdifferenz zwischen den beiden Stromrichtung zu erkennen (oben links). Die Widerstandsdifferenzen der Messungen „1“-„4“ sind als Funktion des Stromes oben rechts dargestellt. Im Nullfeld nimmt die Widerstandsdifferenz linear mit dem Strom zu. Die den Messungen zugrundeliegenden magnetischen Konfigurationen sind unten skizziert.

Im unteren Teil der Abbildung werden die untersuchten Konfigurationen schematisch dargestellt und die Ausrichtungen der Magnetisierungen und der beteiligten Magnetfelder veranschaulicht. Konfiguration „1“ und „2“ werden ohne zusätzliches äußeres Magnetfeld nach dem oben beschriebenen Schema in Remanenz durchgeführt, Konfiguration „3“ und „4“ mit zusätzlichem axialen Magnetfeld. In Abbildung 70 (links oben) wird der gemessene Widerstand als Funktion des Stromes dargestellt.

In der schematischen Darstellung wird die zum Stromfluss gehörende Elektronenrichtung und die resultierende Richtung des Oerstedfeldes im Bereich der freien Elektrode, unter der Annahme, dass der Strom hauptsächlich durch die Kupferschicht fließt (siehe Kapitel 4.1.4.1), skizziert (unter Verwendung der „Linke-Faust-Regel“, siehe Kapitel 2.3). Entscheidend für die Richtung des Oerstedfeldes ist, dass die stromführende Schicht unter der dargestellten Elektrode liegt.

Im Folgenden wird zunächst der gemessene Verlauf für die Konfigurationen „1“ und „2“ erläutert. Für sehr kleine Ströme wird der aus den MR-Messungen im Nullfeld erwartete Widerstandswert gemessen. Die Magnetisierung der freien Elektrode ist näherungsweise in Richtung des Nanodrahtes ausgerichtet (siehe dazu Tabelle 4). Bei Erhöhung des Stromes steigen die Widerstandswerte mit zunehmenden Strom aufgrund der Erwärmung des Drahtes an. Zusätzlich unterscheiden sich die Widerstandswerte für die beiden Stromrichtungen mit steigendem Strom zunehmend. Ursächlich für die unterschiedlichen Widerstände ist das Oerstedfeld des (näherungsweise) nur in der Kupferschicht fließenden Stromes. Für die Stromrichtung in „1“ bewirkt das Oerstedfeld eine Auslenkung der Magnetisierung aus der Drahtachse entgegen der Richtung der Referenzmagnetisierung. Der Betrag des Oerstedfeldes nimmt mit der Stromstärke zu (siehe (26)). Mit zunehmendem Oerstedfeld wird die Auslenkung der Magnetisierung aus der Drahtachse vergrößert, der Winkel zwischen der Magnetisierung der freien Elektrode und der Referenzelektrode nimmt zu. Mit zunehmendem Winkel zwischen den Magnetisierungen nimmt auch der elektrische Widerstand zu. Im Falle umgekehrten Stromflusses („2“) dreht sich die Richtung des Oerstedfeldes im Bereich der freien Elektrode um.

Die Magnetisierung der freien Elektrode wird jetzt durch das Oerstedfeld in Richtung der Magnetisierung der Referenzelektrode ausgelenkt. Der Winkel zwischen den Magnetisierungen wird kleiner, der Widerstand verringert sich mit dem Strom. Da die Auslenkung der Magnetisierung gegen den Einfluss der Formanisotropie erfolgt, verschwindet die Auslenkung nach Abschalten des Stromes wieder.

Befindet sich der Nanodraht während der Messung in einem starken axialen Magnetfeld (hier etwa 200 mT), wird der Verlauf der Konfigurationen „3“ und „4“ gemessen. Der gemessene Widerstand erhöht sich ebenfalls aufgrund der Erwärmung des Nanodrahtes mit dem Strom. Der Unterschied zwischen den verschiedenen Stromrichtungen ist allerdings stark verringert, da sich durch die Vektoraddition der beteiligten Magnetfelder ein stark verkleinerter Winkel zwischen den effektiven Feldern der unterschiedlichen Stromrichtungen ergibt. Die Wirkung des resultierenden effektiven Feldes fällt dadurch geringer aus und der Widerstand wird im äußeren axialen Feld von 200 mT deutlich geringer beeinflusst. Durch Differenzbildung der Messungen für positive und negative Stromrichtung wird das Resultat schließlich unabhängig von der Probenerwärmung:

$$R(+I) - R(-I) = \Delta R \quad (78)$$

Diese Differenzen sind in Abbildung 70 (rechts oben) dargestellt. Aus der Auftragung der Widerstandsdifferenz als Funktion des Stromes wird ein linearer Zusammenhang ersichtlich. Die Zunahme des Widerstandes beträgt näherungsweise  $\Delta R = \Delta I \cdot \frac{dR}{dI}$  und die Steigung im dargestellten Fall:

$$\left. \frac{dR}{dI} \right|_{B=0} = 154,6 \frac{\Omega}{A} \quad (79)$$

Setzt man (79) in (69) ein, ergibt sich für die im Nullfeld maximal erzeugte Gleichspannung eines 1000 nm breiten Nanodrahtes:

$$U_{DC} = \frac{1}{2} \frac{dR}{dI} I_0^2 = 77,3 \frac{\Omega}{A} \cdot I_0^2 \quad (80)$$

Für den untersuchten Draht bedeutet dies für einen Probenstrom von 5 mA eine Gleichspannung von 1,9 mV. Diese Abschätzung gilt allerdings lediglich im Nullfeld, im Magnetfeld muss die Änderung von  $\frac{dR}{dB}$  berücksichtigt werden:

$$U_{DC} = \frac{1}{2} \frac{dR}{dB} \frac{dB}{dI} I_0^2 \quad (81)$$

Die erzeugte Gleichspannung ist also proportional zu  $\frac{dR}{dB}$ . Unter Benutzung des oben ermittelten Kalibrierungsfaktors  $\frac{dR}{dB}$  (77) lässt sich auch der Kalibrierungsfaktor zwischen Strom und Transversalfeld bestimmen:

$$\frac{dR/dI}{dB/dI} = \frac{dB}{dI} \approx 0,524 \frac{T}{A} \quad (82)$$

Im Beispiel bedeutet dieser Faktor ein Transversalfeld von 2,6 mT pro 5 mA Probenstrom. Nimmt man eine homogene Stromdichte in einem rechteckigen Leiter (siehe [62] und Kapitel 2.3) mit den Abmessungen der Kupfer-Zwischenschicht an, erhält man nahe der Oberfläche ein transversales Feld von 3,1 mT pro 5 mA. Die Abweichung von etwa 20 % zwischen dem theoretischen Wert und dem ermittelten Kalibrierungsfaktor wird auf die Vereinfachung zurückgeführt, dass der Strom nur durch die Kupferschicht fließt.

#### 4.2.3.3 Wechselstrommessungen

Im Folgenden wird die erzeugte Gleichspannung über dem Nanodraht direkt gemessen. Die Messungen werden mit reinen AC-Strömen und Messaufbau B durchgeführt (siehe Abbildung 65, S. 91). Die Frequenz des Wechselstromes beträgt in der Regel 10 kHz. Werden Stromdichten angegeben, wird für deren Berechnung angenommen, dass der gesamte Strom durch die Kupfer-Zwischenschicht fließt.

##### 4.2.3.3.a Strom- und Magnetfeldabhängigkeit

Die Resultate werden beispielhaft für einen 1000 nm breiten Nanodraht ( $\theta = 90^\circ$ ) diskutiert. In Abbildung 71 wird rechts die den Messungen zugrundeliegende Geometrie skizziert. Das transversale Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{ext}}$  wird während der Messungen variiert. Für die links dargestellte Messung fließt ein Wechselstrom mit einer Frequenz von 10 kHz und einer Amplitude von etwa 5,2 mA durch den Nanodraht und erzeugt in der Kupfer-Zwischenschicht eine Stromdichte von  $1,05 \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. Wird das transversale Magnetfeld von negativen zu positiven Werten variiert, wird etwa im Bereich zwischen  $\pm 15$  mT ein Gleichspannungssignal  $U_{\text{DC}}$  gemessen. Die Gleichspannung verläuft nicht symmetrisch zum Nullfeld und hat in diesem Fall einen maximalen Betrag von 1,3 mV. Im Nullfeld wird eine Spannung von 0,85 mV gemessen.

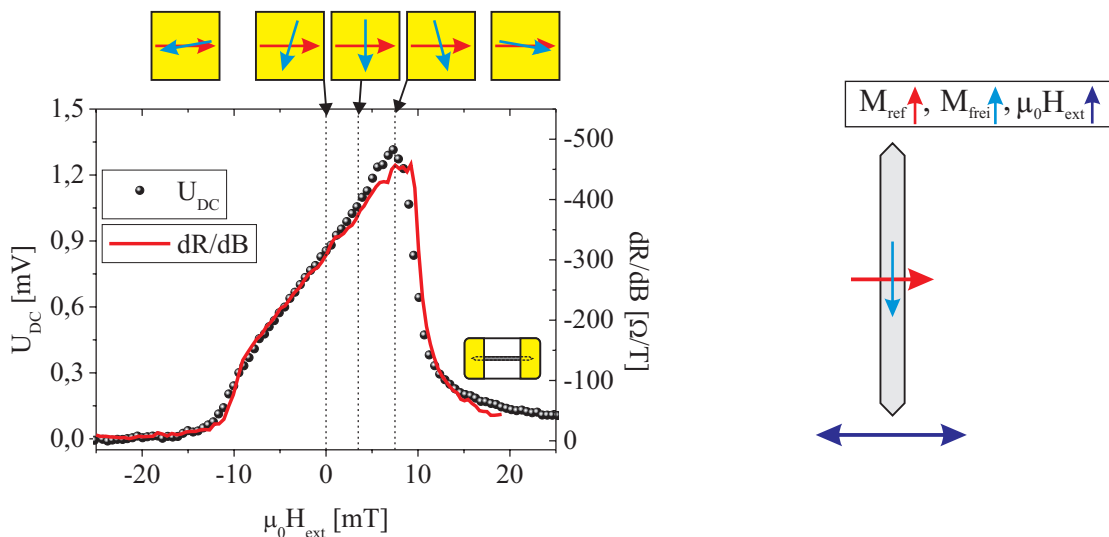


Abbildung 71: Erzeugte Gleichspannung eines 1000 nm breiten Nanodrahtes als Funktion eines transversal angelegten Magnetfeldes. Die Wechselstromamplitude beträgt 5,2 mA bei einer Frequenz von 10 kHz. Zusätzlich ist die Ableitung des Widerstandes nach dem Magnetfeld dargestellt. Qualitativ stimmt der Verlauf beider Kurven erwartungsgemäß gut überein.

Im folgenden Absatz wird der beobachtete Signalverlauf erläutert. In der Abbildung wird dazu die relative Orientierung der beteiligten Magnetisierungen durch ein Pfeilschema skizziert. Liegt ein Magnetfeld von  $-25$  mT transversal zum Nanodraht an, wird keine Gleichspannung erzeugt (Abbildung 71, links). Die Magnetisierungen im Nanodraht sind in diesem Feldbereich fast antiparallel zueinander orientiert. Die Magnetisierung der freien Elektrode ist nahezu parallel zum transversalen Oerstedfeld ausgerichtet, sodass keine Modulation der Orientierung der Magnetisierung durch das Oerstedfeld erfolgt.

Wird das äußere Magnetfeld reduziert, rotiert die Magnetisierung der freien Elektrode in Richtung der Drahtachse zurück, sobald das äußere Feld nicht mehr über die Formanisotropie dominiert. In der dargestellten Messung lässt sich dieses Verhalten ab einem Magnetfeld von etwa  $-15$  mT beobachten. In diesem Zustand ist die Kennlinie des Nanodrahtes nicht länger symmetrisch im Strom. Im skizzierten Fall führt das Oerstedfeld von Elektronen, die im Draht nach oben fließen, zu einer Erhöhung des Widerstandes, Elektronen in die Gegenrichtung zu einer Erniedrigung. Als Konsequenz entsteht eine Gleichspannung. Bei weiterer Reduktion des äußeren Feldes nimmt die Gleichspannung zu, da zum einen der relative Einfluss des Oerstedfeldes auf die Magnetisierung zunimmt und damit größere Änderungen auftreten. Zum anderen nimmt der Winkel zwischen den Magnetisierungen zu.

Im Nullfeld ist die Magnetisierung der freien Elektrode dann noch nicht exakt entlang des Drahtes orientiert (siehe auch Tabelle 4). Die Auslenkungen unterschiedlicher Strukturen unterscheiden sich geringfügig im exakten Wert des Winkels. Für die hier dargestellte Messung beträgt die Auslenkung der Magnetisierung im Nullfeld etwa  $17^\circ$ . Auch nach Überschreiten des Nullfeldes hin zu positiven Magnetfeldern nimmt die Gleichspannung zunächst weiter zu. Die Magnetisierung der freien Elektrode ist für ein Magnetfeld von  $+3,5$  mT in Richtung des Drahtes orientiert. Die Gleichspannung wird maximal, wenn der Winkel zwischen Magnetisierung der freien Elektrode und der Drahtachse im Bereich von  $-15^\circ$  liegt (siehe Tabelle 5). In der dargestellten Messung ist dies für ein äußeres Magnetfeld von  $+7,3$  mT der Fall. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes nähern sich die Magnetisierungen zunehmend an. Für starke positive Felder liegt dann wieder eine kollineare Anordnung vor, die Gleichspannung verschwindet. Die Ursache für das asymmetrische Spannungssignal ist das Streufeld der Referenzelektrode, welches die Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode im Nullfeld bewirkt.

Die Gleichspannung ist nach (81) proportional zur Änderung des Widerstandes im Magnetfeld. In der Abbildung wird zusätzlich  $\frac{dR}{dB}$  als rote Linie dargestellt. Der Verlauf der Ableitung des Widerstandes und der Verlauf des gemessenen Spannungssignals stimmen qualitativ sehr gut überein.

Im weiteren Verlauf wird diese Messung mit Wechselströmen unterschiedlicher Amplitude wiederholt. In Abbildung 72 wird eine Auswahl der Messungen dargestellt.

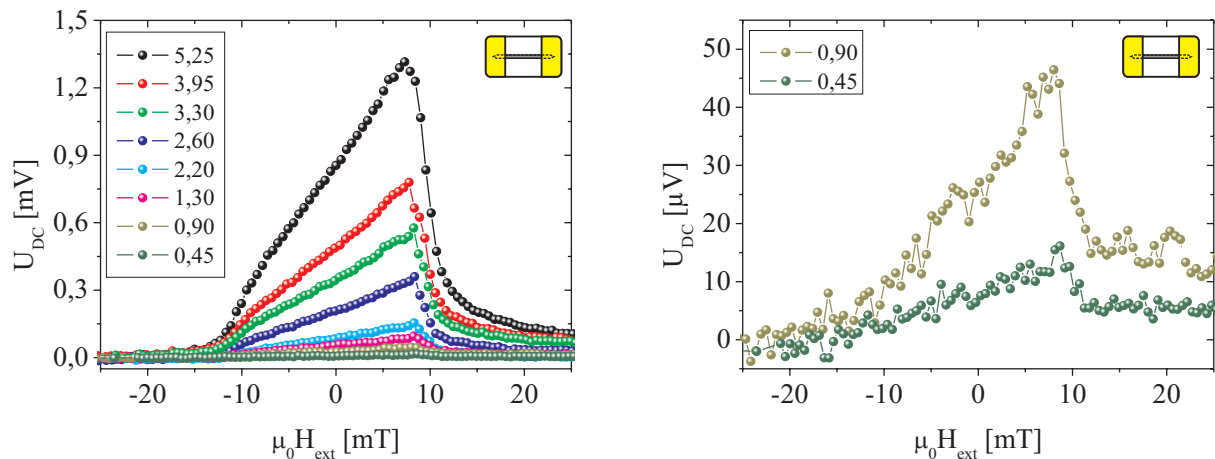


Abbildung 72: Verlauf der erzeugten Gleichspannung für verschiedene Wechselstromamplituden als Funktion des äußeren Magnetfeldes. Je größer die Amplitude des Wechselstromes, desto höher ist die erzeugte Gleichspannung. Auch bei sehr kleinen Strömen ist die charakteristische Kurvenform noch zu erkennen (rechts).

Die gesamte Untersuchung wird für Ströme im Bereich von  $0,45$  mA bis  $5,25$  mA (entsprechend Stromdichten von  $9,0 \cdot 10^{10}$  A/m<sup>2</sup> bis  $1,05 \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>) durchgeführt. Die erzeugte Gleichspannung nimmt – wie erwartet – mit zunehmendem Strom zu. Die maximale Gleichspannung tritt im Mittel in einem transversalen Feld von  $8,1$  mT auf. Für sehr niedrige Stromdichten ist das Gleichspannungssignal sehr niedrig, aber nachweisbar. Diese Messungen deuten darauf hin, dass für die Erzeugung einer Gleichspannung hier keine kritische Stromdichte existiert.

In Abbildung 73 (links) wird die erzeugte Gleichspannung als Funktion des Stromes dargestellt, wobei in diesem Fall der Effektivwert des Stromes herangezogen wird, um einen Vergleich mit den Gleichstrommessungen zu ermöglichen. Sowohl die Gleichspannung im Nullfeld (schwarz) als auch die maximal erzeugte Gleichspannung (rot) zeigen die nach (69) erwartete quadratische Abhängigkeit vom Strom. Durch Anpassung einer quadratischen Funktion wird der Proportionalitätsfaktor ermittelt. Er beträgt in diesen Messungen im Nullfeld:

$$U_{DC}(0 \text{ mT}) \approx 64 \frac{\text{V}}{\text{A}^2} \cdot (I_{\text{eff}})^2 \quad (83)$$

Im Maximum ergibt sich:

$$U_{DC,\text{max}} \approx 89 \frac{\text{V}}{\text{A}^2} \cdot (I_{\text{eff}})^2 \quad (84)$$

Vergleicht man den im Nullfeld aus den Wechselstrommessungen ermittelten Proportionalitätsfaktor von  $64 \frac{\text{V}}{\text{A}^2}$  mit dem aus den Gleichstrommessungen resultierenden Wert von  $77 \frac{\Omega}{\text{A}}$  (siehe (80)) erkennt man, dass die in den Wechselstrommessungen erzeugte Gleichspannung nahezu dem nach den DC-Messungen erwarteten Wert entspricht und lediglich etwa 15 % unter dem erwarteten Wert liegt.

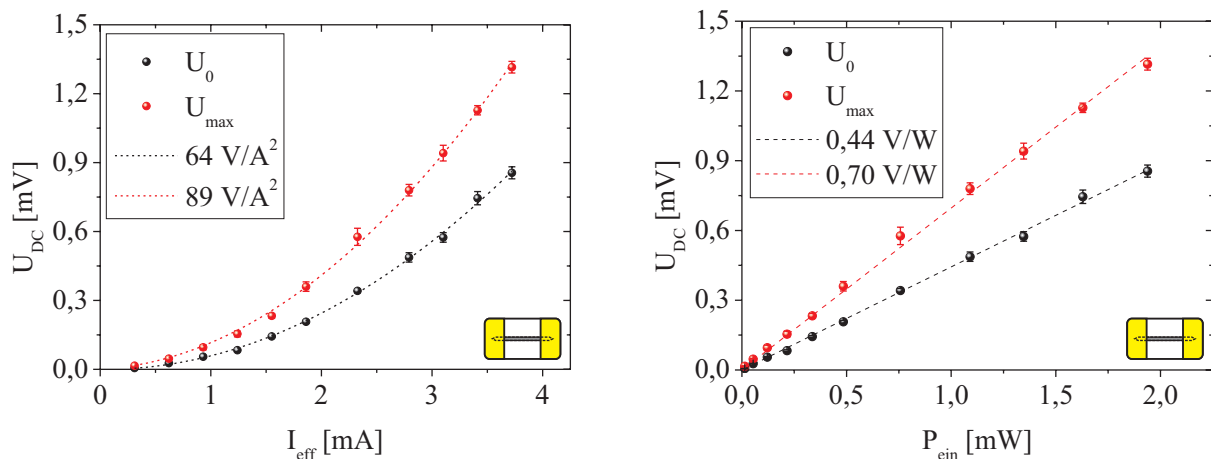


Abbildung 73: Die quadratische Abhängigkeit der erzeugten Gleichspannung vom effektiven Probenstrom (links). Die erzeugte Spannung hängt linear von der Eingangsleistung ab (rechts). Die Effizienz im Nullfeld beträgt  $0,44 \text{ V/W}$ . Bei angelegten äußeren Magnetfeldern kann die Effizienz eingestellt werden, wobei mit dieser Struktur Spitzenwerte von  $0,70 \text{ V/W}$  möglich sind.

Für die Charakterisierung der GMR-Dioden wird, mithilfe der erzeugten Gleichspannung und der Eingangsleistung, als Leistungszahl (engl. „figure of merit“) die Effizienz  $\eta$  definiert:

$$\eta = \frac{U_{DC}}{P_{\text{ein}}} \quad (85)$$

Die quadratische Abhängigkeit der erzeugten Gleichspannung vom Strom (69) hat mit  $P_{\text{ein}} = I_{\text{eff}}^2 R$  zur Folge, dass der Quotient aus Eingangsleistung und erzeugter Gleichspannung konstant ist:

$$\eta = \text{konst.} \quad (86)$$

In Abbildung 73 (rechts) wird die erzeugte Gleichspannung als Funktion der Eingangsleistung dargestellt.

Die Steigung der linearen Anpassung entspricht der Effizienz  $\eta$ . Im Nullfeld wird aus der linearen Anpassung eine Effizienz von

$$\eta_0 = (0,44 \pm 0,01) \frac{\text{V}}{\text{W}} \quad (87)$$

ermittelt. Wird für die Bestimmung der Effizienz die maximal erzeugte Gleichspannung herangezogen, kann eine maximale Effizienz von

$$\eta_{\text{max}} = (0,71 \pm 0,02) \frac{\text{V}}{\text{W}} \quad (88)$$

bestimmt werden. Prinzipiell ergibt sich also die Möglichkeit, die Effizienz des Bauteils durch ein äußeres Magnetfeldes gezielt zwischen null und dem Maximalwert einzustellen.

Im weiteren Verlauf wird der Einfluss des Magnetfeldwinkels auf die erzeugte Gleichspannung für einen 1000 nm breiten 90°-Nanodraht untersucht. Dazu wird in einer Messreihe der Winkel  $\varphi$  des Magnetfeldes zur Drahtachse von 0° bis 360° in 10°-Schritten variiert. Im Experiment wird dies durch die Rotation des Elektromagneten um die Probe erreicht. In Abbildung 74 wird die Geometrie skizziert. Bei der Interpretation der Resultate muss beachtet werden, dass Magnetfelder von -10 mT entlang 0° und von +10 mT entlang 180° aufgrund der Rotation des Magneten identisch sind. Die Messungen beginnen jeweils bei negativem Feld. Die Amplitude des Stromes ist für diese Untersuchung konstant und beträgt 7,5 mA (entspricht einer Stromdichte von  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  in der Kupferschicht).

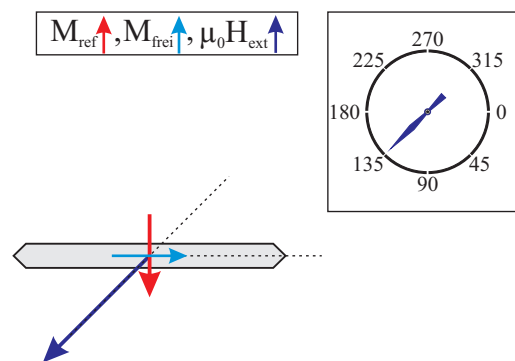


Abbildung 74: Geometrie und Winkelkonvention für die winkelabhängigen Messungen

In Abbildung 75 werden beispielhaft Messungen entlang 0° (links) und 90° (rechts) dargestellt, wobei in diesem Fall die Messungen so dargestellt werden, dass für jeden Winkel eine Messung mit Messrichtung „- nach +“ (engl. „up-sweep“, jeweils schwarz dargestellt) sowie „+ nach -“ (engl. „down-sweep“, rot dargestellte Messungen) vorliegt. Die Ausrichtung der Magnetisierungen wird für die dargestellten Messungen mittels Pfeilschema nach der Skizze aus Abbildung 74 verdeutlicht.



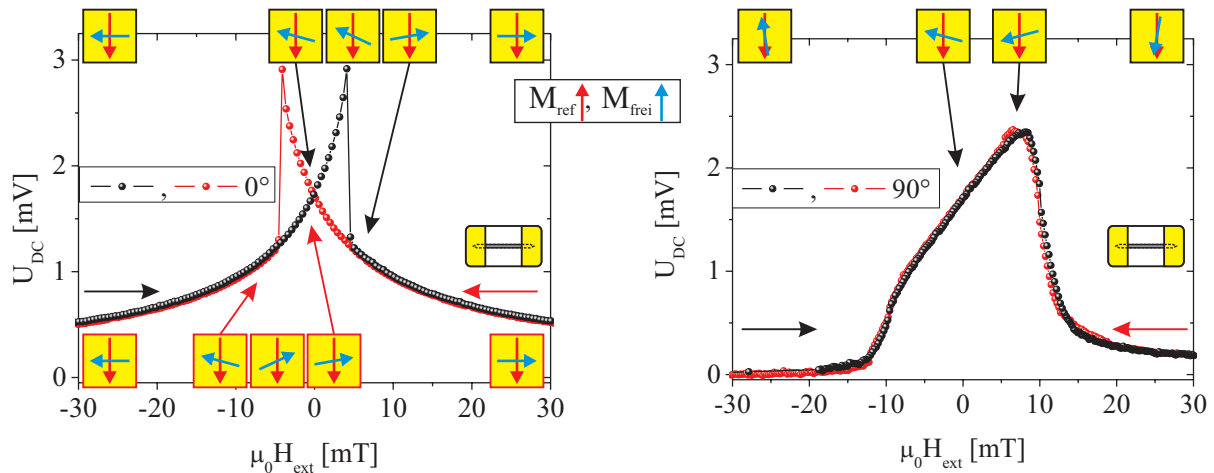


Abbildung 75: Erzeugte Gleichspannung als Funktion des Magnetfeldes für axiale ( $0^\circ$ ) und transversale ( $90^\circ$ ) Magnetfelder. Die Ausrichtung der beteiligten Magnetisierungen wird durch ein Pfeilschema veranschaulicht.

Für die Messung im axialen Magnetfeld ( $0^\circ$ ) ergibt sich folgender Verlauf: Ein negatives Magnetfeld (up-sweep Messung) orientiert die Magnetisierung der freien Elektrode entlang des Nanodrahtes. In diesem Fall wird bereits bei Feldern von  $-30$  mT eine Spannung von  $0,5$  mV erzeugt. Bei Reduktion des Magnetfeldes nimmt die erzeugte Spannung zu, da der Winkel zwischen den für die unterschiedlichen Stromrichtungen resultierenden effektiven Feldern mit abnehmendem äußeren Feld zunimmt. Der Zustand im Nullfeld unterscheidet sich nicht von dem der  $90^\circ$ -Messung (wird weiter unten gezeigt). Bei Erhöhung des Magnetfeldes in die Gegenrichtung nimmt die erzeugte Spannung bis zu einem Maximum zu, die Magnetisierung schaltet bei Erreichen des Koerzitivfeldes um. Da der Verlauf der erzeugten Spannung durch  $\frac{dR}{dB}$  gegeben ist, äußert sich das Umschalten der Magnetisierung bei unterschiedlicher Steigung von  $R(B)$  vor bzw. nach Überschreiten des Koerzitivfeldes durch einen Sprung der erzeugten Spannung. Wird das Magnetfeld weiter erhöht, nimmt die Spannung durch den sinkenden Einfluss des Oerstedfeldes auf das effektive Feld ab. Bei einem Feld von  $+30$  mT werden wieder  $0,5$  mV erzeugt. Der Verlauf kehrt sich bei Umkehr der Messrichtung um und lässt sich durch analoge Überlegungen erklären.

Der Verlauf der  $90^\circ$ -Messungen (Abbildung 75, rechts) entspricht dem in Abbildung 71 diskutierten Verlauf und wird nicht erneut diskutiert. Die hier gewählte Darstellung soll aber die geringe Hysterese des erzeugten Spannungssignals bei transversalen Feldern demonstrieren.

In Abbildung 76 wird die erzeugte Spannung für jede Messung der Serie im Nullfeld und bei  $\pm 20$  mT aufgetragen. Aus dieser Auftragung geht eindeutig hervor, dass die im Nullfeld erzeugte Spannung konstant ist und nicht von der magnetischen Vorgeschichte des Drahtes abhängt.

Im Nullfeld beträgt die erzeugte Gleichspannung für diesen Nanodraht  $(1,74 \pm 0,06)$  mV bei einem Amplitudenwert des Stromes von  $7,5$  mA (entspricht einer maximalen Stromdichte von  $1,5 \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> in der Kupferschicht). Aus den Gleichspannungswerten im Nullfeld und im Maximum in einem angelegten Transversalfeld wird die Effizienz dieser Struktur zu  $\eta_0 \approx 0,44 \frac{V}{W}$  und  $\eta_{\max} \approx 0,64 \frac{V}{W}$  abgeschätzt. Die Effizienz im Nullfeld ist identisch mit der vorher charakterisierten (nominell identischen) Struktur. Die maximale Effizienz ist für diese Struktur leicht reduziert.

Der Verlauf der erzeugten Spannung für Magnetfelder von  $20$  mT folgt einer charakteristischen Signatur mit jeweils zwei Minima zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$ . Die Minima treten bei transversal angelegten Magnetfeldern auf, wobei sich die Breite der Minima deutlich unterscheidet. Um einem Winkel von  $90^\circ$  tritt bei einem Magnetfeld von  $-20$  mT ein breites Minimum auf, im Bereich von  $270^\circ$  ein schmales Minimum. Die halbe Breite der Minima beträgt etwa  $85^\circ$  bzw.  $28^\circ$ . Wird das Feld umgekehrt, kehrt sich auch die Position der Minima um. Das breite Minimum wird im Experiment dann beobachtet, wenn durch das angelegte Magnetfeld ein antiparalleler Zustand der Magnetisierungen vorliegt. Wird durch das äußere Feld ein paralleler Zustand präpariert, tritt das schmale Minimum auf. Dies hat zur Folge, dass der Betrag der erzeugten Gleichspannung unter einem Winkel nahe  $90^\circ$  oder  $270^\circ$  vom Vorzeichen des Feldes abhängt.

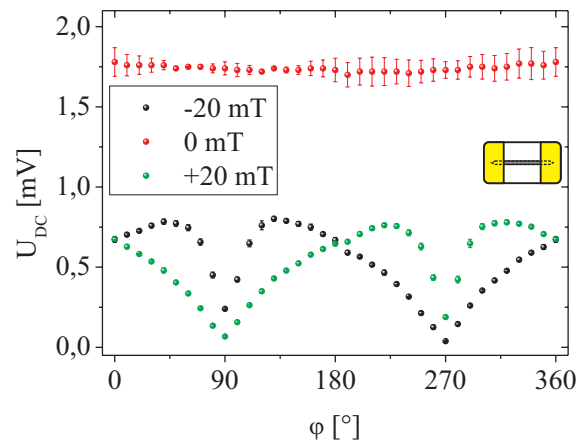


Abbildung 76: Die erzeugte Gleichspannung als Funktion des Winkels für Magnetfelder von  $\pm 20$  mT und 0 mT. Die Gleichspannung im Nullfeld ist unabhängig von der magnetischen Vorgeschichte.

Das prinzipielle Auftreten der Minima ist eine Konsequenz der kollinearen Orientierung der Magnetisierungen für transversal angelegte Magnetfelder. Die Komponente des Magnetfeldes transversal zum Nanodraht für den Winkelbereich  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  nimmt mit zunehmendem Winkel von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  von null an zu und nimmt dann bis  $180^\circ$  wieder auf null ab.

Die Ursache für eine größere Gleichspannung für ein angelegtes Magnetfeld von  $+20$  mT entlang  $40^\circ$  (siehe Abbildung 76) verglichen mit  $-20$  mT liegt im Streufeld der fixierten Magnetisierung begründet. Der Einfluss der beteiligten Magnetfelder wird in Abbildung 77 beispielhaft für den  $40^\circ$ -Fall skizziert. Die Länge der Pfeile ist zufällig gewählt. Ziel ist es lediglich, das zugrundeliegende Prinzip zu zeigen.

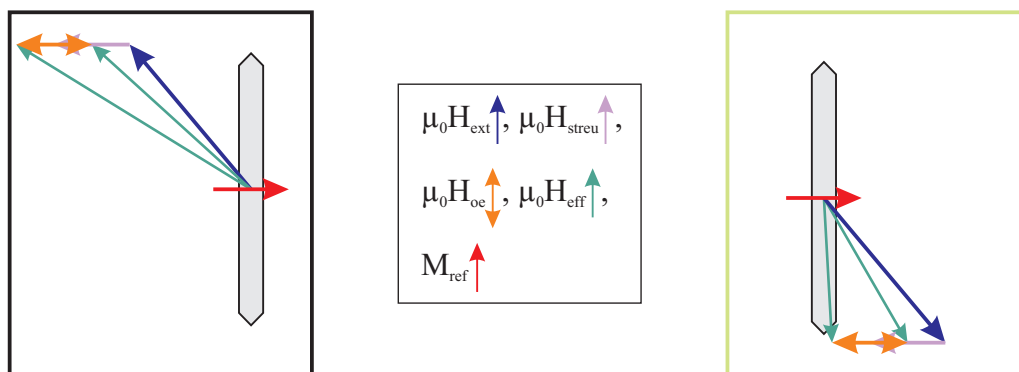


Abbildung 77: Einfluss des Streufeldes der fixierten Magnetisierung auf den resultierenden Winkel zwischen den effektiven Feldern für unterschiedliche Stromrichtungen. Links:  $40^\circ$ ,  $-20$  mT, rechts:  $40^\circ$ ,  $+20$  mT.

Liegt in der dargestellten Konfiguration ein Feld von  $-20$  mT an (linke Skizze) wird durch das Streufeld der fixierten Magnetisierung der Winkel zwischen effektivem Feld und Drahtachse vergrößert. Durch das Oerstedfeld wird das effektive Feld zwischen den beiden dargestellten Richtungen moduliert. Liegt ein äußeres Feld von  $+20$  mT an (rechte Skizze in Abbildung 77), führt das Streufeld zu einem verringerten Winkel zwischen effektivem Feld und Drahtachse. Die Modulation des effektiven Feldes durch das Oerstedfeld führt auf einen größeren Winkel zwischen den Richtungen des effektiven Feldes verglichen mit dem  $-20$  mT-Fall. Durch den vergrößerten Winkel ergibt sich eine erhöhte Effizienz des Stromes und somit ein vergrößertes Gleichspannungssignal.

In Abbildung 78 werden alle Messungen der Serie (Winkel von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  in  $10^\circ$ -Schritten) als Konturplot gezeigt. Aus dieser Darstellung ist der im letzten Abschnitt diskutierte Verlauf der Gleichspannung bei  $\pm 20$  mT sowie die konstante Spannung im Nullfeld gut zu erkennen.

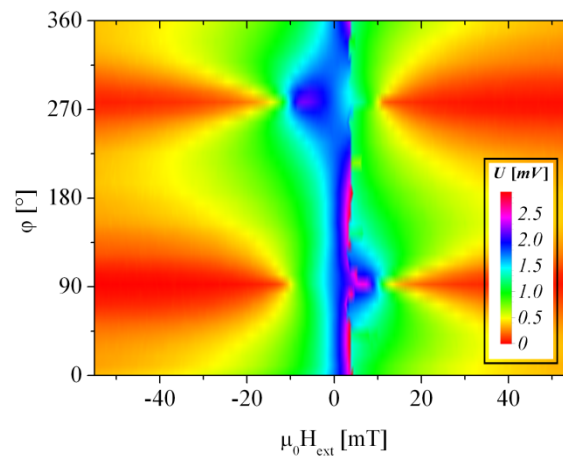


Abbildung 78: Darstellung aller Messungen der untersuchten Winkelabhängigkeit als Konturplot

Die bisher diskutierten Messungen stammen von  $90^\circ$ -Nanodrähten mit einer Breite von 1000 nm. Im nächsten Abschnitt wird zur Bestätigung des entwickelten Modells die Orientierung der Nanodrähte verändert und der resultierende Gleichspannungsverlauf untersucht. Zusätzlich wird die erreichbare Effizienz bei Variation der Drahtbreite analysiert.

#### 4.2.3.3.b Orientierungsabhängigkeit und Variation der Drahtbreite

Die Erzeugung einer Gleichspannung mithilfe einer lateralen GMR-Diode hängt – wie oben beschrieben – entscheidend von der Orientierung des Nanodrahtes bezüglich der Referenzmagnetisierung des Spinventils ab. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes werden in Abbildung 79 Messungen zweier Nanodrähte direkt gegenüber gestellt. Diese Nanodrähte besitzen nominell identische Abmessungen und Zuleitungen. Die Wechselstromdichte beträgt jeweils  $1,5 \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. Lediglich die Orientierung der Drähte zur Referenzmagnetisierung unterscheidet sich. Die Orientierung der den Messungen zugrunde liegenden Nanodrähte wird jeweils durch eine Skizze zusammen mit der verwendeten Winkelkonvention verdeutlicht.

Links werden die Resultate eines weiteren senkrecht orientierten Nanodrahtes dargestellt. Das Verhalten des Drahtes stimmt mit den bisher diskutierten Messungen überein. Für die Struktur ergibt sich aus der erzeugten Spannung im Nullfeld die Effizienz näherungsweise zu  $\eta_0 \approx 0,44 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ . Die maximale Effizienz dieser Struktur im Magnetfeld beträgt etwa  $\eta_{\text{max}} \approx 0,68 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  für ein Magnetfeld von +3,78 mT entlang des Drahtes. An dieser Stelle wird noch einmal betont, dass sich alle Messungen im Nullfeld in einem Punkt schneiden, sodass die erzeugte Spannung im Nullfeld unabhängig von der magnetischen Vorgeschichte ist.

Mit identischem Maßstab werden in Abbildung 79 (rechts) die entsprechenden Messungen eines  $0^\circ$ -Nanodrahtes ( $\theta = 0^\circ$ ) dargestellt. Sowohl der Verlauf als auch der Betrag der erzeugten Gleichspannung unterscheiden sich stark von den bisher diskutierten Ergebnissen.

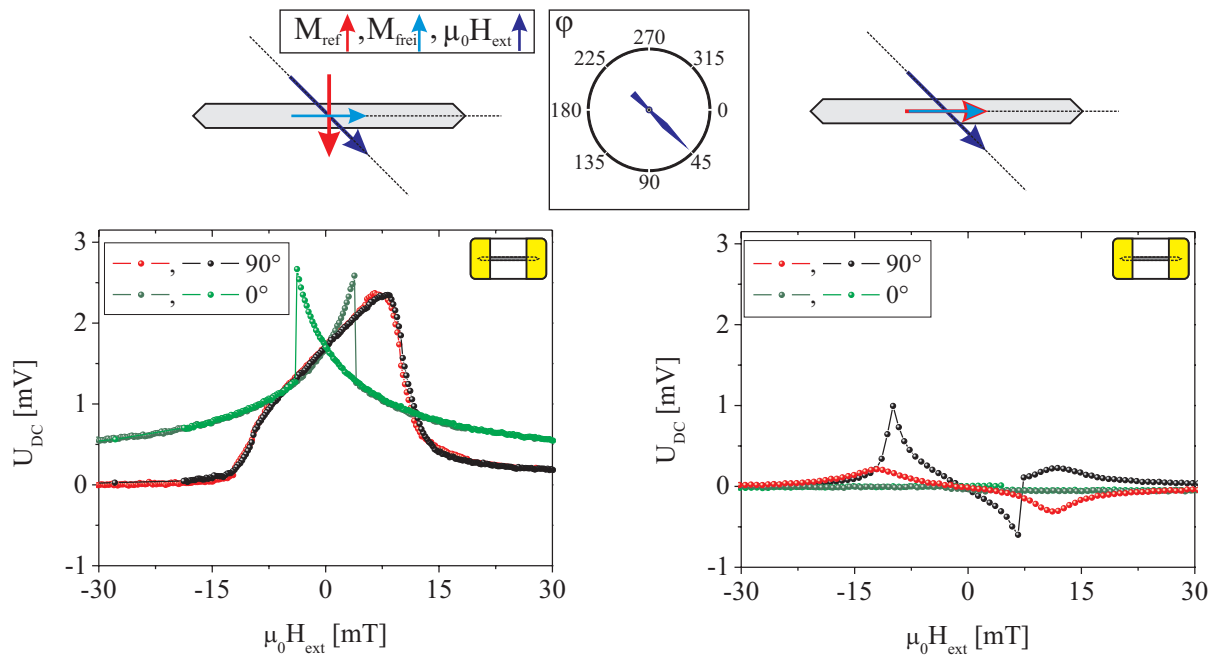


Abbildung 79: Gegenüberstellung: Gleichspannungssignal unterschiedlich orientierter Nanodrähte. Ist der Nanodraht senkrecht zur Referenzmagnetisierung orientiert (links), gelingt die Erzeugung einer Gleichspannung im Nullfeld unabhängig von der magnetischen Vorgeschichte des Nanodrahtes (gemeinsamer Schnittpunkt aller Messungen im Nullfeld). Ist der Nanodraht entlang der Magnetisierung der Referenzelektrode orientiert (rechts), wird im Nullfeld keine Spannung erzeugt. Durch kleine transversale Magnetfelder kann die Magnetisierung aus der Drahtachse heraus gelenkt werden. In diesem Fall entsteht auch eine kleine Gleichspannung.

Im Folgenden wird der Signalverlauf für 0°-Nanodrähte kurz erläutert:

Wird das Magnetfeld entlang des Drahtes variiert (0°-Messungen), wird im Einklang mit Abbildung 64, A keine Gleichspannung erzeugt, da die Widerstandsänderung durch das Oerstedfeld für beide Halbwellen des Stromes gleich ist. Wird das Magnetfeld transversal zum Nanodraht variiert, wird bei hohen Feldern ebenfalls keine Gleichspannung erzeugt. Hohe Transversalfelder (etwa 100 mT) erzeugen im Draht annähernd einen Winkel von 90° zwischen den beiden Magnetisierungen, da die Referenzmagnetisierung entlang des Nanodrahtes ausgerichtet bleibt und die Magnetisierung der freien Elektrode dem äußeren Feld nach Überwindung der Formanisotropie folgt. Es wird in diesem Zustand trotzdem keine Gleichspannung erzeugt, da das Oerstedfeld des Stromes transversal zum Nanodraht orientiert ist und somit durch das Oerstedfeld der Winkel zwischen den Magnetisierungen nicht variiert werden kann. Bei Magnetfeldern etwa im Bereich von  $\pm 15$  mT wird eine kleine Gleichspannung erzeugt. In diesem Magnetfeldbereich dominiert die Formanisotropie über das äußere Feld und die Magnetisierung der freien Elektrode rotiert in Richtung der Drahtachse zurück. Während dieser Rotation kann durch das Oerstedfeld eine Auslenkung der Magnetisierung erfolgen, es resultiert die Erzeugung einer kleinen Spannung. Im Nullfeld liegen beide Magnetisierungen entlang des Nanodrahtes orientiert. Das im Falle der 90°-Nanodrähte auftretende Streufeld der fixierten Elektrode, welches zu einer Auslenkung der freien Magnetisierung im Nullfeld führt, existiert bei 0°-Nanodrähten nicht. Im Nullfeld liegen somit die Magnetisierungen parallel vor und es wird keine Gleichspannung erzeugt. Wird das Magnetfeld in die Gegenrichtung vergrößert, wird in einem kleinen Magnetfeldbereich erneut eine Gleichspannung erzeugt. Die Argumentation unterscheidet sich nicht vom Fall mit negativem Feld.

Aus der mittleren Spannung im Nullfeld von  $(3,7 \pm 1,7) \mu\text{V}$  wird die Effizienz dieses Nanodrahtes berechnet. Sie beträgt:

$$\eta_0 = (0,5 \pm 0,2) \frac{\text{mV}}{\text{W}} \quad (89)$$

Für ein angelegtes transversales Magnetfeld von  $-10$  mT beträgt die maximale Effizienz  $\eta_{\max} \approx 0,25 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ .

Zusammenfassend wird festgehalten, dass die Erzeugung einer Gleichspannung auch mit Nanodrähten möglich ist, die parallel zur Referenzmagnetisierung orientiert sind. Allerdings gelingt dies nicht im Nullfeld. Vielmehr ist eine Auslenkung der Magnetisierung der freien Magnetisierung aus der Drahtachse durch ein äußeres Magnetfeld notwendig.

Die Analyse der  $1000$  nm breiten Nanodrähte hat gezeigt, dass die erzeugte Gleichspannung mit dem Quadrat des Stromes zunimmt:  $U_{\text{DC}} \propto I^2$ . Reduziert man die Drahtbreite  $d$  bei unveränderter Drahtlänge  $l$ , bleibt bei gleicher Stromdichte  $j$  im Draht (Querschnittsfläche  $A = d \cdot l$ ) die Spannung über dem Nanodraht konstant, da  $U = R \cdot I = R \cdot A \cdot j = R \cdot j \cdot d \cdot l$  und  $R \propto \frac{1}{d}$ . Ohne Berücksichtigung der Formanisotropie wäre die erzeugte Gleichspannung unabhängig von der Drahtbreite, da durch das für konstante Stromdichte identische Oerstedfeld (für sehr schmale Streifen nimmt das Oerstedfeld ab, siehe Abbildung 7) eine Variation der Magnetisierung unabhängig von der Drahtbreite erfolgt und die relative Änderung des Widerstandes  $\frac{\Delta R}{R}$  gleich ist. Da die Eingangsleistung mit der Drahtbreite wegen  $P_{\text{ein}} = \frac{U^2}{R}$  und  $R \propto \frac{1}{d}$  zunimmt:  $P_{\text{ein}} \propto d$ , nähme die resultierende Effizienz mit der Drahtbreite ab. Für den Einfluss der Formanisotropie wird in nullter Näherung eine  $\frac{1}{d}$  Abhängigkeit angenommen. Daraus folgt, dass die erzeugte Spannung linear mit der Drahtbreite zunimmt:  $U_{\text{DC}} \propto d$  (siehe dazu auch Abbildung 80). Aus diesen Überlegungen folgt eine von der Strukturbreite unabhängige Effizienz:

$$\eta = \frac{U_{\text{DC}}}{P_{\text{ein}}} \propto \frac{d}{d} = \text{konst.} \quad (90)$$

Je nach Abhängigkeit der Formanisotropie sind somit im Bereich schmaler Strukturen verschiedene Szenarien denkbar. Nimmt die Formanisotropie stärker zu als angenommen ( $\frac{1}{d^{1+\delta}}$ -Abhängigkeit), folgt eine sinkende Effizienz mit der Strukturbreite. Nimmt die Formanisotropie hingegen weniger stark zu ( $\frac{1}{d^{1-\delta}}$ -Abhängigkeit), ergibt sich für niedrige Strukturbreiten eine Zunahme der Effizienz.

Im weiteren Verlauf wird durch die Analyse unterschiedlich breiter Nanodrähte mit identischer Länge diese Überlegung experimentell untersucht. Bei konstanter Stromdichte nimmt das theoretisch nahe der Oberfläche erzeugte Oerstedfeld eines rechteckigen Leiters mit den Abmessungen der Kupfer-Zwischenschicht bei Reduktion der Streifenbreite von  $1000$  nm auf  $200$  nm um weniger als  $4\%$  ab (siehe auch Kapitel 2.3). Deshalb wird bei Messungen mit konstanter Stromdichte vereinfachend ein konstantes Oerstedfeld angenommen. Die für die Messungen gewählte Stromdichte beträgt  $1,5 \cdot 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. Es wird ein transversales Magnetfeld variiert und die Gleichspannung über den Nanodrähten gemessen. In Abbildung 80 (links) wird die erzeugte Gleichspannung als Funktion des äußeren Magnetfeldes für die verschiedenen Nanodrähte direkt verglichen. Mit abnehmender Drahtbreite nimmt sowohl die maximal erzeugte Gleichspannung als auch die im Nullfeld erzeugte Spannung ab. Im Gegenzug nimmt der Magnetfeldbereich, in dem eine Gleichspannung erzeugt wird, zu. Dieses Verhalten wird durch die Formanisotropie bestimmt. Mit abnehmender Breite der Nanodrähte nimmt die Formanisotropie zu. Damit sind stärkere transversale Magnetfelder für die Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode nötig. In der Messung äußert sich dieser Einfluss durch die Verbreiterung des Feldbereiches, in dem eine Gleichspannung entsteht.

In Abbildung 80 (rechts) wird die erzeugte Gleichspannung als Funktion der Drahtbreite dargestellt. Fehlerbalken werden nicht dargestellt, da die Unsicherheiten etwa der Größe der Datenpunkte entsprechen. Da die Stromdichte in den unterschiedlichen Drähten gleich ist, wird durch den linearen Anstieg der erzeugten Spannung direkt der Einfluss der Formanisotropie sichtbar. Die lineare Anpassung der Messpunkte (gestrichelt dargestellt) verläuft nicht durch den Nullpunkt. Als mögliche Ursache werden Randeffekte des Nanodrahtes verantwortlich gemacht.

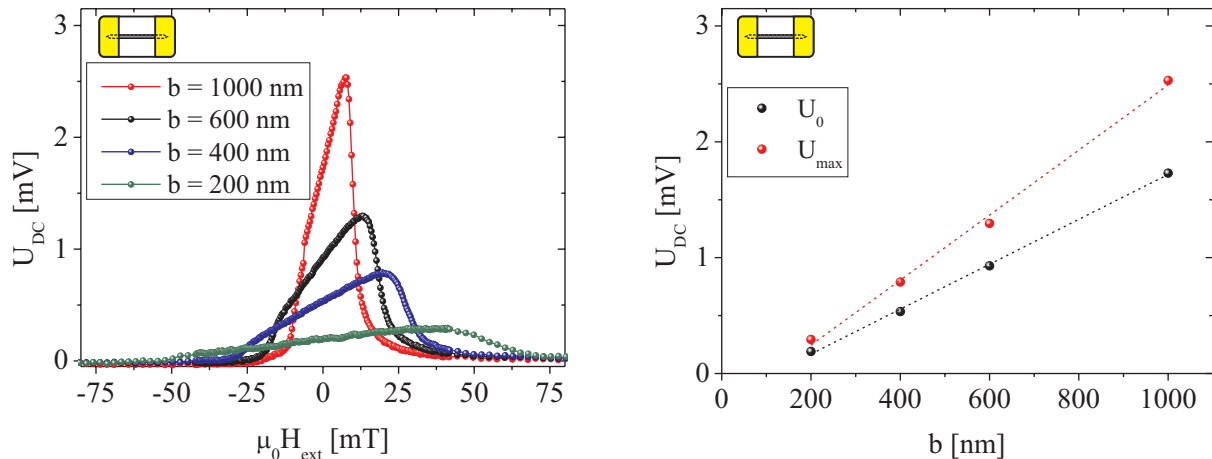


Abbildung 80: Erzeugte Gleichspannung  $U_{DC}$  von Nanodrähten unterschiedlicher Breite  $b$  bei Variation eines transversalen Magnetfeldes bei konstanter Stromdichte. Die erzeugte Gleichspannung nimmt mit der Strukturbreite ab. Der Feldbereich, in dem eine Spannung erzeugt wird, nimmt aufgrund der Formanisotropie zu (links). Linearer Zusammenhang zwischen Drahtbreite und erzeugter Gleichspannung (rechts). Die angepasste Gerade geht nicht durch den Ursprung, was auf Randeffekte hindeutet.

Simulationen haben gezeigt, dass durch ein kleines Transversalfeld die Magnetisierung nicht gleichmäßig aus der Drahtachse ausgelenkt wird, sondern dass die Auslenkung zum Rand hin abnimmt (siehe Abbildung 54 und Abbildung 56 in Kapitel 4.1.4.4). Für die untersuchten Breiten deutet dieser Verlauf darauf hin, dass durch die nicht gleichmäßige Auslenkung der Magnetisierung effektiv nur eine verminderte Breite des Drahtes zum Effekt beiträgt. Anhand der Messdaten wird vermutet, dass die effektive Breite etwa 100 nm weniger als die geometrische Drahtbreite beträgt. Allerdings ist das Konzept der effektiven Breite nicht für beliebig schmale Nanodrähte anwendbar, da durch das Oerstedfeld immer eine Auslenkung der Magnetisierung erreicht wird, auch wenn sie sehr klein sein kann. Physikalisch sinnvoll ist somit ein Verlauf der Anpassungskurve durch null.

Aus den Einzelmessungen wird für jeden Nanodraht sowohl die Effizienz im Nullfeld als auch die maximale Effizienz abgeschätzt und in Abbildung 81 dargestellt. Die Effizienz nimmt mit abnehmender Drahtbreite im Bereich 1000 nm bis 200 nm ab. Die Effizienz im Nullfeld sinkt von  $(0,44 \pm 0,01) \frac{W}{V}$  für 1000 nm breite Nanodrähte auf einen Wert von  $(0,27 \pm 0,02) \frac{V}{W}$  für 200 nm breite Drähte.

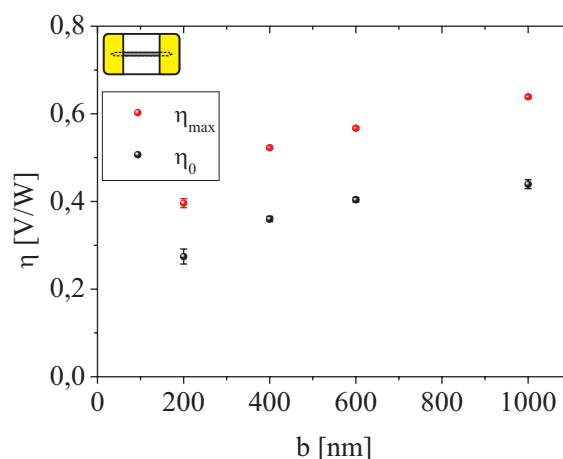


Abbildung 81: Effizienz  $\eta$  als Funktion der Breite der Nanodrähte  $b$  im Nullfeld ( $\eta_0$ ) sowie die maximale Effizienz  $\eta_{max}$

Die bisherigen Untersuchungen mit einer Wechselstromfrequenz von 10 kHz werden im nächsten Abschnitt durch die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit bis in den GHz-Bereich erweitert.

4.2.3.3.c Frequenzabhängigkeit

Im weiteren Verlauf wird die Frequenzabhängigkeit der Gleichrichtung untersucht. Zur Untersuchung der Frequenzabhängigkeit wird die Geometrie der elektrischen Zuleitungen von einfachen Kontaktflächen zu koplanaren Wellenleitern geändert. Die Frequenzabhängigkeit wird mithilfe des in Abbildung 82 (links) skizzierten Messaufbaus durchgeführt. Die Kontaktierung der Wellenleiter erfolgt mittels spezieller Hochfrequenzspitzen. Der Wechselstrom wird durch einen Mikrowellengenerator erzeugt. Mithilfe eines Spektrumanalysators wird die Transmission durch den Nanodraht gemessen. Die Gleichspannung wird mit zwei Bias-Tees abgegriffen und wie bisher mittels Differenzverstärker und Nanovoltmeter gemessen. Details zu diesem Messaufbau werden später diskutiert (Kapitel 4.3.1.2).

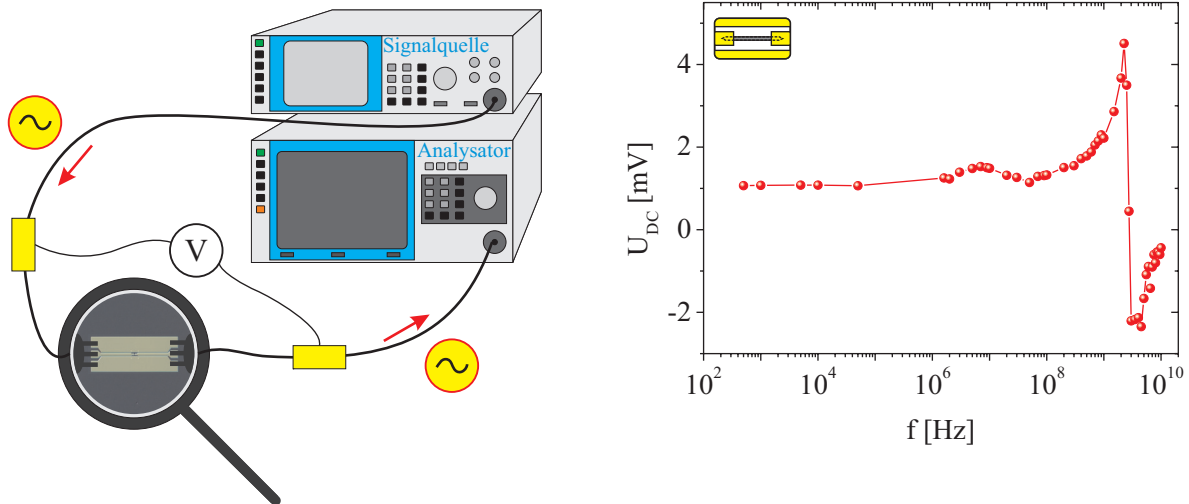


Abbildung 82: Messaufbau für frequenzabhängige Messungen (links). Erzeugte Gleichspannung für einen 1000 nm breiten Nanodraht als Funktion der Anregungsfrequenz für eine Stromdichte von  $1,25 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ . Im Resonanzfall wird die erzeugte Spannung mehr als vervierfacht. Nach Überschreiten der Resonanzfrequenz kommt es aufgrund des Phasensprunges zu einem Vorzeichenwechsel der Gleichspannung.

Die Messungen werden folgendermaßen durchgeführt: Ohne angelegtes Magnetfeld wird bei konstanter Transmission die Frequenz  $f$  des Wechselstromes mit einer Amplitude von 6,3 mA (entspricht einer Stromdichte von  $1,25 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ ) variiert. Die Frequenz wird von 1,6 MHz bis 10 GHz variiert und die Gleichspannung über dem Nanodraht gemessen. Die Messungen im kHz-Bereich werden mit Messaufbau B (siehe Abbildung 65, S. 91) durchgeführt. Die erzeugte Spannung (siehe Abbildung 82 (rechts)) als Funktion der Anregungsfrequenz ist vom kHz-Bereich bis etwa 100 MHz nahezu konstant und beträgt für 10 kHz etwa 1,08 mV. Die Effizienz dieses Drahtes im Nullfeld beträgt für niedrige Frequenzen somit etwa  $\eta_0 \approx 0,43 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ . Bei Erhöhung der Anregungsfrequenz tritt im Bereich von 3 GHz ferromagnetische Resonanz in der freien Elektrode des Nanodrahtes auf. Im Resonanzfall ist die erzeugte Gleichspannung stark erhöht. Die maximale erzeugte Gleichspannung von 4,51 mV für eine Anregungsfrequenz von 2,25 GHz führt auf eine Effizienz von

$$\eta_{\text{Resonanz}} \approx 1,8 \frac{\text{V}}{\text{W}} \quad (91)$$

Die ferromagnetische Resonanz im Nanodraht wird später detailliert untersucht (siehe Kapitel 4.3).

#### 4.2.3.3.d Effizienzvergleich

Um eine Beurteilung der Effizienz des hier entwickelten Bauteils zu ermöglichen, wird in diesem Abschnitt ein Vergleich mit den Effizienzwerten anderer Spintronik-Bauteile durchgeführt. In Tabelle 6 (siehe S. 111) wird für eine Auswahl von Experimenten die jeweils erreichte Effizienz und der für die Anregung verantwortliche Mechanismus zusammengefasst. Die Auflistung konzentriert sich auf Bauteile, die mit einer reinen AC-Anregung betrieben werden. Dabei bezeichnet „STT“ den Übertrag von Spindrehmoment und „h“ ein hochfrequentes Magnetfeld. Die ermittelten Effizienzwerte anderer Experimente sind durch das Ablesen der Werte aus den Veröffentlichungen mitunter stark fehlerbehaftet. Die dargestellten Werte sollen lediglich zu Vergleichszwecken dienen und sind nicht exakt.

Die Positionen 1-4 in Tabelle 6 stammen von Experimenten mit Tunnelkontakten. Tunnelkontakte ermöglichen bei Anregung mit Wechselstrom durch den Spin-Dioden-Effekt hohe Effizienzen, da diese Bauteile einen hohen Magnetowiderstand im Bereich von 100 % [220] aufweisen und nach [225] die mit diesen Bauteilen erreichbare Effizienz direkt proportional zum Magnetowiderstand des Kontaktes ist. Die bisher höchste erreichte Effizienz wird in [224] beschrieben. Durch Anregung mittels AC-Strömen wird eine Effizienz von  $630 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  erreicht. Der verwendete Tunnelkontakt mit MgO-Barriere besitzt eine runde Form bei einem Durchmesser von 120 nm und eine freie FeB-Elektrode mit senkrechter magnetischer Anisotropie (siehe z. B. [236]). Mittels eines Vektormagneten wird ein Magnetfeld mit Komponenten in der Probenebene und senkrecht dazu angelegt. Ein zusätzlich angelegter Gleichstrom resultiert in einem weiteren Drehmoment auf die freie Elektrode, welches bei Überschreiten eines kritischen Stromes zu einem Umschalten der Magnetisierung führen kann (siehe z. B. [10]). Außerdem kann eine Reduktion der effektiven Dämpfung erreicht werden [222]. Die maximale Effizienz (von bis zu  $12 \frac{\text{kV}}{\text{W}}$ ) wird dann beobachtet, wenn durch den Gleichstrom eine minimale Dämpfung eingestellt wird.

Position 5 beschreibt ein Experiment, bei welchem ein einfacher, von einem hochfrequenten Wechselstrom durchflossener NiFe-Draht ein Gleichspannungssignal erzeugt. Die Autoren selbst können nicht zweifelsfrei einen Anregungsmechanismus angeben. Ein hochfrequentes magnetisches Wechselfeld in der Probenebene wird vermutet. Die beobachtete Effizienz liegt mit  $0,15 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  deutlich unter den Werten, die mit Tunnelkontakten erreicht werden.

Die Positionen 6-7 in Tabelle 6 stellen Experimente mit CPP-GMR-Nanokontakten dar. Die Effizienz liegt im Bereich von  $0,2 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ . Der Betrag der erzeugten Gleichspannung ist durch den niedrigen Widerstand der metallischen Nanokontakte sehr klein und liegt im sub  $\mu\text{V}$ - [227] bzw. im  $\mu\text{V}$ -Bereich [222].

Die folgenden Positionen 8-10 repräsentieren Experimente mit mechanischen Punktkontakten auf GMR-Schichtsystemen. Die im Resonanzfall erreichten Effizienzwerte liegen im Bereich von  $0,05 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  bis  $0,24 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ . Sie sind damit mit den Effizienzwerten der GMR-Nanokontakte vergleichbar.

Position 11 stellt ein Experiment mit GMR-Mikrodraht dar. Für dieses Experiment kann keine Effizienz angegeben werden, da die Autoren den Widerstand des Drahtes nicht angeben. Die erzeugte Spannung beträgt im Resonanzfall etwa  $2 \mu\text{V}$ , bei Anregung mit einem hochfrequenten (4,5 GHz) Wechselstrom von 1 mA.

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten GMR-Nanodrähte weisen bei Anregung mit reinem Wechselstrom eine Effizienz von  $1,8 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  im Resonanzfall bei etwa 3 GHz auf. Die Anregung der Magnetisierung erfolgt nicht durch den Transfer von Spindrehmoment, sondern aufgrund des hochfrequenten Oerstedfeldes des Stromes im Nanodraht. Durch die besondere Probengeometrie und Anregung gelingt auch im nicht-resonanten Anregungsfall die Erzeugung einer Gleichspannung mit einer Effizienz von  $0,44 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  ohne angelegtes Magnetfeld. Mittels eines kleinen Magnetfeldes in der Probenebene kann die Effizienz auf  $0,7 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  erhöht werden. Diese nicht-resonante Erzeugung einer Gleichspannung ist ein wesentlicher Unterschied zu allen anderen Experimenten.

Zum Vergleich besitzen nicht vorgespannte, kommerziell erhältliche Schottky-Detektordioden eine Sensitivität im Bereich von  $500 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  für Frequenzen im GHz-Bereich und Strömen im Bereich von 5 mA [237].



#	Experiment	Effizienz $\eta$ $\left[\frac{\text{V}}{\text{W}}\right]$ ( $I_{\text{DC}} = 0$ )	Anregung	Quelle
1	TMR-Nanokontakt, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, AC-Strom CPP, RT	1,4 (8 GHz)	STT	[220]
2	TMR-Nanokontakt, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, AC-Strom CPP, RT	54 (5 GHz)	STT	[225]
3	TMR-Nanokontakt, freie Elektrode senkrecht zur Schichtebene magnetisiert, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, AC-Strom CPP, RT	440 (1,1 GHz)	STT	[238]
4	TMR-Nanokontakt, Vektormagnet: Magnetfeld mit Komponenten in der Probenebene und senkrecht dazu, DC- & AC-Strom CPP, RT	630 (1,6 GHz)	STT	[224]
5	NiFe-Draht, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, AC-Strom CIP, RT	0,15 (12 GHz)	h	[231]
6	GMR-Nanokontakt, angelegtes Magnetfeld senkrecht zur Probenebene, DC- & AC-Strom CPP, $T < 10$ K	0,15 (12 GHz)	STT	[222]
7	GMR-Nanokontakt, angelegtes Magnetfeld senkrecht zur Probenebene, DC- & AC-Strom CPP	0,2 (18 GHz)	STT	[227]
8	GMR-Punktkontakt, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, AC-Strom CPP, RT	0,05 (15 GHz)	STT	[230]
9	GMR-Punktkontakt, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, DC- & AC-Strom CPP, RT	0,24 (21 GHz)	STT	[229]
10	GMR-Punktkontakt, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, AC-Strom CPP, RT	0,2 (11 GHz)	STT	[239]
11	GMR-Mikrodraht, angelegtes Magnetfeld in der Probenebene, AC-Strom CIP, RT	?	STT	[230]
12	GMR-Nanodraht, kein Magnetfeld, AC-Strom CIP, RT	nicht resonant: 0,44 resonant: 1,8 (3 GHz)	h	diese Arbeit

Tabelle 6: Gegenüberstellung der erreichten Effizienzwerte verschiedener Experimente mit Spintronik-Bauteilen. Neben der Aufzählung der Eckdaten der Experimente und der Effizienzen wird jeweils der Frequenzbereich und der für die Anregung verantwortliche Mechanismus aufgelistet.

Der Vergleich mit anderen Spintronik-Bauteilen zeigt, dass die entwickelten lateralen GMR-Dioden...

- im Resonanzfall eine Effizienz aufweisen, die deutlich über den bisher beobachteten Effizienzen in ganzmetallischen Systemen liegt (etwa einen Faktor 7).
- eine niedrige Effizienz im Vergleich zu Tunnelkontakten aufweisen, aber im Gegensatz zu Tunnelkontakten einfach skalierbar sind und auch ohne angelegtes Magnetfeld arbeiten.
- im Gegensatz zu anderen Bauteilen auch im nicht resonanten Fall eine hohe Effizienz aufweisen.

Aus Gründen der Vollständigkeit wird darauf hingewiesen, dass bei einigen Bauteilen durch eine zusätzlich angelegte Gleichspannung die Effizienz im Resonanzfall stark erhöht werden kann. In CPP-GMR-Nanostrukturen können dann  $0,28 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  [227] bzw.  $2,3 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  [229] in Punktkontakten erreicht werden. Besonders in TMR-Strukturen wird in präzise justierten äußeren Feldern eine starke Erhöhung auf sogar  $12 \frac{\text{kV}}{\text{W}}$  [224] erreicht. Für die zugrundeliegenden Mechanismen wird auf die jeweilige Literatur verwiesen.

#### 4.2.3.4 Fazit und Ausblick

Im vorliegenden Kapitel wurde die Entwicklung und Charakterisierung eines neuartigen Spintronik-Bauteils beschrieben, welches als ganzmetallisches Bauteil aus einem Wechselstrom eine Gleichspannung erzeugt. Das Bauteil besteht aus einem Nanodraht, dessen Schichtfolge als Spinventil bezeichnet wird und den sogenannten GMR-Effekt aufweist. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Bauteil könnte man als laterale GMR-Diode bezeichnen.

Die Funktionsweise der GMR-Diode beruht auf der Modulation der Magnetisierung der freien Elektrode des Spinventils durch das Oerstedfeld eines durch den Nanodraht fließenden Wechselstroms. Für eine optimale Funktion ist eine geeignete Probengeometrie nötig, die durch die senkrechte Orientierung des Nanodrahtes zur Richtung der Referenzmagnetisierung des Spinventils gegeben ist. Die Effizienz der Gleichrichtung, die als Quotient aus der erzeugten Gleichspannung und der Eingangsleistung definiert wird, kann im Resonanzfall ohne angelegtes Magnetfeld bis zu  $1,8 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  betragen. Die Effizienz kann bei niedrigen Frequenzen (nicht resonant) durch ein äußeres Magnetfeld zusätzlich justiert werden. Für die Funktion ist aber prinzipiell kein Magnetfeld nötig. Je geringer die Breite der Nanodrähte gewählt wird, desto niedriger fällt ihre Effizienz aus. Allerdings nimmt der Magnetfeldbereich, in dem das Bauteil funktioniert, zu. Die Impedanz der Nanodrähte kann durch ihre Länge eingestellt werden, wobei die Effizienz konstant bleibt. Die Arbeitsfrequenz der GMR-Dioden erstreckt sich vom kHz-Bereich bis in den GHz-Bereich. Bei Frequenzen im GHz-Bereich tritt im Nanodraht ferromagnetische Resonanz auf, wodurch im Vergleich zu niedrigeren Frequenzen eine Vervierfachung der Effizienz eintritt. Aber auch bei Frequenzen im kHz-Bereich kann durch das Anlegen eines Magnetfeldes eine Effizienz von  $0,7 \frac{\text{V}}{\text{W}}$  erreicht werden. Die typische Effizienz der  $1 \mu\text{m}$  breiten Nanodrähte im Nullfeld liegt bei  $0,4 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ .

Mögliche Einsatzgebiete der GMR-Diode sind vielfältig und reichen vom Einsatz als Magnetfeldsensor bis hin zum Hochfrequenzdetektor. Der Einsatz als Magnetfeldsensor wird durch den linearen Zusammenhang zwischen Effizienz und Magnetfeld bei niedriger Anregungsfrequenz ermöglicht. Das Auftreten der ferromagnetischen Resonanz ermöglicht den Einsatz als frequenzabhängigen Hochfrequenzdetektor.

Abschließend werden noch mögliche Ansatzpunkte für weiterführende Arbeiten diskutiert. Bei den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Zunahme der Effizienz der Nanodrähte mit der Strukturbreite im Bereich von 200 nm bis 1000 nm festgestellt. Die Erweiterung dieser Untersuchung hin zu schmäleren und breiteren Strukturen erscheint sinnvoll. Darüber hinaus könnte durch eine Optimierung der Schichtfolge, etwa eine Variation der Dicke der freien Elektrode und der Dicke der Kupfer-Zwischenschicht, eine Erhöhung der Effizienz erreicht werden. In dickeren Kupferschichten steigt der Stromanteil in dieser Schicht weiter an und führt zu einer Erhöhung des wirksamen Oerstedfeldes. Allerdings nimmt der GMR-Effekt mit steigender Kupfer-Schichtdicke ab, sodass hier ein guter Kompromiss gefunden werden muss. Eine Reduktion der Dicke der freien Elektrode sollte zu einer effizienteren Modulation der Magnetisierung führen. Auch eine Reduktion der effektiven Dämpfung durch einen verbesserten Herstellungsprozess (Reduktion von Rauheiten) im Nanodraht sollte zu einer Erhöhung der Effektivität führen. Eine weitere Möglichkeit, die erzielbare Effizienz zu erhöhen, könnte durch eine geschickte Vernetzung mehrerer Nanodrähte erreicht werden. Ein denkbarer Vernetzungsplan wird in Abbildung 83 dargestellt. Für die Hochfrequenz befinden sich die Nanodrähte in einer Parallelschaltung, für die Gleichspannung in einer Serienschaltung, sodass eine Addition der Gleichspannung erreicht werden sollte.

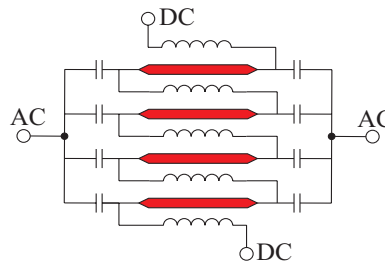


Abbildung 83: Vernetzung mehrerer Nanodrähte zu einer funktionalen Einheit mit erhöhter Effizienz

### 4.3 Ferromagnetische Resonanz von Nanodrähten und Nanostrukturen im Frequenzbereich

In diesem Kapitel werden FMR-Untersuchungen im Frequenzbereich diskutiert. Die Anregung geschieht bei dieser Untersuchungsmethode kontinuierlich durch ein hochfrequentes Wechselfeld. Dieses Messprinzip der FMR ist weit verbreitet und wird unter anderem zur Untersuchung ferromagnetischer Volumenproben (z. B. [240], [241]), dünner Filme (z. B. [73], [242], [243], [244]) und Ensembles von Nanodrähten (z. B. [245], [246]) eingesetzt. FMR-Untersuchungen sind besonders aufgrund der hohen erreichbaren Sensitivität, der hohen Auflösung, dem einfachen Versuchsaufbau und der vielfältigen verfügbaren Literatur interessant [73]. Viele grundlegende Fragestellungen zu Theorie und Anwendung werden z. B. in [247] diskutiert.

Für die experimentelle Umsetzung existieren zahlreiche Methoden, wobei eine prinzipielle Unterscheidung der Methoden durch die Verwendung bzw. Nichtverwendung eines Hohlraumresonators (engl. „cavity“) möglich ist. In Hohlraumresonatoren werden typischerweise Volumenproben oder dünne Schichten untersucht. Die Methode kann auch für Untersuchungen im Ultrahochvakuum genutzt werden [73]. Die Mikrowellenfrequenz ist hier auf die Resonanzfrequenz des Resonators beschränkt. Bei Variation eines äußeren Magnetfeldes wird die ferromagnetische Resonanz der Probe durch resonante Absorption der Mikrowellen und der daraus folgenden Reflexion von Mikrowellenleistung detektiert [73]. Diese Methode wird hier nur aus Gründen der Vollständigkeit erwähnt. Sie ist für den weiteren Verlauf dieser Arbeit nicht von Bedeutung.

Darüber hinaus existieren Methoden ohne Resonator. Dazu gehören unter anderem wellenleiterbasierte Methoden (z. B. [248], [249], [250]), aber auch die FMR-Kraftmikroskopie [251]. Weitere Methoden werden z. B. in [75] diskutiert. In [242] werden verschiedene Methoden verglichen, wobei gezeigt wird, dass die Resultate verschiedener FMR-Techniken vereinbar sind (siehe auch Kapitel 4.4.3.2.e).

Eine Methode zur Untersuchung einzelner Nanostrukturen mittels ferromagnetischer Resonanz bietet die sogenannte STT-FMR (z. B. [220], [222], [225], [224], [227], [230], [239], [229]). Diese Methode beruht auf dem Übertrag von Spin-Drehmoment (engl. „Spin-transfer torque“) in vertikalen Transportstrukturen. Die Nanostrukturen bestehen aus einer GMR- oder einer TMR-Schichtstruktur. Fließt ein hochfrequenter Wechselstrom durch den Kontakt, wird unter bestimmten Voraussetzungen eine messbare Gleichspannung erzeugt, wenn die Frequenz des Wechselstroms mit der Resonanzfrequenz der Nanostruktur übereinstimmt [75].

Die im weiteren Verlauf entwickelte und angewandte Methode der ferromagnetischen Resonanz unterscheidet sich von den bisher beschriebenen Verfahren sowohl in der Art und Weise der Signalentstehung als auch im Probenlayout. Den Ausgangspunkt für die Untersuchungen bildet die Beobachtung der FMR bei den frequenzabhängigen Untersuchungen der Gleichrichtung in Kapitel 4.2.3.3.c. Dort wird bei Untersuchungen von 90°-Nanodrähten mit Frequenzen im niedrigen GHz-Bereich aufgrund des beschriebenen Gleichrichtungseffektes eine starke Erhöhung der erzeugten Gleichspannung beobachtet (siehe Abbildung 82). Diese Überhöhung des Spannungssignals wird mit der stark vergrößerten Amplitude der Präzessionsbewegung beim Auftreten der ferromagnetischen Resonanz der freien Elektrode erklärt. Die Beobachtung der FMR ermöglicht die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik eines einzelnen Nanodrahtes im Frequenzbereich.

Im folgenden Abschnitt werden FMR-Messungen an einzelnen GMR-Nanodrähten durchgeführt und analysiert. Im darauffolgenden Kapitel wird die Untersuchung auf Nanostrukturen erweitert.

### 4.3.1 FMR-Untersuchungen von GMR-Nanodrähten

Im folgenden Abschnitt wird ausgehend vom zuvor beschriebenen Gleichrichtungseffekt eine alternative Methode für die Untersuchung von Nanodrähten mittels FMR vorgestellt.

Dazu wird zunächst die Auswirkung der Fehlanpassung durch den Nanodraht auf die Signalübertragung mittels Transmissionsmessungen untersucht. Im darauffolgenden Kapitel wird dann der für die FMR-Experimente verwendete Messaufbau vorgestellt und die Linienform des gemessenen Resonanzsignals analysiert. Durch Vergleich des Signalverlaufes mit mikromagnetischen Simulationen wird die mikroskopische Magnetisierungskonfiguration im Resonanzfall bestimmt. Auf diese Weise gelingt die Identifikation von diskreten Spinwellenmoden im Nanodraht. Messungen mit verschiedenen Anregungsfrequenzen dienen der Bestimmung des Dämpfungsparameters. Mittels winkelabhängiger Messungen wird der Einfluss der Orientierung des Drahtes auf die erzeugte Gleichspannung untersucht. Zum Abschluss des Kapitels wird die Möglichkeit der Nanostrukturierung des Nanodrahtes diskutiert.

#### 4.3.1.1 Transmissionsmessungen

Für die FMR-Untersuchungen der Nanodrähte werden Zuleitungen in Form von koplanaren Wellenleitern verwendet, welche gegenüber alternativen Zuleitungsgeometrien zahlreiche Vorteile bieten [98]. Unter anderem befinden sich alle Leiterbahnen auf der Probenoberseite, sodass keine Prozessierung der Probenrückseite nötig ist.

Die Transmissionseigenschaften eines lithographisch hergestellten, koplanaren Wellenleiters (siehe z. B. Abbildung 18, S. 32) hängen von vielen Faktoren (u. a. Breite des Signalleiters, Breite des Spaltes, Dicke und Leitfähigkeit des Substrats) ab und sind im Allgemeinen eine Funktion der Frequenz [98]. Der in den Wellenleiter integrierte Nanodraht stellt eine zusätzliche Fehlanpassung dar. Durch die Fehlanpassung wird das Hochfrequenzsignal teilweise reflektiert. Als Konsequenz wird nicht die gesamte eingehende Leistung transmittiert. Die Höhe dieser Verluste werden im Folgenden beispielhaft für einen lithographischen Wellenleiter (ohne Nanodraht) sowie weiteren Wellenleitern mit integriertem Nanodraht mittels Transmissionsmessungen untersucht. Das Ergebnis dieser Transmissionsmessungen ist die Transmission als Funktion der Frequenz.

Der verwendete Messaufbau wird in Abbildung 84 (links) skizziert. Ein Mikrowellengenerator (Typ SMF100A von Rohde & Schwarz, für technische Details siehe [252]) erzeugt ein hochfrequentes Signal einer einstellbaren Frequenz und Leistung. Die Kontaktierung der lithographischen Struktur erfolgt mit Hochfrequenzmessspitzen. Der transmittierte Anteil des Signals wird mittels Spektrumanalysator (Typ FSV des Herstellers Rohde & Schwarz, für technische Details siehe [253]) detektiert. Aus gemessenem ( $L_{P,Analyator}$ ) und erzeugtem Leistungspegel ( $L_{P,Generator}$ ) wird die Transmission berechnet:

$$\text{Transmission [dB]} = L_{P,Analyator} - L_{P,Generator} \quad (92)$$

Zur Untersuchung der Frequenzabhängigkeit werden Generator und Analysator synchronisiert und die Signalfrequenz  $f$  variiert. Auf diese Weise misst der Spektrumanalysator den Leistungspegel der jeweils durch den Generator erzeugten Frequenz. In Abbildung 84 (rechts) sind Beispielmessungen dargestellt. Dargestellt ist die Transmission lithographisch hergestellter, koplanarer Wellenleiter mit einer Gesamtlänge von 1 mm und Wellenleitern gleicher Abmessungen, aber mit integriertem Nanodraht einer freien Länge von 4  $\mu\text{m}$  bzw. 8  $\mu\text{m}$ . Zusätzlich wird ein durch einen Ätzprozess abgedünnter Nanodraht untersucht.

Die Messungen zeigen – wie erwartet – eine Abnahme der Transmission mit zunehmender Frequenz. Der koplanare Wellenleiter ohne Nanodraht zeigt die höchste Transmission. Die gesamte Transmission beträgt hier bei 10 GHz etwa  $-8$  dB. Bei der Struktur mit geätztem Nanodraht beträgt die Transmission des Gesamtsystems bei 10 GHz etwa  $-25$  dB. Im konkreten Fall bedeutet das bei einer generatorseitig erzeugten Mikrowellenleistung von 20 dBm (100 mW) eine transmittierte Leistung im Bereich von  $-5$  dBm (0,3 mW). Der nicht transmittierte Teil des Signals wird reflektiert und fällt am Eingangswiderstand des Mikrowellengenerators ab. Der reflektierte Teil des Signals trägt auch nicht zur Erwärmung des Nanodrahtes bei.

Da der Spektrumanalysator über einen  $50 \Omega$ -Eingangswiderstand verfügt, kann aus der gemessenen, transmittierten Leistung der Strom berechnet werden, der durch den Nanodraht fließt. Gerechtfertigt wird diese Vorgehensweise auch durch die frequenzabhängigen Messungen an Nanodrähten (siehe Kapitel 4.2.3.3.c). Die erzeugte Gleichspannung ist bei konstanter transmittierter Leistung, und damit konstantem Strom durch den Nanodraht, vom kHz-Bereich bis zum GHz-Bereich nahezu konstant. Eine Erhöhung der erzeugten Gleichspannung tritt dann erst im niedrigen GHz-Bereich durch die ferromagnetische Resonanz im Nanodraht auf.

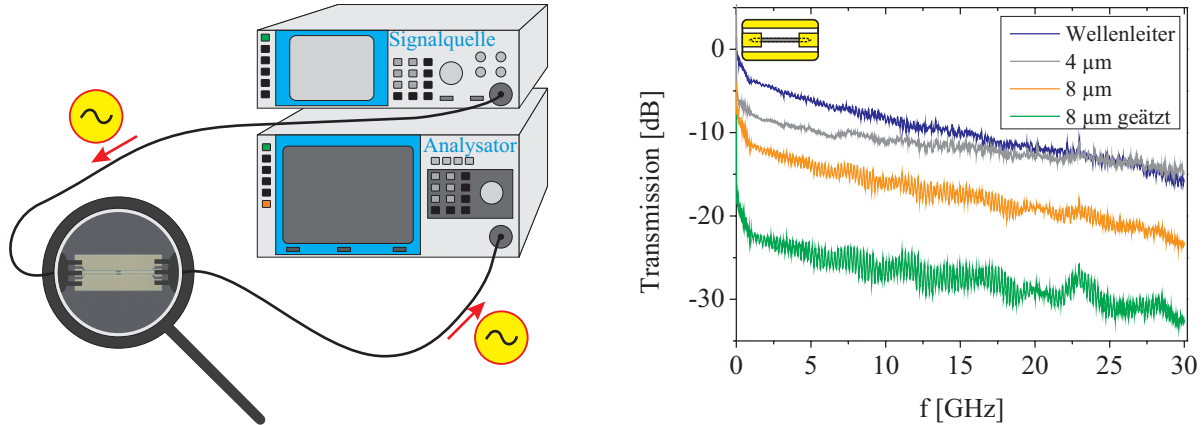


Abbildung 84: Skizze des Messaufbaus für Transmissionsmessungen (links). Rechts: Transmissionsmessungen an lithographischen koplanaren Wellenleitern mit Nanodrähten und einer Vergleichsstruktur ohne Nanodraht. Die Nanodrähte besitzen bei einer Breite von  $1 \mu\text{m}$  eine freie Länge von  $4 \mu\text{m}$  bzw.  $8 \mu\text{m}$ . Der geätzte Nanodraht ist durch einen Ätzprozess bis auf die Kupferschicht abgetragen.

Der effektive Strom  $I_{\text{eff}}$  durch den Nanodraht wird durch die am Eingangswiderstand des Spektrumanalysators  $R_{\text{in}}$  gemessene Leistung  $P_{\text{trans}}$  folgendermaßen berechnet:

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{P_{\text{trans}}}{R_{\text{in}}}} \quad (93)$$

Zur Berechnung der Amplitude des Stromes wird der Effektivwert mit  $\sqrt{2}$  multipliziert. Die transmittierte Leistung wird in der Einheit dBm gemessen, deshalb wird die Umrechnungsvorschrift (siehe Anhang) in mW eingesetzt. Die Umrechnung ergibt die Leistung in mW, was durch einen Faktor 1000 im Nenner berücksichtigt wird. Insgesamt erhält man für die Amplitude des Stromes durch den Nanodraht:

$$I_{\text{Nanodraht}}[\text{A}] = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{10^{\left(\frac{L_{P,\text{trans}}[\text{dBm}]}{10}\right)}}{50 \Omega \cdot 10^3}} \quad (94)$$

Die zur Berechnung der Effizienz herangezogene Eingangsleistung in das Bauteil  $P_{\text{ein}}$  wird nun entweder aus dem effektiven Strom und dem ohmschen Widerstand des Nanodrahtes berechnet oder direkt mit dem Leistungspegel und dem ohmschen Widerstand:

$$P_{\text{ein}}[\text{mW}] = \frac{R_{\text{Ohm,Nanodraht}}}{50 \Omega} \cdot 10^{\left(\frac{L_{P,\text{trans}}[\text{dBm}]}{10}\right)} \quad (95)$$

Um für jede Messung den transmittierten Leistungspegel zu kennen, wird der Spektrumanalysator standardmäßig im Messaufbau verwendet. Durch die  $50 \Omega$ -Anpassung des Eingangs des Spektrumanalysators treten an dieser Stelle keine Reflexionen zurück in den Nanodraht auf. Alternativ kann stattdessen auch ein  $50 \Omega$ -Abschlusswiderstand verwendet werden.

#### 4.3.1.2 FMR-Messungen

Im folgenden Kapitel wird auf das Prinzip der elektrischen Detektion der ferromagnetischen Resonanz eingegangen, welches auf Juretschke [254] zurückgeht. Dazu wird zunächst die zugrunde liegende Signalentstehung kurz erläutert. Im weiteren Verlauf wird eine quantitative Analyse des Signals durchgeführt sowie durch Vergleich mit mikromagnetischen Simulationen die auftretenden Resonanzmoden visualisiert. Durch frequenzabhängige Messungen können Aussagen zur Sättigungsmagnetisierung und zur Dämpfung im Nanodraht getroffen werden. Der Einfluss der Orientierung der Nanodrähte auf das FMR-Spektrum wird durch winkelabhängige Messungen untersucht.

Die ferromagnetische Resonanz wird mittels elektrischer Detektion durch Messung einer Gleichspannung an einem stromdurchflossenen GMR-Nanodraht untersucht. Wird der Nanodraht von einem Wechselstrom durchflossen, bewirkt die Anregung durch das Oerstedfeld des Wechselstromes eine Präzessionsbewegung der Magnetisierung der freien Elektrode um das effektive Feld (siehe z. B. Abbildung 86, rechts). Diese Präzessionsbewegung führt dazu, dass der Widerstand des Nanodrahtes mit der Anregungsfrequenz oszilliert. Die Oszillation des Widerstandes führt dann durch den bereits beschriebenen Gleichrichtungseffekt zur Entstehung einer Gleichspannung (siehe Kapitel 4.2). Im Vergleich zur nicht resonanten Präzession ist im Resonanzfall die Amplitude der Präzessionsbewegung stark vergrößert. Die vergrößerte Amplitude bewirkt eine stärkere Modulation des Drahtwiderstandes und führt somit im Vergleich zum nicht resonanten Fall zu einer erhöhten Gleichspannung. Die Spitze des Magnetisierungsvektors beschreibt bei der Präzessionsbewegung keinen Kreis, sondern aufgrund der magnetischen Anisotropie eine Ellipse [27].

Um das Prinzip der Gleichrichtung möglichst effektiv ausnutzen zu können, werden die Nanodrähte senkrecht zur Richtung der Magnetisierung der Referenzelektrode ausgerichtet (siehe Kapitel 4.2.3.1). Die Anregung der Magnetsierung erfolgt durch das Oerstedfeld hochfrequenter Ströme im GHz-Bereich. Elektrische Zuleitungen in koplanarer Wellenleitergeometrie sorgen für eine möglichst verlustarme Übertragung des Signals. In Kapitel 3.2 befindet sich eine SEM-Aufnahme eines Nanodrahtes mit Zuleitungen der beschriebenen Geometrie.

In Abbildung 85 wird der für die FMR-Messungen im Frequenzbereich verwendete Messaufbau schematisch dargestellt. In Abbildung 82 (siehe S. 109) befindet sich eine Skizze des Messaufbaus. Ein Mikrowellengenerator (SMF100A, [252]) wird für die Erzeugung eines hochfrequenten (typischerweise im GHz-Bereich) Signals mit einstellbarer Leistung und Frequenz verwendet. Das Signal wird mittels Hochfrequenzspitzen (Cascade Microtech, Typ FPC-GSG-150, [255]) auf die lithographischen Zuleitungen des Nanodrahtes übertragen. Die Leistung des durch den Nanodraht transmittierten Signals wird mittels Spektrumanalysator (FSV, [253]) gemessen. Die durch den Nanodraht erzeugte Gleichspannung wird mithilfe zweier „Bias-Tees“ (Typ K251 des Herstellers Anritsu, [256], siehe auch [257]) abgegriffen. Die Messung der Gleichspannung zwischen den Bias-Tees erfolgt mittels Differenzverstärker und Nanovoltmeter. Der Nanodraht befindet sich im Magnetfeld eines rotierbaren Elektromagneten, welcher ein Magnetfeld von bis zu 400 mT in der Probenebene erzeugt.

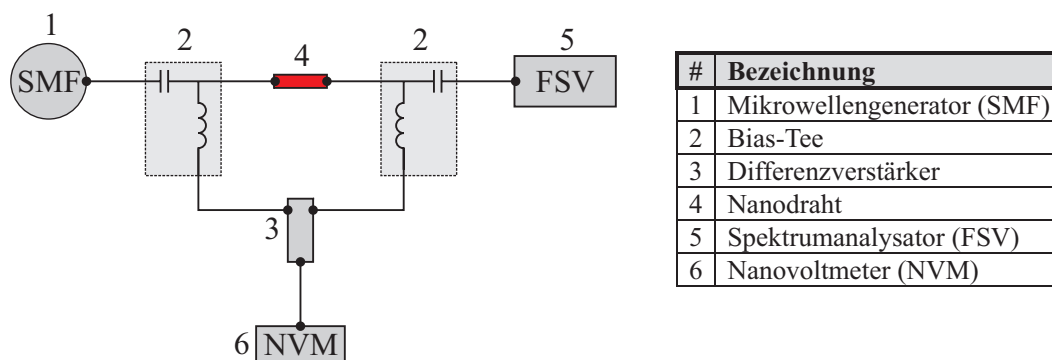


Abbildung 85: Schematische Darstellung des Messaufbaus für elektrisch detektierte FMR-Messungen mit Signalgenerator SMF, Bias-Tees, Nanovoltmeter und Spektrumanalysator FSV

Die FMR-Messungen werden folgendermaßen durchgeführt: Die Signalquelle erzeugt einen hochfrequenten Wechselstrom mit konstanter Frequenz. Die Ausgangsleistung des Generators wird so eingestellt, dass die in Transmission mit dem Spektrumanalysator gemessene Leistung dem gewünschten Probenstrom entspricht (siehe dazu Kapitel 4.3.1.1). Das äußere Magnetfeld wird variiert, wobei die Variation meist von hohen negativen Feldern durch das Nullfeld zu hohen positiven Feldern durchgeführt wird (Messrichtung „– nach +“). Typische Variationsraten des Magnetfeldes liegen im Bereich von  $0,3 - 0,5 \frac{\text{mT}}{\text{s}}$ . Soweit nicht anders beschrieben, wird in den Messungen das äußere Feld entlang des Nanodrahtes variiert und die erzeugte Gleichspannung zwischen den Bias-Tees gemessen.

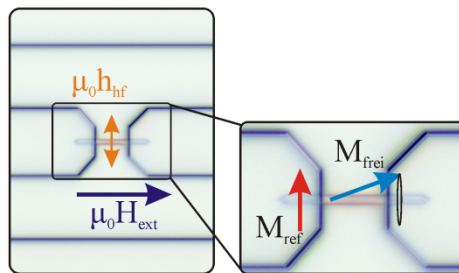


Abbildung 86: Darstellung der Probengeometrie für elektrisch detektierte FMR-Messungen im Frequenzbereich. Ein äußeres Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{ext}}$  wird entlang des Wellenleiters angelegt, durch das hochfrequente Oerstedfeld  $\mu_0 h_{\text{hf}}$  transversal zum Nanodraht findet die Anregung statt. Die Mikroskopaufnahmen zeigen in der Mitte den Nanodraht mit einer Gesamtlänge von  $16 \mu\text{m}$  mit Zuleitungen und den Grenzen der Masseflächen (Zuleitungen in CPW-Geometrie). Die Orientierungen der Referenzmagnetisierung und der Magnetisierung der freien Elektrode sind durch Pfeile schematisch dargestellt, die Magnetisierung der freien Elektrode führt eine Präzessionsbewegung aus.

In Abbildung 87 wird ein typischer Verlauf eines Gleichspannungssignals bei Auftreten ferromagnetischer Resonanz dargestellt. Es handelt sich dabei um eine Messung an einem  $1 \mu\text{m}$  breiten  $90^\circ$ -GMR-Nanodraht. Die Anregungsfrequenz beträgt im dargestellten Fall  $9,6 \text{ GHz}$ , das äußere Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{ext}}$  wird entlang des Nanodrahtes variiert.

Aus der gemessenen transmittierten Leistung von  $-1,1 \text{ dBm}$  lässt sich mit (94) ein Amplitudenwert des Stromes von  $5,57 \text{ mA}$  berechnen.

Bei Variation des Magnetfeldes, beginnend bei  $-350 \text{ mT}$ , wird ferromagnetische Resonanz in der freien Elektrode des Nanodrahtes bei Magnetfeldern von etwa  $-80 \text{ mT}$  bzw.  $+80 \text{ mT}$  durch eine starke Erhöhung und Vorzeichenwechsel der gemessenen Gleichspannung detektiert (eine quantitative Auswertung der Resonanzkurve erfolgt im nächsten Kapitel). Die maximale Effizienz des Nanodrahtes bei  $9,6 \text{ GHz}$  wird aus der Gleichspannung im Resonanzfall und der Eingangsleistung zu

$$\eta = (1,9 \pm 0,1) \frac{\text{V}}{\text{W}} \quad (96)$$

bestimmt. Zusätzlich zur stark ausgeprägten Resonanz treten bei kleineren Feldern weitere (reproduzierbare) Signale niedriger Amplitude auf, deren Ursprung in Kapitel 4.3.1.2.b erklärt wird.

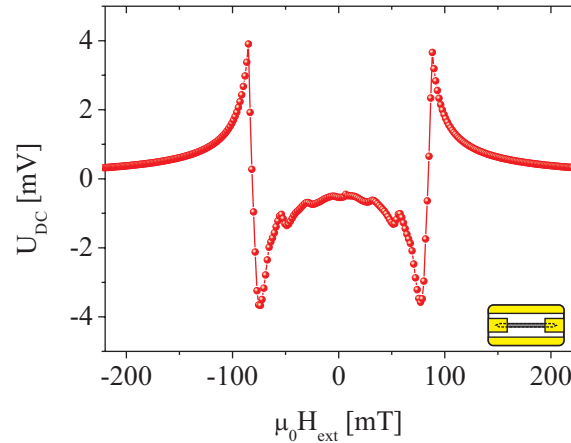


Abbildung 87: FMR-Beispielmessung eines  $1\ \mu\text{m}$  breiten,  $90^\circ$ -Nanodrahtes. Durch den Nanodraht fließt ein hochfrequenter Wechselstrom mit einer Amplitude von  $5,57\ \text{mA}$  und einer Frequenz von  $9,6\ \text{GHz}$ .

Die Entstehung der Gleichspannung beruht auf der bereits ausführlich diskutierten Gleichrichtung durch die  $90^\circ$ -Nanodrähte. Durch die ferromagnetische Resonanz in der freien Elektrode wird die Präzessionsamplitude der Magnetisierung stark vergrößert. Dies führt zu einem erhöhten Spannungssignal. Die Polarität der gemessenen Spannung hängt lediglich von der relativen Orientierung der Magnetisierung der Referenzelektrode zum Strompfad ab. Wird beispielsweise während der positiven Halbwelle des Stromes die abfallende Spannung reduziert, während sie bei der negativen Halbwelle vergrößert wird, resultiert im zeitlichen Mittel eine Gleichspannung mit negativem Vorzeichen (siehe auch Kapitel 4.2).

Nach dieser phänomenologischen Analyse einer Resonanzmessung wird im nächsten Kapitel eine quantitative Analyse durchgeführt. Die Analyse soll die numerische Ermittlung des Resonanzfeldes und der Linienbreite aus den Messdaten ermöglichen. Außerdem soll der Verlauf der Phase ermittelt werden.

#### 4.3.1.2.a Quantitative Analyse der Resonanzlinien

Zur Ermittlung von Resonanzfeld, Linienbreite und Phase wird in diesem Abschnitt eine quantitative Analyse der Messdaten durchgeführt.

Im Resonanzfall entsteht ein messbares Gleichspannungssignal  $U_{\text{Res}}$ . Dieses Signal kann in der tatsächlichen Messung durch einen kleinen konstanten Spannungsversatz („Offset“)  $U_{\text{Offset}}$  überlagert sein, dessen Ursprung z. B. durch einen Offset der Messelektronik entstehen kann. Das Messsignal besitzt dann die folgende Form:

$$U_{\text{DC}} = U_{\text{Res}} + U_{\text{Offset}} \quad (97)$$

Treten während einer Messung  $i$  Resonanzen auf, wird die Summe aller resonant erzeugter Gleichspannungen gemessen:

$$U_{\text{DC}} = \sum_i U_{\text{Res},i} + U_{\text{Offset}} \quad (98)$$

Die folgenden Betrachtungen gehen auf [68] zurück. Es wird im weiteren Verlauf angenommen, dass die gemessene Linienform der ferromagnetischen Resonanz aus zwei Anteilen zusammengesetzt ist, einem symmetrischen (S) Anteil mit der Amplitude  $U_s$  und einen dispersiven (D) Anteil mit der Amplitude  $U_d$ :

$$U_{\text{Res},i} \propto U_s S_i + U_d D_i \quad (99)$$



Folgende Lorentz-Linienformen werden jeweils für den symmetrischen und den dispersiven Anteil angenommen:

$$S_i = \frac{\Delta_i^2}{(x - \mu_0 H_{\text{Res},i})^2 + \Delta_i^2} \quad (100)$$

$$D_i = \frac{\Delta_i \cdot (x - \mu_0 H_{\text{Res},i})}{(x - \mu_0 H_{\text{Res},i})^2 + \Delta_i^2} \quad (101)$$

wobei  $\Delta_i$  die Linienbreite,  $\mu_0 H_{\text{Res},i}$  das Resonanzfeld der  $i$ -ten Resonanz und  $x$  das Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{ext}}$  darstellt. Unter der Annahme, dass das dominante Anregungsfeld transversal zum Nanodraht orientiert ist, kann eine Resonanzlinie durch folgenden Ausdruck angenähert werden:

$$U_{\text{Res},i} = U_i (D_i \cdot \cos(\Phi) - S_i \cdot \sin(\Phi)) \quad (102)$$

Hier wird der Amplitudenfaktor  $U_i$  und die relative Phase  $\Phi$  zwischen magnetischem und elektrischem Mikrowellenfeld transversal zum Nanodraht berücksichtigt. Die material- und frequenzabhängige relative Phase  $\Phi$  legt die Linienform fest [68]. Beträgt die Phasenverschiebung geradzahlige Vielfache von  $\pi$ :  $\Phi = n \cdot \pi$  folgt aus (102) eine rein dispersive Linienform. Für ungeradzahlige Vielfache:  $\Phi = (2n + 1) \cdot \pi$  resultiert eine symmetrische Linie, wobei  $n$  die Werte  $0, \pm 1, \pm 2, \dots$  annehmen kann. Liegen Zwischenwerte der Phasenverschiebung vor, entspricht die Linienform einer Mischung der Beiträge.

Zur quantitativen Analyse der Messdaten wird schließlich folgender Ausdruck an die Messdaten angepasst:

$$U_{\text{DC}}(x) = \frac{U_1 \cdot \Delta_1 \cdot \cos(\phi_1)(x - \mu_0 H_{\text{Res},1})}{(\mu_0 H_{\text{Res},1})^2 - 2x\mu_0 H_{\text{Res},1} + x^2 + \Delta_1^2} - \frac{U_1 \cdot \Delta_1^2 \cdot \sin(\phi_1)}{(\mu_0 H_{\text{Res},1})^2 - 2x\mu_0 H_{\text{Res},1} + x^2 + \Delta_1^2} + U_{\text{Offset}} \quad (103)$$

Der vorliegende Ausdruck beschreibt einen Spannungsverlauf als Funktion eines äußeren Magnetfeldes mit einer Resonanzlinie und Offset. Für jede weitere Resonanzlinie kommen weitere Ausdrücke in der Form der ersten beiden Summanden hinzu. Durch die Anpassung dieser Funktion („Fit“) an Messdaten werden die Anpassungsparameter ermittelt. In Abbildung 88 wird diese Anpassung beispielhaft demonstriert. Die zugrundeliegenden Messdaten stammen von einem  $1 \mu\text{m}$  breiten GMR-Draht. Die Anregungsfrequenz beträgt in diesem Fall  $9,6 \text{ GHz}$ , das äußere Magnetfeld wird entlang des Nanodrahtes angelegt. In Abbildung 88 (links oben) werden Messung und Anpassung gemeinsam dargestellt. Die Anpassung (orange Linie) gibt den Verlauf der Messdaten (schwarze Kreise) gut wieder, wobei im vorliegenden Fall lediglich die zwei dominanten Resonanzlinien angepasst werden.

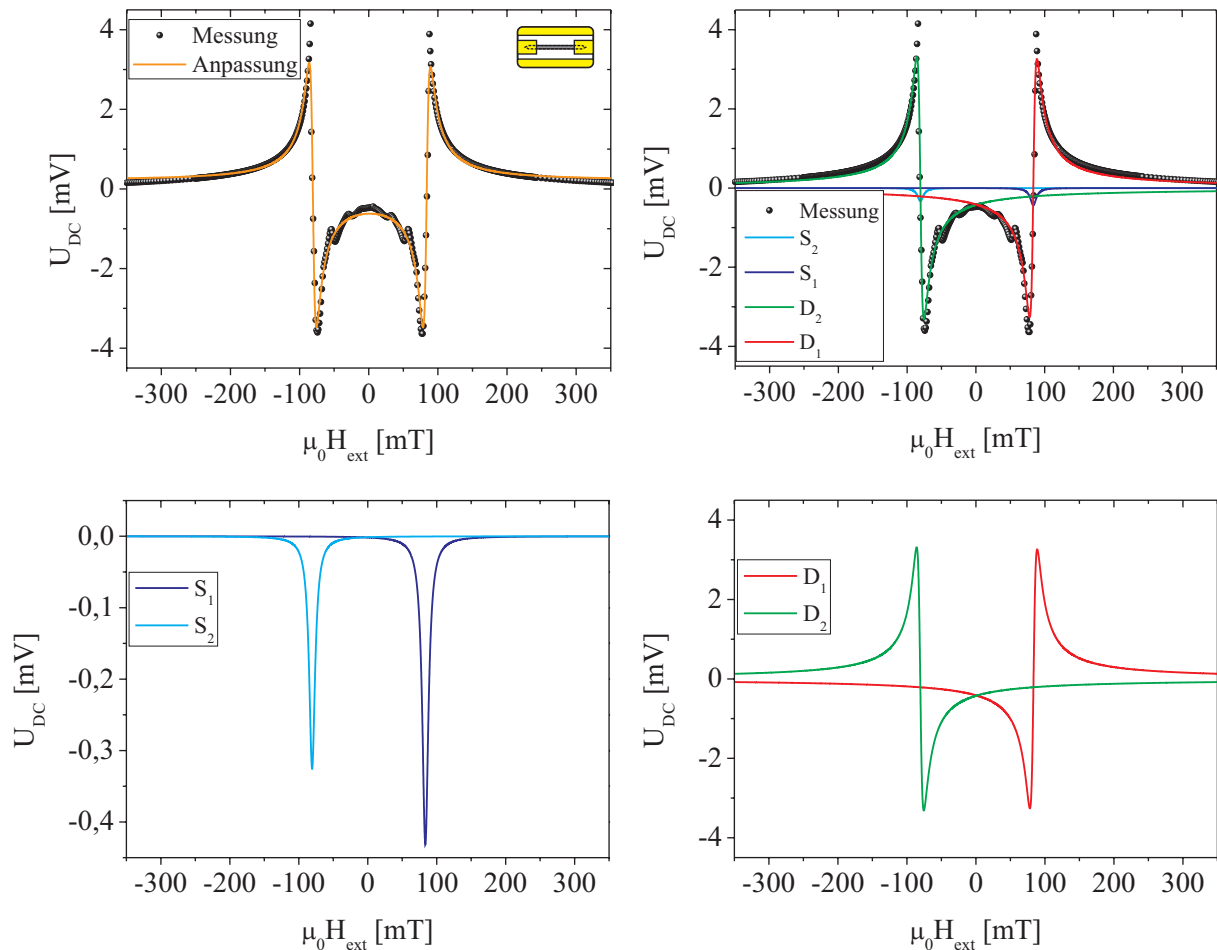


Abbildung 88: Beispielhafte Darstellung der Anpassung von (103) an FMR-Messdaten eines GMR-Nanodrahtes (oben links). Jede Linie ergibt sich aus der Überlagerung von jeweils einem dispersiven und einem symmetrischen Beitrag (oben rechts). Die symmetrischen (unten links) und dispersiven (unten rechts) Anteile dieser Anpassung werden zusätzlich separat dargestellt.

In Tabelle 7 werden alle aus der dargestellten Messung ermittelten Parameter zusammengefasst. Mithilfe dieser Parameter können die einzelnen Beiträge zum Spannungsverlauf dargestellt werden.

Parameter	Formelzeichen	Einheit	Zahlenwert
Amplitude	$U_1 (U_2)$	[mV]	6,53 (6,63)
Linienbreite	$\Delta_1 (\Delta_2)$	[mT]	5,32 (5,21)
Resonanzfeld	$\mu_0 H_{Res,1} (\mu_0 H_{Res,2})$	[mT]	83,57 (-80,65)
relative Phase	$\Phi_1 (\Phi_2)$	[°]	3,79 (177,18)
Offset		[mV]	0,22

Tabelle 7: Anpassungsparameter für die in Abbildung 88 dargestellten Messdaten mit zwei Resonanzlinien

In Abbildung 88 (oben rechts) werden zur Verdeutlichung die symmetrischen und dispersiven Anteile des Signals getrennt voneinander dargestellt. Unten in der Abbildung werden jeweils nur die symmetrischen (links) und dispersiven Anteile (rechts) dargestellt. Die ermittelten relativen Phasen liegen im vorgestellten Beispiel nahe  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$ . Somit stimmt die beobachtete Linienform nahezu mit der dispersiven Linienform überein. Die bereits beschriebene relative Phase  $\Phi$  zwischen magnetischem und elektrischem Mikrowellenfeld ist von der Phase  $\Theta$  zwischen anregendem Feld und Magnetisierung zu unterscheiden.

In einem idealen System ohne Dämpfung (siehe Abbildung 89 (links)) beschreibt die Phase  $\Theta$  zwischen der Auslenkung und der Anregung als Funktion der Anregungsfrequenz eine Stufenfunktion. Die Phase springt beim Überschreiten der Resonanzfrequenz von  $0^\circ$  auf  $-180^\circ$ , wobei die Phasenverschiebung im Resonanzfall genau  $-90^\circ$  beträgt. In realen Systemen sorgt die Dämpfung für

eine Verbreiterung dieses Verlaufes, außerdem gilt:  $\Theta < 0^\circ$ . Die negative Phase bedeutet ein „Nachhinken der Auslenkung hinter der Kraft“ [258].

Hier beschreibt  $\Theta$  die Phase zwischen dem anregenden Oerstedfeld und der Präzessionsbewegung der Magnetisierung und wird als Spinresonanzphase (engl. „spin resonance phase“ [259]) bezeichnet. Die Spinresonanzphase  $\Theta$  kann mithilfe der Anpassungsparameter [68] berechnet werden:

$$\Theta_i = \arctan\left(\frac{S_i}{D_i}\right) \quad (104)$$

Die auf diese Weise berechneten Spinresonanzphasen für die in Abbildung 88 dargestellten Resonanzkurven werden in Abbildung 89 (rechts) dargestellt. Die Darstellung zeigt die Spinresonanzphase  $\Theta$  als Funktion des äußeren Magnetfeldes. Für kleine Magnetfelder beträgt die Phasenverschiebung nahezu  $-180^\circ$ . Im Bereich der Resonanzfelder ändert sich die Phase von nahezu  $-180^\circ$  auf Werte nahe  $0^\circ$ , wobei  $\Theta_1$  bei etwa 83,6 mT  $-90^\circ$  beträgt,  $\Theta_2$  beträgt  $-90^\circ$  bei etwa  $-80,7$  mT. Für größere Magnetfelder geht die Phase gegen  $0^\circ$ .

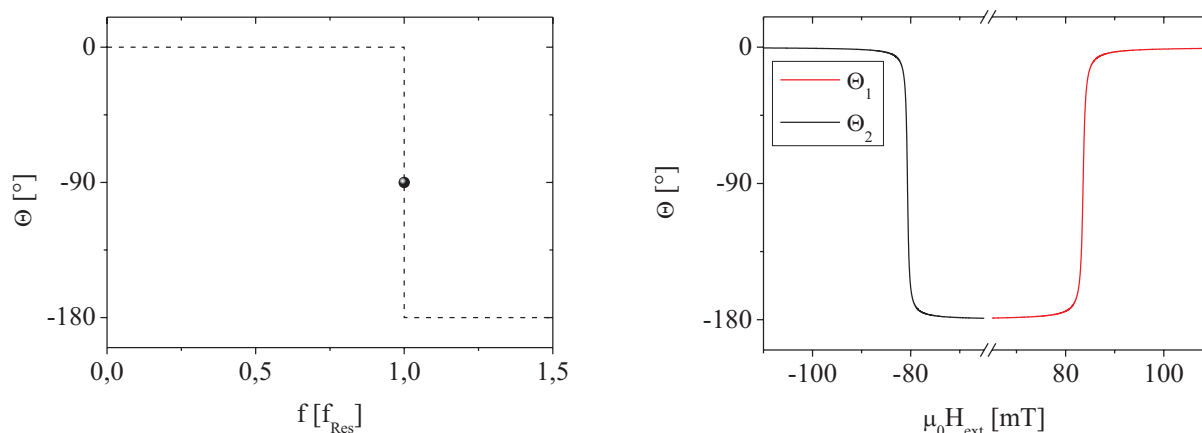


Abbildung 89: Theoretischer Verlauf der Phase als Funktion der Anregungsfrequenz in Einheiten der Resonanzfrequenz in einem idealen System ohne Dämpfung (links). Aus der Messung ermittelter Verlauf der Spinresonanzphase als Funktion des äußeren Magnetfeldes im Bereich der Resonanzfrequenzen (rechts). Bei niedrigen Magnetfeldern beträgt die Phasenverschiebung nahezu  $-180^\circ$ , im Resonanzfall  $-90^\circ$  und für hohe Magnetfelder geht die Phasenverschiebung gegen  $0^\circ$ .

Dieser Verlauf kann mithilfe der Resultate aus Abbildung 82 (siehe S. 109) erklärt werden. Bei der Untersuchung der Nanodrähte wird ohne äußeres Magnetfeld eine Resonanzfrequenz im Bereich von 3 GHz gefunden. Die Messung in Abbildung 88 wird mit einer Anregungsfrequenz von 9,6 GHz durchgeführt. Im Nullfeld ist die Anregungsfrequenz somit höher als die Resonanzfrequenz. Nach Abbildung 89 (links) ist für Frequenzen größer als die Resonanzfrequenz die Phasenverschiebung  $-180^\circ$ . Wird das Magnetfeld erhöht, ist für ein äußeres Magnetfeld von 83,6 mT die Resonanzbedingung erfüllt. Die Spinresonanzphase beträgt dann  $-90^\circ$ . Bei Erhöhung des Magnetfeldes in die Gegenrichtung beträgt die Phasenverschiebung bei  $-80,7$  mT  $-90^\circ$ . Übersteigt das äußere Magnetfeld das Resonanzfeld, ist die Präzessionsbewegung der Magnetisierung der freien Elektrode mit dem hochfrequenten Oerstedfeld nahezu in Phase.

4.3.1.2.b Vergleich mit mikromagnetischer Simulation

Durch den direkten Vergleich von FMR-Messungen mit Resultaten von mikromagnetischen Simulationen mit identischer Feldkonfiguration wird das Auftreten der ferromagnetischen Resonanz und die magnetische Konfiguration im Nanodraht untersucht. Stimmen Verlauf von Simulation und Messung überein, erlaubt diese Methode eine Visualisierung der Spinkonfiguration der Resonanzmoden [260]. Die mikromagnetischen Simulationen werden in Analogie zum Experiment mit einer streifenförmigen Geometrie mit spitz zulaufenden Enden durchgeführt. Die Abmessungen betragen  $L \times B \times H$ :  $16 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 10 \text{nm}$ . Die Simulationen werden für eine einzelne Permalloyschicht durchgeführt ( $\alpha = 0,012$ ). Es werden zwei Magnetfelder definiert, ein transversales Hochfrequenzfeld mit einer Frequenz von 9,6 GHz und einer Amplitude von 40 A/m ( $\mu_0 h_{\text{hf}} \approx 0,05 \text{mT}$ ) sowie ein axiales, statisches Magnetfeld  $H$ , welches stufenweise von null an erhöht wird. Zu Beginn der Simulation wird die Magnetisierung entlang des Drahtes eingestellt. Nach jeweils 20 Perioden des Hochfrequenzfeldes wird der Zustand für jedes äußere Feld abgespeichert. Typischerweise werden die Simulationen für äußere Magnetfelder bis 400 mT durchgeführt.

In Abbildung 90 wird das Ergebnis einer FMR-Messung (oben links) und Verlauf einer mikromagnetischen Simulation (oben rechts) nebeneinander dargestellt. Beiden Verläufen liegt die Konfiguration „axiales, statisches Magnetfeld und transversales Hochfrequenzfeld“ mit einer Frequenz von 9,6 GHz zugrunde. Zusätzlich werden im unteren Teil der Abbildung Momentaufnahmen der dynamischen, magnetischen Konfiguration des Drahtes für die drei Resonanzmoden der Simulation dargestellt. Die Einfärbung erfolgt nach der Magnetisierungskomponente senkrecht zum äußeren Feld in der Schichtebene.

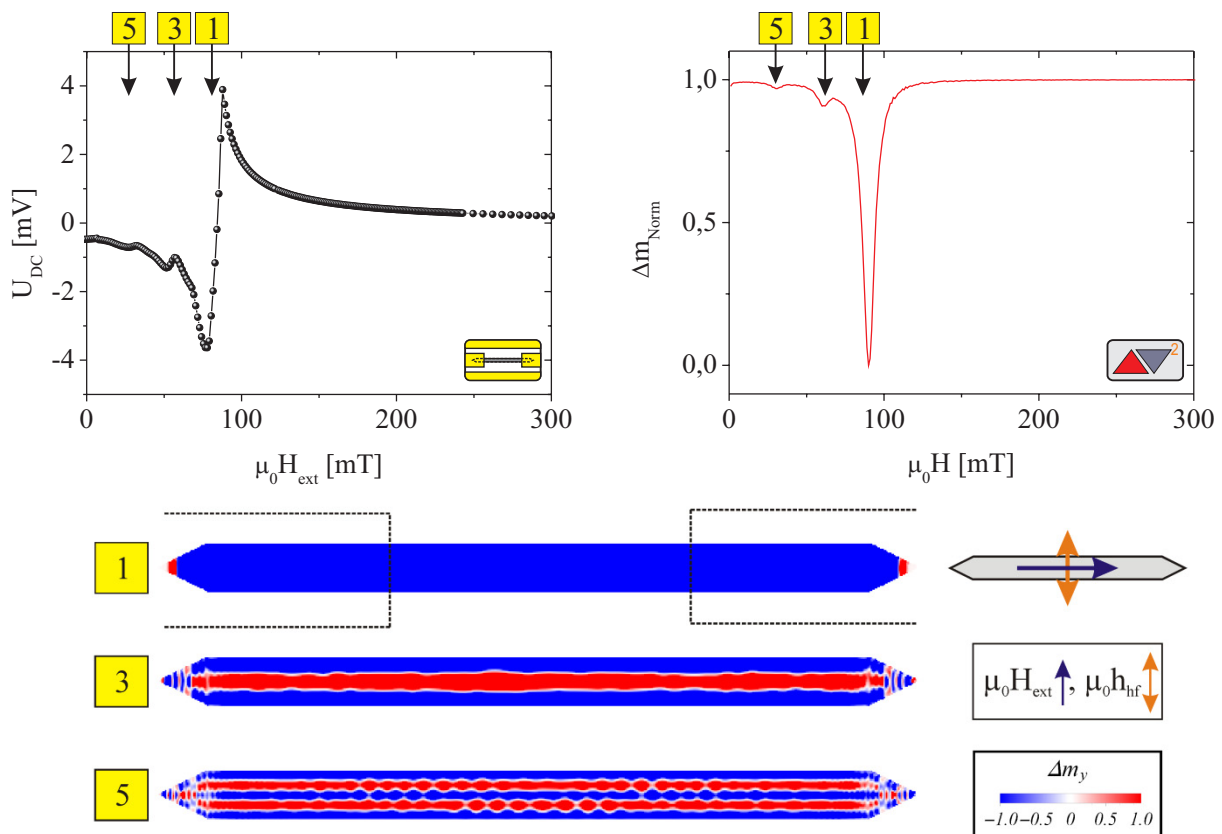


Abbildung 90: Darstellung des FMR-Signals eines Nanodrahtes (oben links) und simulierter Verlauf (oben rechts) jeweils bei einer Frequenz von 9,6 GHz. Die Feldkonfiguration wird rechts skizziert. Die in der Simulation auftretenden Resonanzen entsprechen der uniformen Mode „1“ und der ersten „3“ bzw. zweiten „5“ angeregten Spinwellenmode. In der Darstellung (unten) werden die den Resonanzen entsprechenden magnetischen Konfigurationen dargestellt. Durch Vergleich von Simulation und Messung gelingt die Zuordnung von gemessenem Resonanzverlauf und zugrunde liegendem Modenprofil der Spinwellen. Die Bezeichnung erfolgt jeweils nach der Ordnungszahl der Spinwelle.

Bei der Interpretation der Simulationsergebnisse ist zu berücksichtigen, dass im Experiment nur der Bereich des Nanodrahtes zwischen den elektrischen Zuleitungen ein messbares Gleichspannungssignal erzeugt. Deshalb werden in der Darstellung der Simulationsergebnisse bei „1“ zusätzlich schematische Zuleitungen dargestellt.

In der *Mumax 2*-Simulation treten bei äußeren Feldern von  $\mu_0 H_1 = 90$  mT,  $\mu_0 H_3 = 61$  mT und  $\mu_0 H_5 = 31$  mT Resonanzen auf. Die auftretenden Resonanzen werden auf Spinwellen zurückgeführt. Nach [206] versteht man unter einer Spinwelle eine elementare Anregung eines Spinsystems mit Wellencharakter. Die Anregung wird auch als Magnon bezeichnet und besteht aus Schwingungen der Orientierung der Spins. Spinwellen treten quantisiert auf, wobei die Anregung eines Magnons genau dem Umklappen eines Spins  $\frac{1}{2}$  entspricht. Voraussetzung für das Auftreten von Spinwellen ist ein homogenes Hochfrequenzfeld und unterschiedliche Anisotropiefelder für die Spins am Rand der Probe, sodass es hier durch die Oberflächenanisotropie zur Fixierung der Spins am Strukturrand kommt. Es können dann Spinwellen mit einer ungeraden Anzahl von halben Wellenlängen angeregt werden, da Spinwellen mit einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen im Mittel mit dem Feld keine Wechselwirkungsenergie austauschen [206]. Das Spinwellenspektrum ist also diskret.

Die Klassifizierung der Spinwellen erfolgt hier mithilfe einer Ordnungszahl  $N$ , die der Anzahl der halben Wellenlängen entspricht. In dieser Klassifikation wird die uniforme Mode mit  $N = 1$  bezeichnet. Die weiteren in der Simulation auftretenden Moden werden bei kleineren Magnetfeldern angeregt, die benötigte Anregungsenergie der Moden ist somit erhöht [260]. Aus der Darstellung der Momentaufnahmen wird die Gestalt der jeweils angeregten Spinwellenmode deutlich. So geht aus der Darstellung (Abbildung 90, unten) hervor, dass es sich bei der mit „1“ bezeichneten Mode um die uniforme FMR-Mode handelt, da alle magnetischen Momente des Streifens eine phasengleiche Präzessionsbewegung ausführen. Da im Resonanzfall zwischen dem anregenden Feld und der Magnetisierung eine Phasenverschiebung von  $-90^\circ$  vorliegt, ist im Resonanzfall eine Auslenkung der Magnetisierung zu beobachten. Die erste angeregte Mode ( $N = 3$ ) besteht aus drei halben Wellenlängen, wobei der zentrale Bereich des Nanodrahtes in die Gegenrichtung ausgelenkt ist. Die Mode mit  $N = 5$  besteht aus fünf halben Wellenlängen. Zwischen den Wellentälern und -bäuchen liegt keine transversale Magnetisierungskomponente vor. Bei den mit „3“ und „5“ bezeichneten Moden handelt es sich um angeregte Moden stehender Spinwellen.

In der Messung tritt die Hauptresonanz bei einem äußeren Feld von  $\mu_0 H_{1,\text{Messung}} = 84$  mT auf. Bei äußeren Feldern von  $\mu_0 H_{3,\text{Messung}} = 50$  mT bzw.  $\mu_0 H_{5,\text{Messung}} = 25$  mT können weitere Resonanzen, mit deutlich niedrigerer Amplitude identifiziert werden. Der direkte Vergleich der Ergebnisse erlaubt folgende Zuordnung: Das in der Messung auftretende Maximum (siehe Abbildung 90, 1) bei 84 mT stellt die uniforme Mode der Präzession ( $N = 1$ ) dar. Da lediglich Spinwellen mit transversaler Magnetisierungskomponente angeregt werden, stellen „3“ und „5“ die nächsthöheren Spinwellenmoden dar. Die transversale Magnetisierungskomponente der angeregten Spinwellen sorgt für die Entstehung eines Gleichspannungssignals.

In Abbildung 91 werden die angeregten Spinwellenmoden veranschaulicht. Die Anzahl der Wellenlängen wird durch eine qualitative Darstellung des Verlaufes der transversalen Magnetisierungskomponente verdeutlicht. Es wird jeweils ein Ausschnitt des NiFe-Streifens zusammen mit der lokalen Ausrichtung der Spins dargestellt. Es wird an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass die Magnetisierung des Nanodrahtes in Richtung des äußeren Feldes ausgerichtet ist (linke Skizze in Abbildung 91). Die durch das hochfrequente Feld angeregte Präzessionsbewegung der magnetischen Momente ist klein im Vergleich zur gesamten Magnetisierung, sodass in der räumlichen Darstellung lediglich der dynamische Teil der Magnetisierung dargestellt wird. In der Veranschaulichung der uniformen Präzessionsmode mit  $N = 1$  geht aus der Skizze hervor, dass die Spins eine phasengleiche Präzessionsbewegung ausführen (blaue Pfeile). Die Komponente senkrecht zum äußeren Feld (orange Pfeile) ist in diesem Fall maximal, somit ist auch die Änderung und das erzeugte Gleichspannungssignal dieses Zustandes am größten. Aus der Darstellung der Magnetisierungskomponente senkrecht zum Magnetfeld (unten) wird die halbe Wellenlänge der Spinwelle verdeutlicht. Die erste höher angeregte Spinwelle ( $N = 3$ ) zeichnet sich durch einen Bereich im Zentrum des Drahtes mit  $180^\circ$ -Phasenverschiebung aus. Die lokale Magnetisierung im Drahtzentrum ist im Vergleich zu den Randbereichen in die Gegenrichtung orientiert. Die transversale Nettomagnetisierung wird somit durch den Mittelbereich reduziert. Die Anregung entspricht drei halben Wellenlängen (Verlauf der Magnetisierung senkrecht zum

Magnetfeld, unten). Die Spinwelle mit  $N = 5$  ist der nächsthöhere Anregungszustand mit insgesamt fünf halben Wellenlängen und zwei Bereichen mit entgegengerichteter Magnetisierung. Das zu erwartende Gleichspannungssignal nimmt mit steigender Ordnungszahl der Spinwelle stark ab, da die transversale Nettomagnetisierung etwa mit  $\frac{1}{N}$  abnimmt. Anders ausgedrückt ist die Wechselwirkung der Spinwelle mit dem Anregungsfeld umso größer, je länger die Wellenlänge der Spinwelle ist [261].

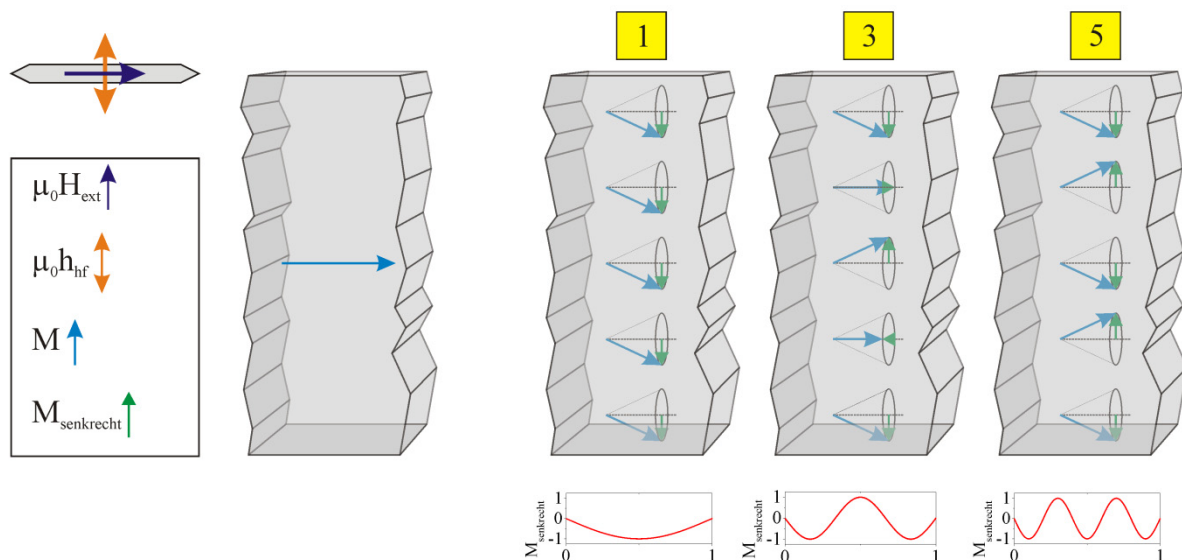


Abbildung 91: Anschauliche Darstellung der angeregten Spinwellen aus Abbildung 90. Das transversale Hochfrequenzfeld führt durch Anregung der ferromagnetischen Resonanz zum Auftreten der uniformen Mode „1“ und höher angeregten stehenden Spinwellen „3“ und „5“.

Die akzeptable Übereinstimmung zwischen den aus Messung und mikromagnetischer Simulation ermittelten Resonanzfeldern zeigt zum einen die hohe Sensitivität der Messmethode und führt zum anderen zur zweifelsfreien Identifikation der mikroskopischen Konfiguration der Magnetisierung im Resonanzfall.

#### 4.3.1.2.c Frequenzvariation

Frequenzabhängige FMR-Messungen ermöglichen neben der Ermittlung des Dämpfungsparameters  $\alpha$  auch Aussagen zu den zugrundeliegenden Dämpfungsmechanismen (siehe z. B. [73], [27]). Im weiteren Verlauf wird die Anwendbarkeit dieses Verfahrens auf die an Nanodrähten durchgeführten Messungen mit dem Ziel untersucht, den Dämpfungsparameter der NiFe-Elektrode zu ermitteln.

Die frequenzabhängigen Messungen werden mit dem in Abbildung 85 (S. 116) dargestellten Messaufbau durchgeführt. Die Vorgehensweise entspricht dabei dem oben geschilderten Schema. In einer Serie von Messungen wird die Anregungsfrequenz  $f$  schrittweise erhöht. Das Resultat wird in Abbildung 92 dargestellt, wobei die Messdaten zunächst auf zwei unterschiedliche Arten aufgetragen werden. In der Darstellung links wird die gemessene Gleichspannung als Funktion des äußeren Magnetfeldes aufgetragen, rechts alle Messungen als Konturplot. Aus dem Konturplot ist die systematische Variation des Resonanzfeldes gut zu erkennen.

Aus der Darstellung geht hervor, dass das Resonanzfeld für zunehmende Anregungsfrequenzen, wie nach der Kittelformel erwartet, zunimmt. Die Amplitude der erzeugten Gleichspannung nimmt mit der Anregungsfrequenz ab, da die Messungen zwar mit unterschiedlichen Frequenzen, jedoch nicht mit angepasster Leistung durchgeführt werden. Aus den Transmissionmessungen ist die Abnahme der Transmission mit zunehmender Frequenz bekannt (siehe Abbildung 84, S. 115). Die Leistung wird für eine mittlere Frequenz eingestellt (im vorliegenden Fall:  $L_{p,trans} = 0$  dBm bei 10 GHz) und dann nicht mehr variiert, sodass für niedrige Frequenzen höhere Ströme durch den Nanodraht fließen und somit zu einer höheren Gleichspannung führen ( $U_{DC} \propto I^2$ ). Zusätzlich nimmt die Dämpfung bei höheren

Frequenzen zu (mehr dazu im weiteren Verlauf dieses Abschnittes), wodurch das Spannungssignal durch die Verbreiterung der Resonanzlinie zusätzlich reduziert wird.

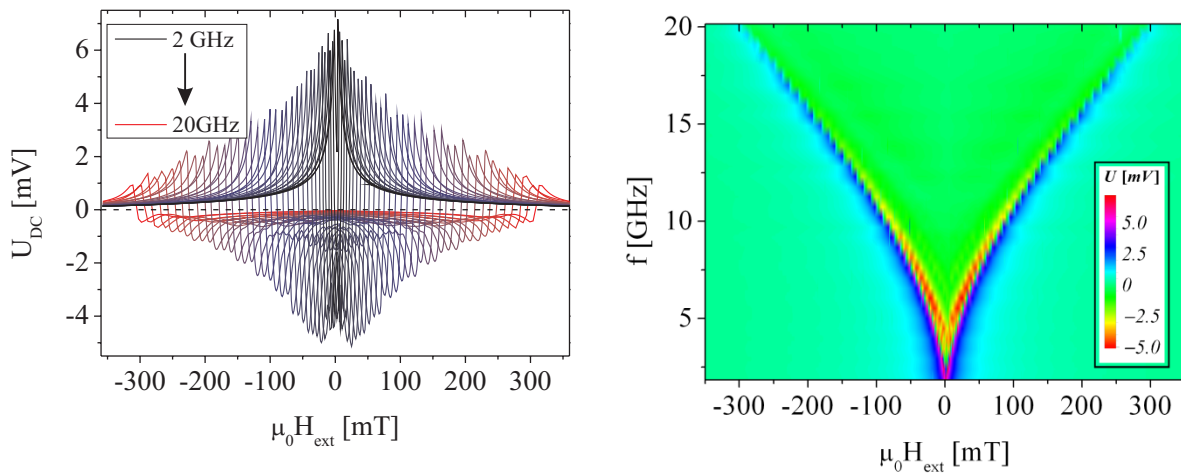


Abbildung 92: Darstellung der FMR-Messungen bei Variation der Anregungsfrequenz von 2 GHz bis 20 GHz bei konstanter Leistung des Mikrowellengenerators. Die transmittierte Leistung beträgt für 10 GHz 0 dBm. Darstellung links: Erzeugte Gleichspannung als Funktion des äußeren Magnetfeldes, Darstellung rechts: Gesamte Messreihe als Konturplot.

Die aus den Einzelmessungen ermittelten Resonanzfrequenzen werden als Funktion des äußeren Feldes dargestellt und der Verlauf mithilfe der Kittelformel (47) angepasst (siehe Abbildung 93). Fehlerbalken werden nicht dargestellt, da die Unsicherheiten etwa der Größe der Datenpunkte entsprechen.

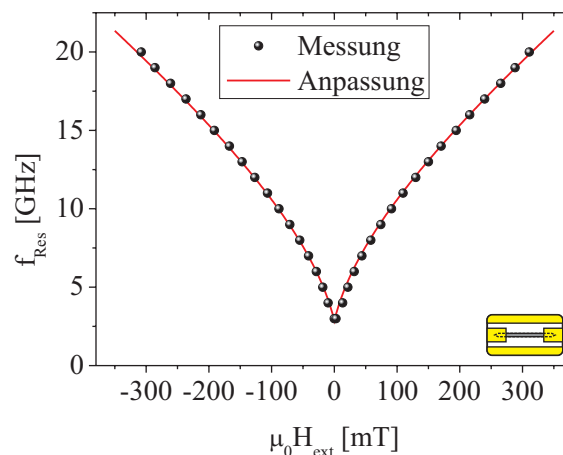


Abbildung 93: Verlauf der Resonanzfrequenz eines 1  $\mu\text{m}$  breiten Nanodrahtes als Funktion des äußeren, entlang des Nanodrahtes angelegten, Magnetfeldes. Die Anpassung erfolgt mit  $N_x = 0$ ,  $N_y = 0,011$ ,  $N_z = 0,989$ ,  $g = 2,17$ ,  $M_s = 817 \text{ kA/m}$ .

Werden die Demagnetisierungsfaktoren für ein rechteckiges, langes Prisma nach [87] mit den geometrischen Abmessungen des Anregungsbereiches des Nanodrahtes zwischen den Zuleitungen berechnet, wird das System nicht korrekt beschrieben, da der Nanodraht nicht auf die Bereich zwischen den Zuleitungen beschränkt ist. Als Konsequenz ergeben mit diesen Werten beträchtliche Abweichungen zwischen Messung und Anpassung. Die Demagnetisierungsfaktoren werden durch Simulation und Anpassung eines zu (102) analogen Ausdrucks an die Simulationsdaten ermittelt (siehe Kapitel 4.4.2). Dieses Verfahren liefert folgende Demagnetisierungsfaktoren, die auch für die Anpassung der Messdaten verwendet werden:  $N_x = 0$ ,  $N_y = 0,011$  und  $N_z = 0,989$ .

Für die Anpassung wird die Sättigungsmagnetisierung als Anpassungsparameter behandelt. Der g-Faktor beträgt  $2,17 \pm 0,05$  (siehe Kapitel 4.4.3.2.c).

Der aus der Anpassung (siehe Abbildung 93) ermittelte Wert für die Sättigungsmagnetisierung beträgt in diesem Fall  $M_S = (817 \pm 41)$  kA/m. Der angegebene Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit des g-Faktors. Der Wert von  $M_S$  liegt einige % unter dem Volumenwert der Permalloyschicht (860 kA/m). Der Verlauf der Resonanzfrequenz  $f_{\text{Res}}$  als Funktion des äußeren Feldes lässt sich mit der Kittelformel und den zusätzlichen Annahmen zufriedenstellend wiedergeben. Der Schnittpunkt der Anpassungsfunktion mit der Frequenzachse im Nullfeld liegt bei  $f_{\text{res}}(0) = 2,86$  GHz.

Da die Kittelformel auf einem Makrospinmodell beruht, muss streng genommen, am Ort jedes magnetischen Moments dasselbe effektive Feld wirken, um die magnetischen Momente zu einem Makrospin zusammenfassen zu dürfen. Diese Annahme trifft in einem Nanodraht nicht zu (siehe z. B. Diskussion in [262]). Als Ausweg kann nach [262] z. B. durch die Einführung einer effektiven Breite des Nanodrahtes eine bessere Übereinstimmung erreicht werden.

Neben der Resonanzfrequenz, die zur Ermittlung der Sättigungsmagnetisierung genutzt werden kann, kann durch Analyse der Linienbreite als Funktion der Resonanzfrequenz  $f_{\text{res}}$  der Dämpfungsparameter  $\alpha$  bestimmt werden. Um einen funktionalen Zusammenhang an die Messdaten anpassen zu können, werden zunächst die möglichen Beiträge betrachtet.

Prinzipiell kann die Dämpfung in zwei Kategorien unterteilt werden: direkte und indirekte Dämpfung. Bei der indirekten Dämpfung bleibt die Energie der uniformen Mode im Spinsystem erhalten und verteilt sich lediglich auf Spinwellen. Bei der direkten Dämpfung wird die Energie direkt ins Gitter übertragen [263].

Bei den direkten Mechanismen werden intrinsische und extrinsische Dämpfungsmechanismen unterschieden. Zu den intrinsischen Mechanismen wird die Wirbelstromdämpfung, die Magnon-Phonon-Dämpfung (auch „Phonon drag“ genannt) und die Dämpfung aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung der itineranten Elektronen gerechnet [264]. Extrinsische Dämpfung kommt durch Defekte, Inhomogenitäten oder Verunreinigungen im Material [27] oder durch die Nanostrukturierung zustande. Im weiteren Verlauf wird kurz auf die Mechanismen eingegangen und jeweils der Einfluss auf die hier vorliegenden Strukturen diskutiert.

Durch sich zeitlich ändernde Magnetfelder werden in elektrischen Leitern Wirbelströme induziert. In der Folge kommt es durch Joulesche Erwärmung zum Energieverlust [261]. In einfachen Fällen hängt der Dämpfungsparameter aufgrund der Wirbelströme  $\alpha_{\text{wirbel}}$  direkt mit der Schichtdicke  $d$  und der Leitfähigkeit  $\sigma$  der untersuchten Probe zusammen:  $\alpha_{\text{wirbel}} \propto \sigma d^2$  [265]. In erweiterten Modellen wird der Dämpfungsparameter als Tensor aufgefasst und eine zusätzliche Viskosität berücksichtigt [266]. In dieser Arbeit kann die Wirbelstromdämpfung aufgrund der hier untersuchten dünnen Schichten vernachlässigt werden [267].

Der sogenannte „Phonon drag“ resultiert aus einer Wechselwirkung von Magnonen mit Gitterschwingungen (Phononen). Dieser Mechanismus kann durch einen Gilbertterm  $\alpha_{\text{Phonon}}$  beschrieben werden, der unter anderem vom Elastizitätsmodul und der Poissonzahl abhängt [263]. Für Permalloy kann abgeschätzt werden:  $\alpha_{\text{Phonon}} < 0,001$  (siehe [264]).

Bewegliche Elektronen liefern die wichtigsten Beiträge zur intrinsischen Dämpfung:

Zum einen können die itineranten (s) Elektronen durch eine sd-Wechselwirkung mit lokalisierten (d) Spins wechselwirken. Dies geschieht durch sogenannte Spin-Flip-Streuung. Streuen itinerante Elektronen mit Magnonen durch die sd-Wechselwirkung, werden dadurch Elektron-Loch-Paare erzeugt, wobei das Elektron aufgrund der Drehimpulserhaltung seinen Spinzustand ändern muss (Spin-Flip). Das Elektron-Loch-Paar besitzt aufgrund von Stößen mit thermisch aktivierten Phononen oder Magnonen lediglich eine begrenzte Lebensdauer. Dies führt auf einen Dämpfungsparameter, der folgende Form annimmt:  $\alpha_{\text{sd}} = \frac{\mu_B^2 N(E_{\text{Fermi}})}{M_S \gamma \tau_{\text{sf}}}$ , mit der Zustandsdichte an der Fermikante  $N(E_{\text{Fermi}})$  und der Spin-Flip-Zeit  $\tau_{\text{sf}}$  des Elektron-Loch-Paares. Für Permalloy beträgt  $\tau_{\text{sf}}$  typischerweise  $3 \cdot 10^{-14}$  s. Im Gegensatz dazu sind die Spin-Flip-Zeiten von elementaren, reinen Ferromagneten, wie z. B. Co, viel größer ( $4 \cdot 10^{-12}$  s). Dadurch ist der beschriebene Effekt in diesen Materialien vernachlässigbar (nach [264]).

Zum anderen konnte Kamberský [268] durch die Verwendung eines Spin-Bahn-Hamiltonoperators die Dämpfung allgemeiner beschreiben. Anschaulich kann das Modell folgendermaßen beschrieben werden: Die Fermifläche eines Ferromagneten ändert sich mit der Orientierung der Magnetisierung. Durch den zeitlichen Verlauf der Präzessionsbewegung wird die Fermifläche somit zeitlich moduliert.



Dieser Vorgang wird als „atmende Fermifläche“ beschrieben. Die Elektronen folgen der Fermifläche aufgrund ihrer Relaxationszeit verzögert, wodurch sich eine Phasenverschiebung zwischen der Fermifläche und der Magnetisierung ergibt. Diese Phasenverschiebung ist direkt proportional zur Frequenz und führt schließlich zur Dämpfung (nach [27]).

In mehrschichtigen Proben kommt es außerdem zu einem Beitrag der Grenzflächen (z. B.: [188], [265], [269]), der phänomenologisch eine zusätzliche Linienverbreiterung bewirkt. So ist im Allgemeinen die Linienbreite einer bestimmten Schicht vergrößert, wenn sie Teil eines Schichtsystems ist (z. B. [265], [214]). Der Grenzflächenbeitrag kann durch einen Spinstrom aus dem Ferromagneten in die benachbarten Schichten verursacht werden [270]. Dieser Effekt, der auch als Spinpumpen (siehe z. B. auch [271], [272], [69]) bezeichnet wird, führt neben einem vergrößerten Dämpfungsparameter im Ferromagneten auch zu einem veränderten gyromagnetischen Verhältnis (siehe [270]). Der Vorgang des Spinpumpens wird durch eine zeitlich nicht konstante Magnetisierung verursacht. Ist also im vorliegenden GMR-Nanodraht die Resonanzbedingung für die freie Elektrode erfüllt, führt diese eine Präzessionsbewegung mit großer Amplitude aus, während die Amplitude der Präzessionsbewegung der Referenzelektrode vernachlässigbar klein ist. Die freie Elektrode funktioniert somit als Spinpumpe, die Referenzelektrode als Spinsenke. Anders formuliert: Fließt ein Spinstrom aus der freien Elektrode heraus, bewirkt die Drehimpulserhaltung ein zusätzliches Drehmoment [270] auf die präzedierende Magnetisierung und führt schließlich zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Resonanzlinie. Der Spinstrom wird an der Grenzfläche zur Referenzelektrode absorbiert (vgl. [27]). Die zusätzliche Linienverbreiterung aufgrund des Spinpumpens nimmt linear mit der Frequenz zu, sodass das Spinpumpen in Form eines zusätzlichen Gilbertterms berücksichtigt werden kann [265].

Die bisher diskutierten intrinsischen Dämpfungsmechanismen werden zu einem Gilbertterm  $\Delta_{\text{Gilbert}}(f)$  zusammengefasst.

Die extrinsische Dämpfung [264] liefert einen frequenzunabhängigen Beitrag zur Linienbreite. Sie wird durch die Qualität der Schicht und Inhomogenitäten auch aufgrund der Nanostrukturierung bestimmt. Bei sehr schmalen Strukturen wirken sich besonders Randrauheiten aus. Prinzipiell kann es zusätzlich zu einer Verbreiterung der Resonanzlinien durch eine Mosaizität der untersuchten Probe, also einer geringen Variation von Probeneigenschaften über größere Bereiche, kommen [273]. Das Signal setzt sich in diesem Fall aus den Signalen aller Bereiche zu einem verbreiterten Signal zusammen. Aufgrund der geringen Abmessungen der hier untersuchten Nanostrukturen kann die Linienverbreiterung durch Mosaizität vernachlässigt werden.

Häufig wird auch die sogenannte 2-Magnonen-Dämpfung als extrinsischer Dämpfungsmechanismus beschrieben [27]. Für den 2-Magnonen-Prozess sind Magnonen gleicher Energie, aber mit unterschiedlichem  $k$  Voraussetzung (Entartung). Die  $k = 0$ -Magnonen relaxieren in neue Magnonen mit identischer Energie (Energieerhaltung) aber  $k \neq 0$  und von dort schließlich ins Gitter. Mit anderen Worten verteilt sich in diesem Fall die gleichförmige Magnetisierung in Spinwellen. Da in Nanostrukturen das Spinwellenspektrum diskret ist, ist dieser Prozess in den untersuchten Strukturen sehr unwahrscheinlich und kann ebenfalls vernachlässigt werden.

Die genannten Prozesse werden z. B. in [75], [76] oder [27] detailliert betrachtet. Im Rahmen dieser Arbeit wird zusammenfassend angenommen, dass zur Linienbreite  $\Delta$  ein frequenzabhängiger Gilbertterm  $\Delta_{\text{Gilbert}}$  durch intrinsische Dämpfungsmechanismen sowie durch extrinsische Mechanismen ein konstanter Offset  $\Delta_0$  beiträgt (vgl. [274]):

$$\Delta(f) = \Delta_0 + \Delta_{\text{Gilbert}}(f) \quad (105)$$

Liegt die Magnetisierung in der Schichtebene und entlang des äußeren Feldes, gilt nach [273] für den Gilbertterm:

$$\Delta_{\text{Gilbert}} \approx \frac{4\pi \alpha}{\sqrt{3} \gamma} \cdot f_{\text{res}} \quad (106)$$

In Abbildung 94 werden die aus den frequenzabhängigen Messungen (Abbildung 93) ermittelten Linienbreiten als Funktion der Resonanzfrequenz dargestellt. Die Darstellung erfolgt so, dass die bei negativen bzw. positiven äußeren Feldern bestimmten Linienbreiten dargestellt werden und jeweils

(105) an die Messdaten angepasst wird. Die Linienbreiten werden durch Anpassung von (103) an die Messdaten ermittelt.

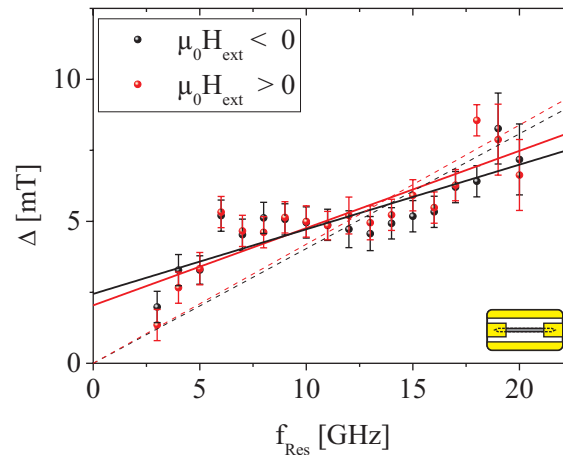


Abbildung 94: Linienbreite als Funktion der Resonanzfrequenz. Durch die Anpassung der Messwerte wird ein mittlerer Dämpfungsparameter von  $\alpha = 0,013$  ermittelt.

Aus der Darstellung geht hervor, dass die lineare Anpassung der ermittelten Linienbreiten für positive bzw. negative Felder leicht unterschiedlich ist. Im negativen Feld beträgt die Steigung der Ausgleichsgeraden  $2,2756 \cdot 10^{-13} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}$ , im positiven Feld wird die Steigung zu  $2,7204 \cdot 10^{-13} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}$  ermittelt. Aus der ermittelten Steigung wird mithilfe von (106) der Dämpfungsparameter  $\alpha$  bestimmt. Er beträgt im negativen Feld 0,012 und 0,014 im positiven Feld. Im Mittel ergibt sich somit:

$$\alpha = 0,013 \pm 0,001 \quad (107)$$

Die Schnittpunkte der linearen Anpassungen mit der y-Achse ergeben die Linienbreite  $\Delta_0$ . Im negativen Feld wird ein Offset von 2,44 mT, im positiven Feld ein Offset von 2,04 mT ermittelt. Im Mittel beträgt dieser Offset somit:

$$\Delta_0 = (2,24 \pm 0,20) \text{ mT} \quad (108)$$

Zum Vergleich wird ebenfalls die lineare Anpassung ohne Offset dargestellt (siehe Abbildung 94, gestrichelter Verlauf). Dieser Verlauf entspricht einer Vernachlässigung extrinsischer Dämpfungsmechanismen. Die Steigung beträgt in diesem Fall  $4,0419 \cdot 10^{-13} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}$  ( $\mu_0 H_{\text{ext}} > 0$ ) bzw.  $4,1986 \cdot 10^{-13} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}$ . Aus diesen Werten wird ein Dämpfungsparameter von  $\alpha = (0,022 \pm 0,001)$  ermittelt.

Alternativ zum dimensionslosen Dämpfungsparameter  $\alpha$  wird häufig auch der Gilbertparameter  $G$  angegeben, der aus  $\alpha$  bei bekanntem  $\gamma$  und  $M_s$  berechnet werden kann:

$$G = \frac{\alpha}{\gamma \mu_0 M_s} \approx 2,501 \text{ GHz} \quad (109)$$

#### 4.3.1.2.d Winkelabhängigkeit

Winkelabhängige FMR-Messungen erlauben die Untersuchung des Einflusses der Orientierung der Nanodrähte auf das FMR-Spektrum, auf die Höhe der erzeugten Gleichspannung und das Verhalten in Magnetfeldern unter bestimmten Winkeln zum Nanodraht.

Es werden zwei unterschiedlich orientierte Nanodrähte untersucht und die Ergebnisse phänomenologisch verglichen. Für diese Messungen wird je ein  $0^\circ$ -Nanodraht und ein  $90^\circ$ -Nanodraht untersucht. Die Messungen werden nach dem oben beschriebenen Schema durchgeführt, wobei durch den Nanodraht ein hochfrequenter Wechselstrom konstanter Frequenz (9,6 GHz) fließt und in der Probenebene ein Magnetfeld unter einem Winkel  $\varphi$  zum Nanodraht angelegt und variiert wird. Die Abmessungen der Nanodrähte sind nominell identisch (1000 nm breit und 8  $\mu\text{m}$  freie Länge zwischen den Zuleitungen). Der Amplitudenwert des Stromes durch den Nanodraht beträgt in beiden Fällen etwa 5,6 mA.

Die Resultate der winkelabhängigen Messungen werden in Abbildung 95 (für den  $90^\circ$ -Nanodraht) und Abbildung 96 ( $0^\circ$ -Nanodraht) zusammengefasst. In den Abbildungen befinden sich Skizzen der magnetischen Konfiguration und der verwendeten Winkelkonvention. Des Weiteren werden Beispielmessungen unter Winkeln von  $0^\circ$ ,  $50^\circ$  und  $90^\circ$  dargestellt. Durch die Darstellung der Signalthöhe im Resonanzfall als Funktion des Magnetfeldwinkels können Winkel mit besonders hohem oder niedrigem Signal erkannt werden. Ein Konturplot aller Messungen ermöglicht eine qualitative Charakterisierung des Signalverlaufs und offenbart eine für die jeweilige Geometrie typische Gestalt. Zunächst werden die Resultate im Einzelnen kurz erläutert.

Nach der oben links (Abbildung 95) dargestellten Skizze der magnetischen Konfiguration zeigt die Magnetisierung der Referenzmagnetisierung in Richtung  $270^\circ$ , der Nanodraht ist entlang der  $0^\circ$ -Richtung ausgerichtet. Die Anregung geschieht bei allen Winkeln stets durch das hochfrequente Oerstedfeld des Stromes, welches transversal zum Nanodraht orientiert ist. Aus den Beispielmessungen (Abbildung 95, oben rechts) geht zunächst qualitativ hervor, dass der Verlauf mit dem Winkel des angelegten Magnetfeldes stark variiert. So tritt in der  $0^\circ$ -Messung eine deutliche Resonanz bei etwa  $\pm 80$  mT auf. Bei Messung entlang  $90^\circ$  ist diese Resonanz nicht zu erkennen, stattdessen tritt bei erhöhtem Feld eine kleine Resonanz auf. Diese zusätzliche Resonanz tritt allerdings im Gegensatz zur Resonanz bei 80 mT entlang  $0^\circ$  nicht symmetrisch im Feld auf, sondern sie wird nur in Magnetfeldern gemessen, für die eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungen im Nanodraht vorliegt. Der physikalische Mechanismus hinter dem Auftreten dieser zusätzlichen Resonanzlinie ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht bekannt (weiter unten wird aber eine Vermutung aufgestellt). Des Weiteren fällt in der  $90^\circ$ -Messung eine Überhöhung des Signals nahe dem Nulldurchgang auf. Dieses Signal entsteht durch die nicht resonante Gleichrichtung in kleinen Magnetfeldern und liegt winkelunabhängig im Nullfeld vor. In Abbildung 95 (unten links) wird die Höhe des Resonanzsignals als Funktion des Magnetfeldwinkels dargestellt. Die Resonanzhöhe wird hier durch den Differenzwert der Spitzenspannungen im Resonanzfall ermittelt. Der dargestellte Verlauf zeigt deutlich, dass die maximale Resonanzhöhe für Magnetfelder entlang des Nanodrahtes auftritt, während im transversalen Magnetfeld das Signal nahezu verschwindet. Die Höhe der Resonanz bei 80 mT ist symmetrisch im Vorzeichen des Magnetfeldes. Das Verschwinden dieser Resonanz in Richtung  $\varphi = 90^\circ$  wird auf zwei Mechanismen zurückgeführt. Zum einen liegt bei erhöhtem Magnetfeld eine nahezu kollineare Orientierung der Magnetisierungen vor, sodass eine eventuell auftretende Präzessionsbewegung im Resonanzfall nicht zu einer Modulation des Widerstandes führt und somit keine Gleichspannung entsteht. Zum anderen ist das Anregungsfeld in Richtung des äußeren Feldes orientiert, sodass es zu keiner Anregung kommt. Möglicherweise kann das Auftreten der Resonanz bei 190 mT aber durch Anregung mit senkrecht zur Schichtebene orientierten Feldkomponenten des Oerstedfeldes erklärt werden.

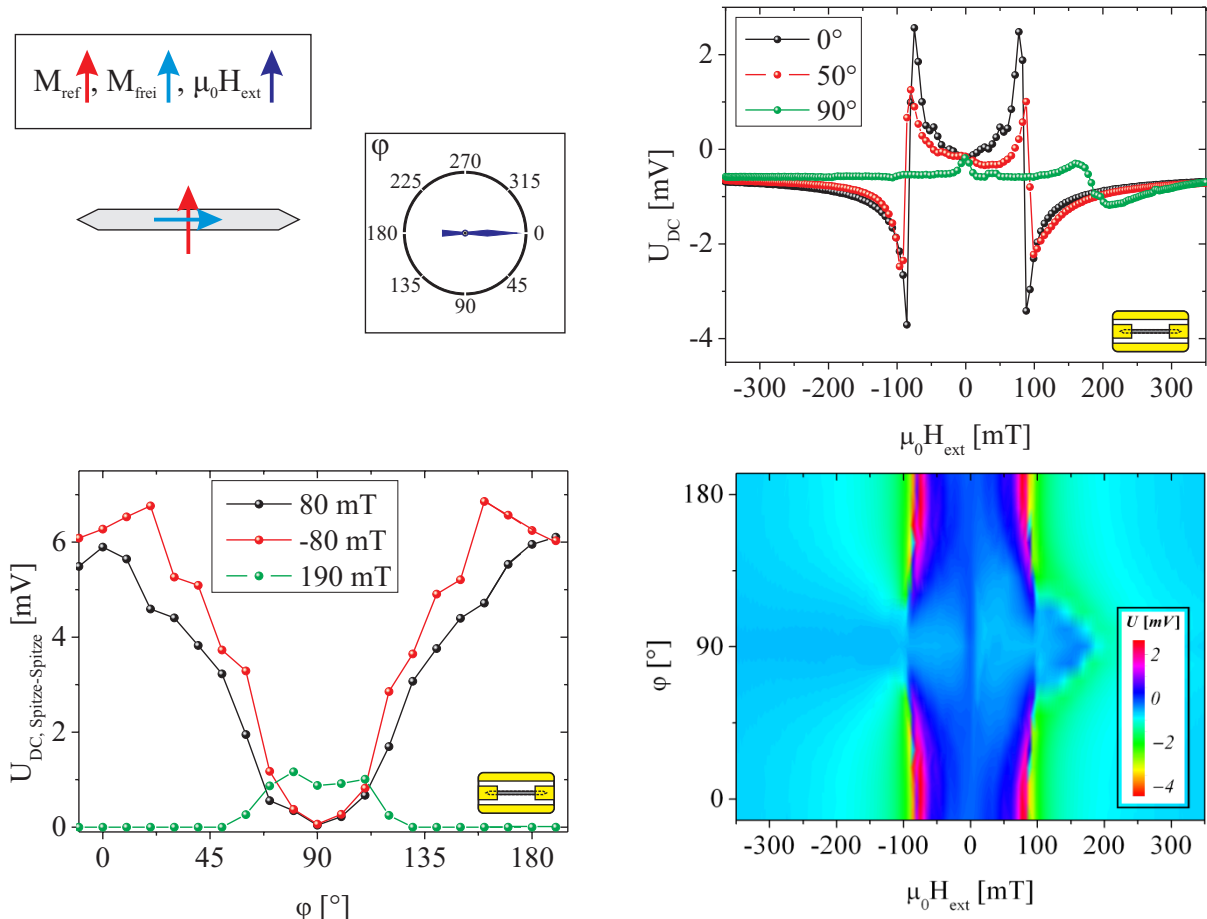


Abbildung 95: Winkelabhängige FMR-Messungen eines GMR-Nanodrahtes mit 90°-Orientierung zur Referenzmagnetisierung. Skizze der Orientierung des Drahtes und der Magnetisierungen mit Winkelkonvention für das äußere Magnetfeld (oben links). Das Anregungsfeld ist immer transversal zum Nanodraht orientiert. Oben rechts: Darstellung von Beispielmessungen entlang 0°, 50° und 90°. Messungen entlang 0°/180° bedeuten ein axiales, Messungen entlang 90°/270° entsprechen einem transversalen äußeren Magnetfeld. In der 90°-Messung ist die nicht resonante Gleichrichtung im Nullfeld zu erkennen. Für Winkel nahe der transversalen Feldorientierung wird die Resonanz unterdrückt und lediglich für eine antiparallele Magnetisierung wird ein kleines Signal beobachtet. Der Verlauf der Höhe des Resonanzsignals als Funktion des Winkels des angelegten Magnetfeldes wird (unten links) dargestellt. Bei externem Feld transversal zum Wellenleiter verschwindet die Resonanz bei 80 mT nahezu vollständig. Unten rechts werden alle Messungen von  $-10^\circ$  bis  $190^\circ$  als Konturplot abgebildet.

Unten rechts werden in Abbildung 95 alle Messungen von  $-10^\circ$  bis  $190^\circ$  als Konturplot abgebildet. Sowohl die symmetrische Resonanzhöhe für axiale Felder als auch die Asymmetrie der 90°-Messungen sind deutlich zu erkennen.

In Abbildung 96 werden die entsprechenden Messungen für einen 0°-Nanodraht dargestellt. Die Beispielmessungen zeigen, dass sich der Signalverlauf dieses Nanodrahtes deutlich von dem zuvor charakterisierten Nanodraht unterscheidet. Im Nullfeld wird in diesem Fall kein erhöhtes Signal gemessen, da die magnetische Konfiguration nicht zur resonanten Gleichrichtung führt (siehe Kapitel 4.2). Resonanzsignale werden weder in 0°- noch in 90°-Richtung beobachtet, dies gelingt lediglich für Zwischenwinkel. Des Weiteren ist für diese Zwischenwinkel der Signalverlauf nicht mehr symmetrisch. Dies wird sowohl in der Beispielmessung entlang 50° als auch in der Darstellung des Verlaufs der Resonanzhöhe als Funktion des Magnetfeldwinkels deutlich (Abbildung 96, unten links).

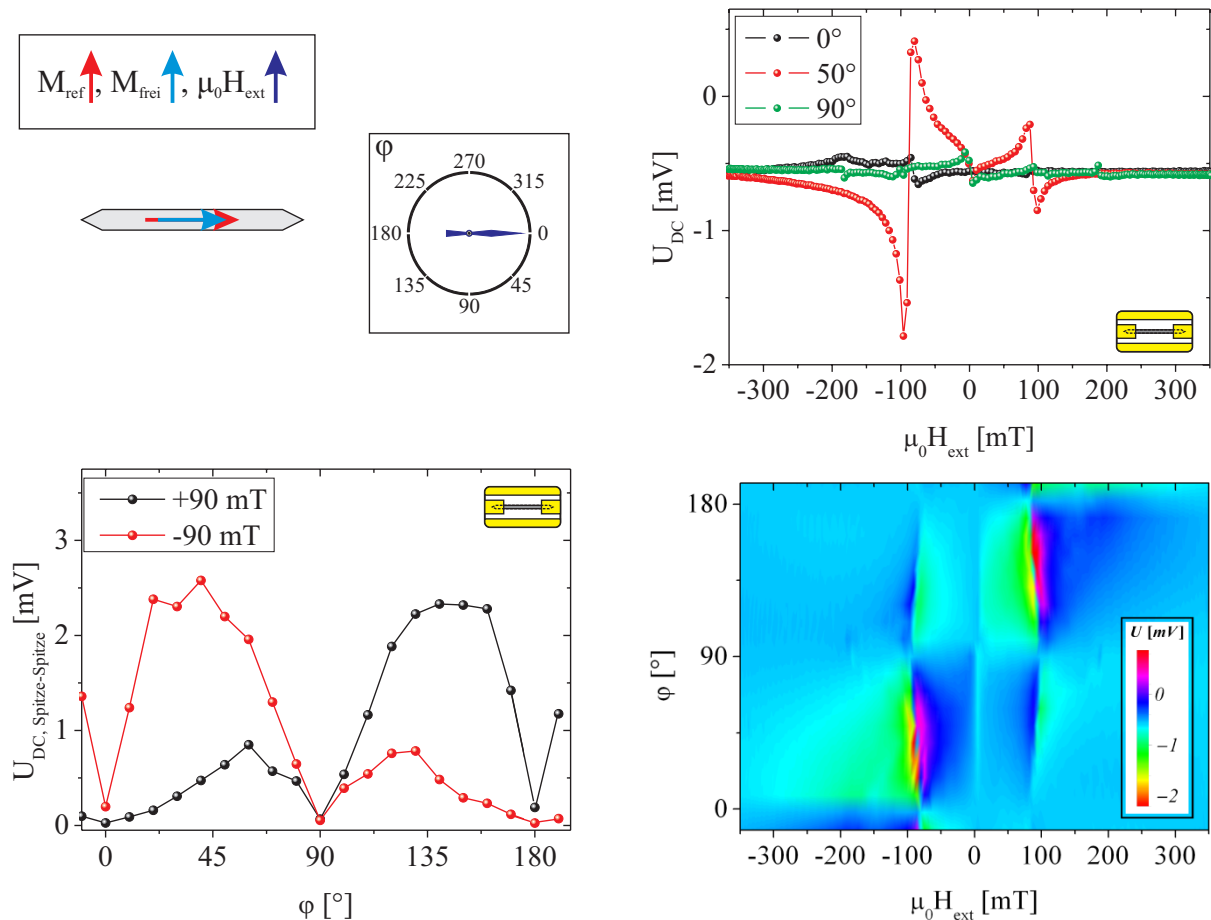


Abbildung 96: Winkelabhängige FMR-Messungen eines GMR-Nanodrahtes mit  $0^\circ$ -Orientierung zur Referenzmagnetisierung. Skizze der Orientierung des Drahtes und der Magnetisierungen mit Winkelkonvention für das äußere Magnetfeld (oben links). Oben rechts: Darstellung von Beispielmessungen entlang  $0^\circ$ ,  $50^\circ$  und  $90^\circ$ . Im Gegensatz zum  $90^\circ$ -Draht wird im Nullfeld keine Spannung erzeugt, die maximalen Signalhöhen im Resonanzfall sind etwa um einen Faktor 2 reduziert. Der Verlauf der Höhe des Resonanzsignals als Funktion des Winkels des angelegten Magnetfeldes wird (unten links) dargestellt. Für Magnetfelder entlang und transversal zum Draht verschwindet das Signal fast vollständig. Unten rechts werden alle Messungen von  $-10^\circ$  bis  $190^\circ$  als Konturplot abgebildet.

In der Darstellung ist das Verschwinden des Resonanzsignals für Winkel von  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  zu erkennen. Für Zwischenwinkel wird ein Resonanzsignal detektiert, aber die Höhe des Signals hängt von der Ausrichtung der freien Elektrode bezüglich der Magnetisierung der Referenzelektrode ab. Phänomenologisch kann festgehalten werden, dass das Signal dann höher ist, wenn durch das äußere Feld ein mehr antiparalleler Zustand eingestellt wird. Das Signal verschwindet entlang  $90^\circ$ , da das Anregungsfeld in Richtung des äußeren Feldes orientiert ist. Es verschwindet entlang  $0^\circ$ , weil sich entlang dieser Richtung keine Widerstandsmodulation durch die Präzessionsbewegung ergibt, da entweder ein paralleler oder ein antiparalleler Zustand vorliegt (siehe Diskussion Kapitel 4.2.2.1). In Abbildung 96 (unten rechts) werden alle Messungen von  $-10^\circ$  bis  $190^\circ$  als Konturplot abgebildet. Sowohl der asymmetrische Signalverlauf als auch das Verschwinden des Signals entlang  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  führen zu einem charakteristischen Muster.

Der mathematische Zusammenhang zwischen Resonanzsignal  $U_{\text{DC, Spitze-Spitze}}$  und dem Winkel des Magnetfeldes bezüglich der Drahtachse  $\varphi$  folgt für die beiden untersuchten Geometrien unterschiedlichen, charakteristischen Gesetzmäßigkeiten. Im Folgenden wird der sich ergebende Signalverlauf untersucht.

In Abbildung 97 werden die Messdaten und die jeweilige Anpassung dargestellt. Für den  $90^\circ$ -Nanodraht wird angenommen, dass lediglich der Winkel zwischen den Magnetisierungen im Nanodraht die Signalhöhe bestimmt, wobei die maximale Spannung für eine  $90^\circ$ -Orientierung erwartet wird (siehe Kapitel 4.2.3.1). Der Verlauf des erzeugten Gleichspannungssignals wird folgendermaßen angepasst:

$$U_{\text{DC,Spitze-Spitze}}(\varphi) = 6,56 \text{ mV} \cdot \sin^2(\varphi - 90) \quad (110)$$

Im Fall des Nanodrahtes mit  $0^\circ$ -Orientierung müssen sowohl der Einfluss des Winkels zwischen Oerstedfeld und Magnetisierung als auch der Winkel zwischen den Magnetisierungen berücksichtigt werden. Die Anregung durch das Oerstedfeld ist maximal, wenn die Magnetisierung entlang des Nanodrahtes ausgerichtet ist ( $\cos^2$ -Term). Die erzeugte Spannung ist maximal für einen  $90^\circ$ -Winkel zwischen den Magnetisierungen ( $\sin^2$ -Term). Da die erzeugte Gleichspannung des Nanodrahtes für antiparallele Orientierung größer ist als für parallele Orientierung, wird dieser Einfluss näherungsweise durch einen  $\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$ -Zusammenhang angenommen. Die Anpassung der Messdaten ergibt schließlich den folgenden Ausdruck:

$$U_{\text{DC,Spitze-Spitze}}(\varphi) = 13,39 \text{ mV} \cdot \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \cdot \sin^2(\varphi) \cdot \cos^2(\varphi) \quad (111)$$

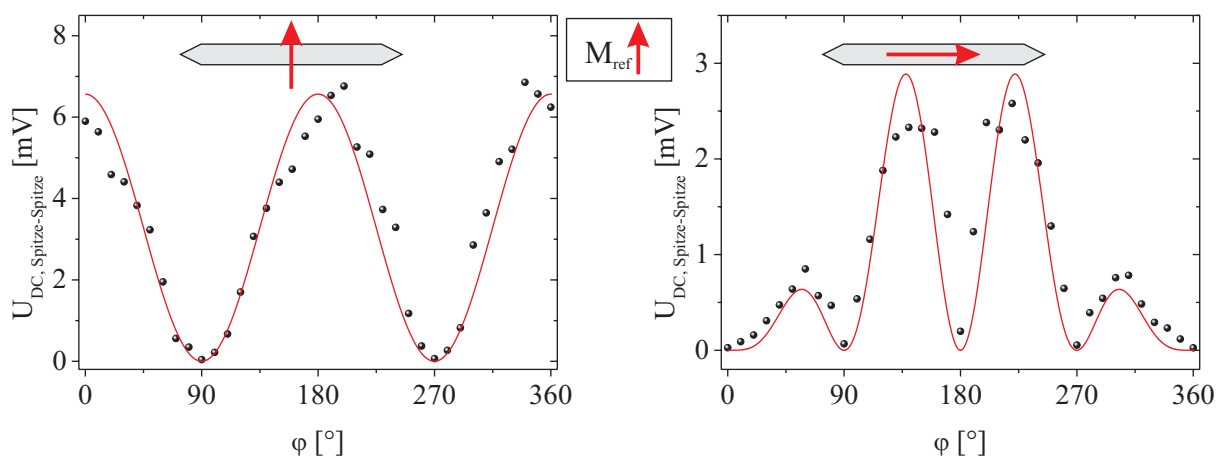


Abbildung 97: Verlauf der Signalhöhen als Funktion des äußeren Magnetfeldes für  $90^\circ$ - (links) und  $0^\circ$ - (rechts) Nanodrähte. Im Fall der  $90^\circ$ -Drähte lässt sich die Variation des Signals mit dem Winkel auf die erwartete Winkelabhängigkeit der Gleichrichtung zurückführen. Für die  $0^\circ$ -Drähte muss zusätzlich die Ausrichtung der Magnetisierung der Elektrode bezüglich des hochfrequenten Oerstedfeldes und eine Asymmetrie aufgrund des magnetischen Zustandes des Spinventils berücksichtigt werden.

Das verwendete einfache Modell zur Erklärung des Signalverlaufes zeigt in beiden Fällen eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Messdaten und gibt den prinzipiellen Verlauf des Messsignals gut wieder.

4.3.1.3 Vorüberlegungen zu FMR-Untersuchungen von Nanostrukturen

Die bisher dargestellten FMR-Untersuchungen zeigen Resultate von einzelnen GMR-Nanodrähten. Durch die ferromagnetische Resonanz in der freien Elektrode wird hier ein Gleichspannungssignal im mV-Bereich erzeugt. Angenommen, es gelingt, die Größe der (oberen) freien Elektrode des Nanodrahtes zu verkleinern, also lateral z. B. auf eine rechteckige Form einzuschränken, während die Größe und sonstige Eigenschaften des Nanodrahtes unverändert bleiben, ist das Resultat eine Nanostruktur aus dem Material der freien Elektrode auf der nicht magnetischen Zwischenschicht des Spinventils mit der Referenzelektrode darunter. Das entstandene System sollte also weiterhin einen GMR- und Gleichrichtungseffekt zeigen, allerdings räumlich auf den Bereich der Nanostruktur beschränkt.

Im Folgenden wird nun mittels eines einfachen Modells die Größe der erzeugten Gleichspannung einer solchen Nanostruktur abgeschätzt. Das Ziel dieser Abschätzung ist die Ermittlung der erwarteten Größenordnung des Signals. Es werden axial und transversal orientierte Nanostrukturen mit einer rechteckigen Form betrachtet (siehe Abbildung 98).

Die Abschätzung wird folgendermaßen durchgeführt: Zunächst wird durch Analyse eines Ersatzschaltbildes die maximal mögliche Widerstandsdifferenz der Gesamtstruktur aufgrund des GMR-Effektes der Nanostrukturen berechnet. Für die transversal angeordnete Nanostruktur wird dann angenommen, dass die Widerstandsänderung durch ein transversales Magnetfeld dem in Kapitel 4.2.3 ermittelten Wert entspricht, wobei die Widerstandsänderung pro Länge betrachtet wird. Mit diesem Wert kann dann die resultierende Gleichspannung berechnet werden. Der Resonanzfall wird durch Multiplikation mit dem aus Kapitel 4.2.3.3.c bekannten Faktor berechnet. Die entsprechenden Spannungen der axialen Nanostruktur werden durch Vergleich der relativen Widerstandsdifferenzen abgeschätzt.

In Abbildung 98 links wird ein Ausschnitt des Nanodrahtes mit axialer Nanostruktur dargestellt. Der Widerstand dieser Struktur ergibt sich aus folgender Überlegung: Der Nanodraht mit Nanostruktur wird gedanklich in mehrere Bereiche unterteilt. Die Bereiche 1 stellen jeweils einen Teil des Nanodrahtes ohne Nanostruktur dar. In diesem Bereich ist keine freie Elektrode vorhanden, der Widerstand ist konstant und wird mit  $R_1$  bezeichnet. Die Größe des Widerstandes ist allerdings von der Länge der Nanostruktur abhängig, da die Gesamtlänge des Wellenleiters konstant ist.

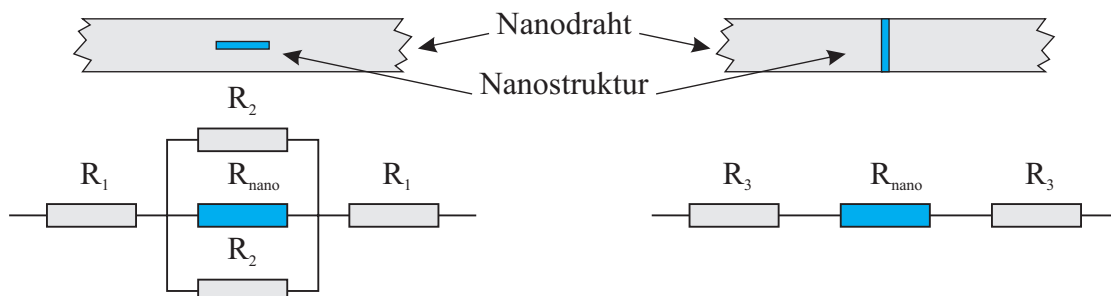


Abbildung 98: Schematische Darstellung zweier unterschiedlicher Möglichkeiten der Ausrichtung einer rechteckigen Nanostruktur (blaues Rechteck) auf dem Nanodraht (oben): axiale Orientierung (links) und transversale Orientierung (rechts). Darunter wird jeweils das resultierende Ersatzschaltbild mit Widerständen dargestellt.

Im Bereich der Nanostruktur wird eine Parallelschaltung aus dem Bereich der Nanostruktur und den auf beiden Seiten der Nanostruktur verbleibenden Bereichen des Nanodrahtes betrachtet. Der Widerstand des Bereiches mit Nanostruktur  $R_{nano}$  ändert sich gemäß des GMR-Effektes der Struktur. Die Widerstände der Seitenbereiche  $R_2$  sind konstant und identisch, da die Nanostruktur zentral auf dem Wellenleiter platziert ist. Durch Betrachtung der Summe der Widerstände der drei Bereiche und der Parallelschaltung für den Bereich mit Nanostruktur kann folgender Ausdruck für den Gesamtwiderstand der Struktur mit axialer Nanostruktur hergeleitet werden:

$$R_{gesamt,axial,AP} = \frac{R_{nano,AP}(4R_1 + R_2) + 2R_2R_1}{2R_{nano,AP} + R_2} \quad (112)$$

Der dargestellte Ausdruck gibt den Widerstand für den antiparallelen Zustand der Nanostruktur an. Für den Widerstandswert im parallelen Zustand muss lediglich der Widerstand des parallelen Zustandes der Nanostruktur eingesetzt werden. Die Differenz der beiden Widerstände wird als  $\Delta R$  bezeichnet.

Des Weiteren ist in Abbildung 98 (rechts) ein Nanodraht mit transversaler Nanostruktur dargestellt. Der Gesamtwiderstand dieser Struktur ergibt sich aus der Reihenschaltung der drei Bereiche zu:

$$R_{\text{gesamt,transversal,AP}} = 2R_3 + R_{\text{nano,AP}} \quad (113)$$

Zur Abschätzung werden die benötigten Widerstandswerte aus Widerstandsmessungen von vollständigen Nanodrähten und Messungen von Nanodrähten, deren obere Schichten bis zur Kupferschicht vollständig entfernt wurden, ermittelt. Der Widerstand eines 8  $\mu\text{m}$  langen Nanodrahtes im parallelen Zustand beträgt etwa 132  $\Omega$ , der Widerstand eines abgedünnten Nanodrahtes gleicher Länge beträgt etwa 400  $\Omega$ . Für die Nanostruktur werden Abmessungen von 200 nm x 1000 nm zugrunde gelegt. Der Nanodraht ist 1  $\mu\text{m}$  breit und insgesamt 8  $\mu\text{m}$  lang. In Tabelle 8 werden die ermittelten Werte zusammengefasst.

Widerstand	Einheit	Axiale Nanostruktur	Transversale Nanostruktur
$R_1$	[ $\Omega$ ]	175	–
$R_2$	[ $\Omega$ ]	125	–
$R_3$	[ $\Omega$ ]	–	195
$R_{\text{nano,P}}$	[ $\Omega$ ]	82,5	3,3
$R_{\text{nano,AP}}$	[ $\Omega$ ]	87,5	3,5
$R_{\text{gesamt,AP}}$	[ $\Omega$ ]	386,45	393,5
$\Delta R_{\text{gesamt}}$	[ $\Omega$ ]	<b>0,89</b>	<b>0,20</b>

Tabelle 8: Zusammenfassung der Widerstandswerte für die Teilbereiche 1 bis 3 und die zu erwartenden Differenzwerte für einen 1  $\mu\text{m}$  breiten und insgesamt 8  $\mu\text{m}$  langen Nanodraht

Aus dieser Abschätzung geht hervor, dass die maximal möglichen Widerstandsdifferenzen der jeweiligen Gesamtstruktur aufgrund des GMR-Effektes der Nanostrukturen weniger als 1  $\Omega$  betragen. Für die axial angeordnete Nanostruktur ist die Differenz aber um einen Faktor 4-5 größer als für die transversale Anordnung.

In Kapitel 4.2 wird gezeigt, dass die erzeugte Gleichspannung auf eine Widerstandsänderung aufgrund des Oerstedfeldes des Stromes und der Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode in diesem Feld zurückgeht. Für einen 8  $\mu\text{m}$  langen GMR-Nanodraht wird eine nicht resonante Gleichspannung von etwa 1 mV gemessen. Im Resonanzfall liegt diese Spannung etwa um einen Faktor 4 höher. Überträgt man diese Zahlenwerte auf den Fall mit transversalem Nanodraht, kann dieser als 200 nm langer Nanodraht mit einer Breite von 1  $\mu\text{m}$  betrachtet werden. Damit wird eine Gleichspannung von 25  $\mu\text{V}$  im Nullfeld außerhalb der Resonanz erwartet. Im Resonanzfall sollte die Spannung im Bereich 0,1 mV liegen.

Die Widerstandsänderung des Wellenleiters mit axialer Nanostruktur ist im Vergleich dazu um etwa einen Faktor 4 höher. Die erzeugte Gleichspannung dieser Struktur sollte ebenfalls um diesen Faktor erhöht sein. Die für diese Struktur maximal erzeugte Gleichspannung sollte im Resonanzfall somit im Bereich von 0,4 mV liegen. Aus dieser Abschätzung wird deutlich, dass die erzeugte Gleichspannung der Nanostrukturen von deren Orientierung auf dem Wellenleiter abhängt. Für axial orientierte Nanostrukturen wird eine höhere Gleichspannung als für transversal orientierte Nanostrukturen erwartet.

Die Anregung der Nanostrukturen soll durch das Oerstedfeld des Stromes in der Kupferschicht erfolgen. Deshalb werden im weiteren Verlauf die Gestalt und der Verlauf des erwarteten Oerstedfeldes genauer untersucht.



#### 4.3.1.3.a Das Oerstedfeld

Fließt ein hochfrequenter Wechselstrom durch die Kupferschicht, erzeugt dieser ein hochfrequentes Oerstedfeld  $\mu_0 \vec{h}$ . Es wird davon ausgegangen, dass das Oerstedfeld zentral über dem rechteckigen Kupferleiter transversal orientiert ist. Diese transversale Komponente dient der hochfrequenten Anregung der Nanostrukturen. Zunächst wird diese Annahme durch Berechnung des Feldes bestätigt. Um des Weiteren die Magnetfeldverteilung in der Umgebung der Nanostruktur zu kennen und Aussagen über die zu erwartenden Feldvariationen treffen zu können, wird im Folgenden das Oerstedfeld des Stromes durch einen rechteckigen Leiter mit den Abmessungen der Kupferschicht berechnet.

Die Berechnung wird für einen Leiter mit einer Breite von  $1 \mu\text{m}$  und einer Dicke von  $5 \text{ nm}$  mit (26) und (27) (siehe Kapitel 2.3) durchgeführt. Das Koordinatensystem wird identisch zu Abbildung 6 (S. 15) gewählt. In Abbildung 99 wird links die resultierende transversale Feldkomponente  $\mu_0 h_x$  und rechts der Betrag des Oerstedfeldes  $|\mu_0 \vec{h}|$  für eine Stromdichte von  $1,25 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  durch den Kupferleiter als Konturplot gezeigt. Der zugrundeliegende rechteckige Leiter ist in den Abbildungen als gestreifte Fläche eingezeichnet. Der Strom fließt senkrecht zur dargestellten Ebene. Bei der Darstellung ist zu beachten, dass sich der Maßstab in lateraler (x-) und vertikaler (y-) Richtung stark unterscheidet. Die Darstellung der transversalen Komponente zeigt deutlich, dass ober- bzw. unterhalb des Leiters diese Feldkomponente ausgeprägt vorliegt. Die maximale transversale Komponente des Magnetfeldes beträgt für die gewählten Zahlenwerte etwa  $4 \text{ mT}$ . Die Darstellung des Betrages des Oerstedfeldes zeigt, dass das maximale Feld an den Stirnseiten des rechteckigen Leiters erwartet wird. Der berechnete Betrag des Feldes liegt hier bei über  $8 \text{ mT}$ .

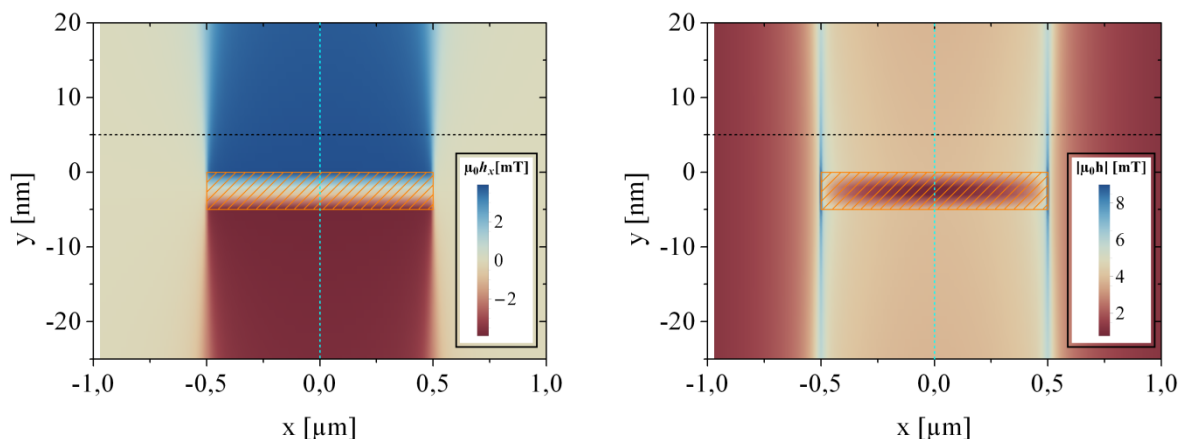


Abbildung 99: Resultierende transversale Oerstedfeldkomponente (links) und Betrag des Oerstedfeldes (rechts) für eine Stromdichte von  $1,25 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  durch den Kupferleiter (gestreifte Fläche)

Für eine weitergehende Analyse wird zunächst in Abbildung 100 (links) der vertikale Feldverlauf für eine feste laterale Position in der Mitte des Leiters dargestellt. Der dargestellte Verlauf entspricht dem Feldverlauf entlang der gestrichelten (hellblauen) Linie in Abbildung 99. Aus der Darstellung geht erwartungsgemäß hervor, dass das Oerstedfeld im Zentrum des Leiters verschwindet, zu den Strukturgrenzen hin kontinuierlich zunimmt und an den Strukturgrenzen maximal wird. Für die gewählte Position in der Drahtmitte stimmen Betrag und transversale Komponente überein oder unterscheiden sich nur im Vorzeichen (bei negativen y-Werten). Es sind also keine vertikalen Feldkomponenten vorhanden. Außerhalb des Leiters nimmt das Magnetfeld wieder ab. Aus dieser Betrachtung folgt zunächst, dass zumindest zentral über dem Leiter ein reines Transversalfeld zur Verfügung steht. Zur genaueren Analyse der Feldverteilung des Oerstedfeldes wird das Transversalfeld und der Betrag des Magnetfeldes in einer festen Höhe von  $5 \text{ nm}$  über der Kupferschicht in Abbildung 100 (rechts) dargestellt. Diese Höhe entspricht im Experiment der halben Schichtdicke der freien Elektrode. Der Verlauf stellt den Feldverlauf entlang der gestrichelten (schwarzen) Linien in Abbildung 99 dar. Die transversale Komponente zeigt nahe den Strukturgrenzen einen starken Anstieg, aber einen flachen Verlauf über die Breite des Streifens. In der Mitte des Streifens beträgt das Feld für die gewählte Stromdichte etwa  $3,86 \text{ mT}$ . Der Betrag des Magnetfeldes

zeigt am Rand der Struktur eine starke Überhöhung. Sowohl zur Mitte der Struktur hin als auch vom Leiter weg nimmt der Betrag vom Spitzenwert her stark ab. Das maximale Feld in dieser Darstellung beträgt 7,02 mT über der Strukturgrenze. Oberhalb der Strukturgrenzen ist somit eine starke vertikale Feldkomponente vorhanden. Diese Komponente verliert zum Zentrum des Leiters hin an Einfluss, genau in der Mitte über dem Leiter verschwindet sie.

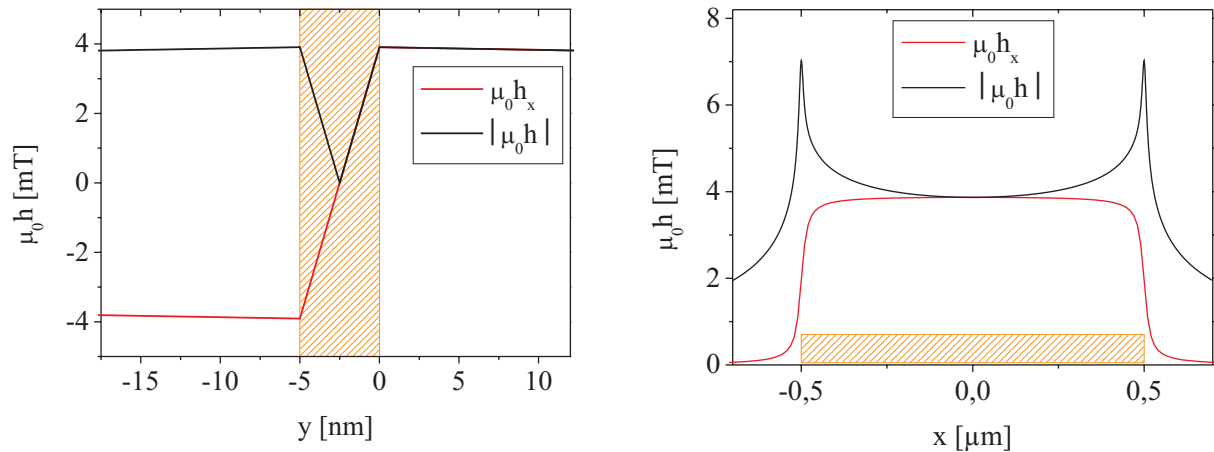


Abbildung 100: Oerstedfeld eines stromdurchflossenen rechteckigen Leiters mit den Abmessungen  $1 \mu\text{m} \times 5 \text{nm}$ . Die Stromdichte im Leiter beträgt  $1,25 \cdot 10^{12} \text{A/m}^2$ . Der Leiter wird als gestreifte Fläche dargestellt. Links wird der vertikale Feldverlauf bei fixierter lateraler Position in der Drahtmitte dargestellt, rechts der laterale Feldverlauf bei fixierter vertikaler Position von 5 nm über dem Leiter.

Die bisherigen Darstellungen zeigen, dass das Oerstedfeld in einer zentral über dem Kupferleiter positionierten Nanostruktur sowohl vertikal als auch transversal nicht konstant ist. Wie stark sich das Oerstedfeld in den verschiedenen Nanostrukturen ändert, wird im Folgenden genauer untersucht, wobei rechteckige Nanostrukturen betrachtet werden, deren Abmessungen  $1000 \text{nm} \times 200$  (500) nm betragen. Die Höhe der Nanostrukturen beträgt 10 nm. Es werden erneut die Spezialfälle „axiale Nanostruktur“ und „transversale Nanostruktur“ betrachtet. Die resultierenden Feldverläufe werden zunächst für axiale Nanostrukturen mit einer Breite  $b$  von 200 nm bzw. 500 nm ermittelt. Anschließend wird auch der Feldverlauf in einer transversalen Nanostruktur dargestellt (entspricht einer 1000 nm breiten axialen Nanostruktur).

In Abbildung 101 wird der Verlauf des (auf das jeweilige Maximum normierten) Magnetfeldes über die Strukturbreite für axiale Nanostrukturen dargestellt. In dieser Darstellung werden auch die unterschiedlichen Breiten auf eins normiert, um eine gemeinsame Darstellung zu ermöglichen. Es wird die relative Änderung der transversalen Feldkomponente (links) und des Betrages (rechts) dargestellt.

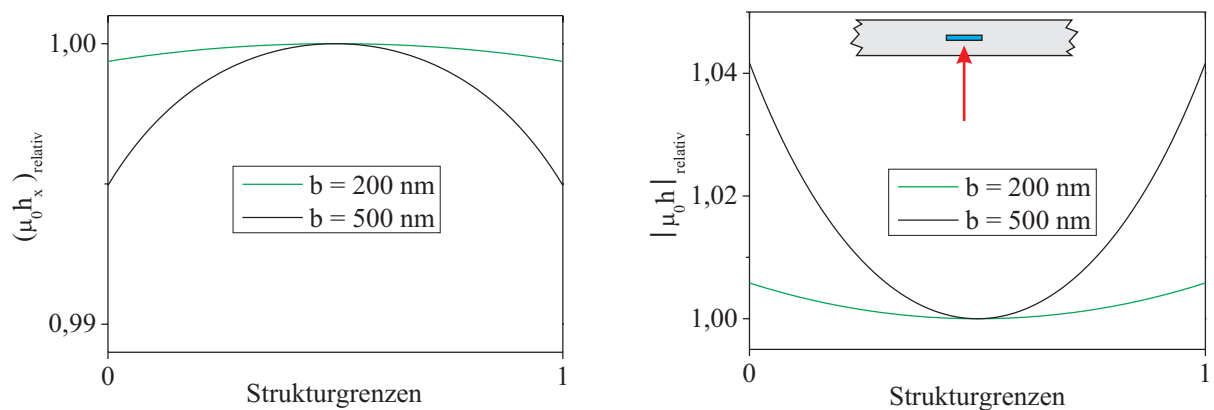


Abbildung 101: Theoretischer Verlauf des Oerstedfeldes im Bereich einer axialen Nanostruktur der Breite  $b$  von 200 nm bzw. 500 nm. Links wird der relative Verlauf der transversalen Feldkomponente, rechts der relative Betrag des Feldes dargestellt.

In der ebenfalls dargestellten Skizze (rechts oben) wird das zugrundeliegende System aus stromführendem Streifen (grau) und Nanostruktur (blau) gezeigt. Der Pfeil zeigt die betrachtete Richtung an.

Aus der Darstellung der transversalen Komponente erkennt man, dass die laterale Variation des transversalen Feldes für die 200 nm breite Struktur nahezu vernachlässigbar ist ( $< 0,1\%$ ), während diese Änderungen für die 500 nm breite Struktur  $0,5\%$  beträgt. Die größten Änderungen ergeben sich vertikal (nicht dargestellt). Die transversale Feldkomponente nimmt über die Schichtdicke von 10 nm linear um etwa  $2\%$  ab. Wird der Betrag des Oerstedfeldes betrachtet (rechts), fallen die Änderungen durch den zusätzlichen Einfluss der vertikalen Feldkomponenten größer aus. Der Betrag des Oerstedfeldes nimmt für eine 500 nm breite Struktur zu den Grenzen hin um etwa  $4\%$  zu.

In Abbildung 102 werden die entsprechenden Feldverläufe für die transversal angeordnete Nanostruktur dargestellt, wobei jetzt die Breite der Nanostruktur mit der Breite des Leiters übereinstimmt. Zu den lateralen Strukturgrenzen hin nimmt die transversale Feldkomponente um fast  $50\%$  ab (links), während der Betrag des Oerstedfeldes um mehr als  $80\%$  zunimmt. Die Zunahme des Betrages kommt durch die starke Zunahme der vertikalen Feldkomponente zustande. Die vertikalen Änderungen in der Strukturmitte stimmen mit dem axialen Fall überein.

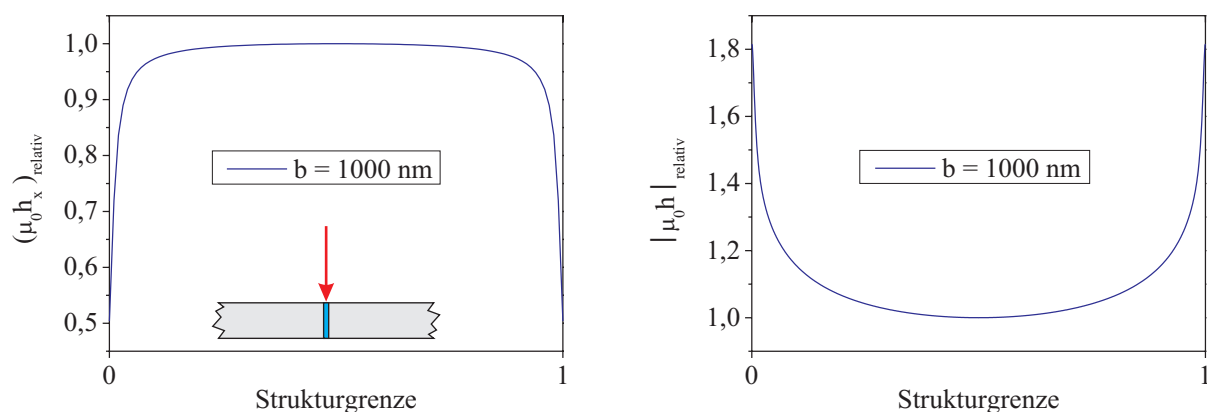


Abbildung 102: Berechneter Verlauf des Oerstedfeldes im Bereich einer transversalen Nanostruktur, deren Abmessungen mit der Breite des Leiters übereinstimmt. Der relative Verlauf der transversalen Komponente (links) zeigt eine Reduktion dieser Feldkomponente um nahezu  $50\%$  zum Rand der Struktur hin. Der relative Betrag des Feldes (rechts) nimmt zum Rand der Struktur hin um mehr als  $80\%$  zu.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass im verwendeten Modell zentral über dem rechteckigen Leiter ein rein transversales Oerstedfeld vorliegt. Dieses Feld nimmt über eine Schichtdicke von 10 nm um etwa  $2\%$  ab. Für den Fall 500 nm breiter axialer Nanostrukturen nimmt der Betrag des Oerstedfeldes über die Abmessungen der Struktur um weniger als  $5\%$  zu. Die Zunahme geschieht durch die Zunahme vertikaler Feldkomponenten bei gleichzeitig geringerer Abnahme der transversalen Komponenten. In transversal angeordneten Nanostrukturen, deren Abmessungen mit der Leiterbreite übereinstimmt, nimmt der Betrag des Oerstedfeldes von der Strukturmitte zu den Strukturgrenzen um mehr als  $80\%$  zu. Im Randbereich dieser Strukturen ergeben sich zusätzlich zu den transversalen Feldkomponenten beträchtliche vertikale Komponenten. Soll die Anregung der Nanostrukturen hauptsächlich durch transversale Feldkomponenten in der Schichtebene erfolgen, sollte die axiale Anordnung der Nanostrukturen gewählt werden.

Dem berechneten Feldverlauf liegt die Annahme zugrunde, dass der Strom im Experiment nur durch die Kupferschicht fließt, also nicht durch darunter liegende Schichten oder durch die Nanostruktur. Außerdem wird eine ideale (rechteckige) Form des Leiters angenommen. Das tatsächliche Feld im Experiment wird sich vom hier theoretisch betrachteten Fall unterscheiden, da vor allem die ideale äußere Form des Leiters im Experiment nicht erreicht wird. Tatsächlich wird eine rechteckige Form mit abgerundeten Ecken erwartet. Durch die Abrundung der Ecken werden die theoretisch berechneten Feldspitzen am Rand des Leiters flacher ausfallen. Weitere Änderungen des Feldes können durch Feldbeiträge aufgrund von (geringen) Stromanteilen durch unter der Kupferschicht liegende Schichten oder durch die Nanostruktur selbst erzeugt werden.

### 4.3.2 FMR-Untersuchungen einzelner Nanostrukturen

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der FMR-Untersuchungen von einzelnen Nanostrukturen präsentiert. Zunächst werden hier die für die Untersuchungen verwendeten Strukturen vorgestellt. Anschließend werden die Ergebnisse unterschiedlich orientierter Nanostrukturen gegenübergestellt, wobei der Einfluss der Orientierungen für unterschiedlich breite Nanostrukturen (500 nm und 100 nm) untersucht wird. Im Anschluss werden winkelabhängige Messungen der untersuchten Konfigurationen gezeigt. Durch einen Vergleich der Messungen mit mikromagnetischen Simulationen wird unter anderem die magnetische Konfiguration im Resonanzfall analysiert. Abschließend wird durch Messung bei verschiedenen Frequenzen die Dämpfung untersucht.

Bevor die Ergebnisse im Einzelnen diskutiert werden, wird kurz auf die hergestellten Proben eingegangen. Für die Untersuchungen werden Nanodrähte mit zusätzlich nanostrukturierter freier Elektrode aus einem SV-Schichtsystem verwendet. Die Herstellung der Strukturen erfolgt nach dem in Kapitel 3.3 beschriebenen Prozess. Die verwendete Schichtfolge des Spinventils lautet: Substrat/Ru(1)/PtMn(18)/CoFe(2)/Ru(0,85)/CoFe(2,1)/Cu(5)/CoFe(1)/NiFe(9)/Ru(0,4)/Ta(5), wobei die Schichtdicken in nm angegeben werden. In Abbildung 103 wird das verwendete Schichtsystem mit einer schematischen Seitenansicht eines Nanodrahtes mit nanostrukturierter freier Elektrode gezeigt. Um den Nanodraht herum werden sämtliche Metallschichten entfernt. Auf dem Nanodraht wird die freie Elektrode mit Ausnahme rechteckiger Bereiche mit Abmessungen von 1  $\mu\text{m}$  Länge und verschiedenen Breiten abgetragen.

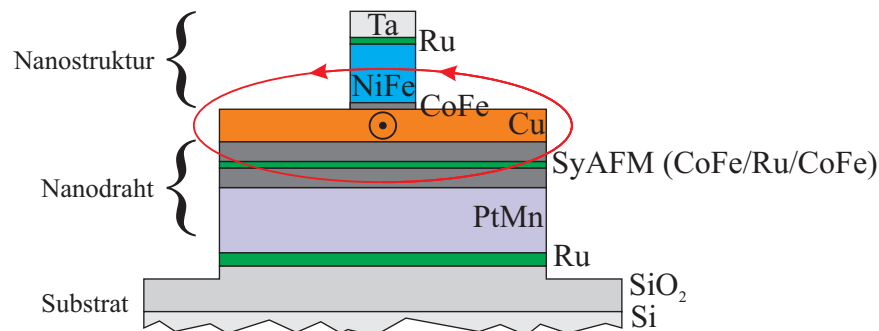


Abbildung 103: Darstellung der Schichtfolge mit Seitenansicht eines Nanodrahtes mit nanostrukturierter freier Elektrode und schematischer Darstellung des Oerstedfeldes aufgrund des Stromflusses durch die Kupferschicht

Auf diese Weise entsteht eine NiFe-Nanostruktur auf einer Kupferschicht und der darunter liegenden Referenzelektrode. Durch die Ausrichtung des Nanodrahtes auf dem Substrat wird die relative Orientierung der Magnetisierung der Referenzelektrode zum Nanodraht eingestellt. Durch die axiale oder transversale Ausrichtung der rechteckigen Nanostrukturen auf dem Nanodraht sind unterschiedliche Konfigurationen möglich (siehe nachfolgendes Kapitel).

In Abbildung 104 (links) wird eine rasterkraft- sowie die dazugehörige magnetkraftmikroskopische Aufnahme einer axial orientierten, 250 nm breiten Nanostruktur auf einem 1  $\mu\text{m}$  breiten Nanodraht dargestellt. Die Strukturgrenzen des Nanodrahtes sind in der Aufnahme kaum zu erkennen. Sie werden deshalb durch zwei Pfeile markiert. Auf der Höhe der Nanostruktur (helles Rechteck) tritt ein Messartefakt auf, welches zu einer Art Spur auf dem Nanodraht parallel zur Messrichtung führt. In der Magnetkraftaufnahme wird das schwache Streufeld der Nanostruktur sichtbar. Ein Höhenprofil dieser Nanostruktur wird rechts dargestellt. In Kapitel 3.3 befinden sich SEM-Aufnahmen von Nanodrähten mit Nanostruktur.

Da die Nanostruktur aus der freien Elektrode des Spinventils bestehen soll, muss die Höhe der hergestellten Nanostruktur auf dem Nanodraht laut der verwendeten Schichtfolge mindestens 15,4 nm betragen. Zur Untersuchung der Nanostrukturen mittels FMR ist es essentiell, dass kein zusätzliches magnetisches Material auf dem Signalleiter um die Nanostruktur herum verbleibt, da dieses Material ebenfalls ein FMR-Signal erzeugen würde. Weil der Strom möglichst durch die Kupferschicht fließen soll, darf die maximale Strukturhöhe 20,4 nm nicht überschreiten.

Die Höhe der dargestellten Struktur wird durch Auswertung mehrerer Höhenprofile zu  $(17,0 \pm 0,3)$  nm bestimmt. Ausgehend von der Schichtfolge ist hier die freie Elektrode um die

Nanostruktur herum vollständig entfernt. Zusätzlich ist eine Dicke von 1,6 nm der Kupferschicht entfernt. Somit liegt ein nahezu optimales Resultat vor.

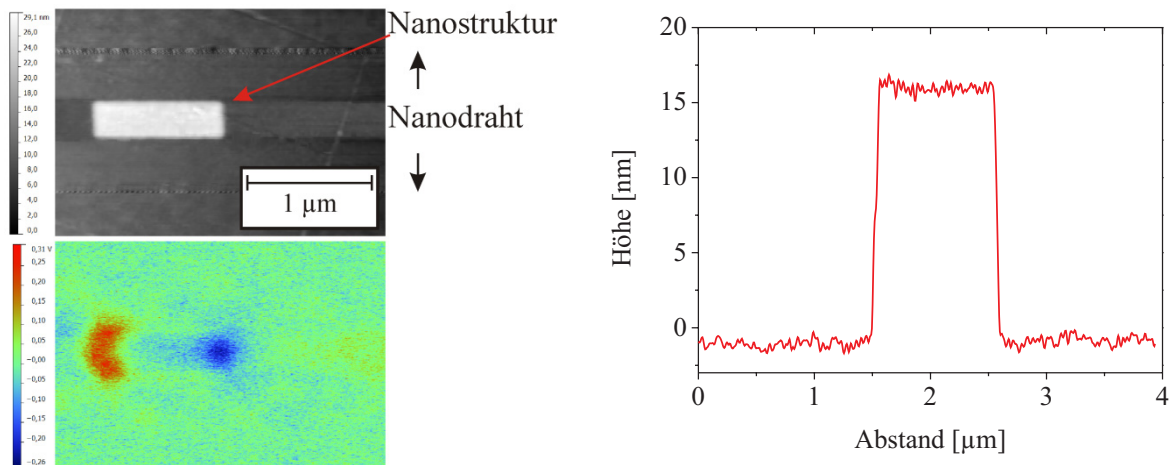


Abbildung 104: Rasterkraft- und magnetkraftmikroskopische Aufnahme einer 250 nm x 1000 nm Nanostruktur auf einem 1 µm breiten Nanodraht (links). Ein aus der AFM-Messung extrahiertes Höhenprofil dieser Nanostruktur (rechts). Die Höhe der Struktur beträgt im Mittel 17,0 nm.

Zu Kontrollzwecken werden zusätzlich Strukturen mit vollständiger sowie mit komplett entfernter freier Elektrode hergestellt. In Abbildung 105 werden die dazugehörigen FMR-Messungen zweier Nanodrähte direkt verglichen (siehe dazu auch Abbildung 111 und dazugehörige Diskussion). Die Anregung erfolgt mit einer Frequenz von 9,6 GHz. Ein äußeres Feld wird entlang des Wellenleiters variiert. Im Fall der vollständigen Elektrode ist deutlich die ferromagnetische Resonanz der NiFe-Schicht zu erkennen. Eine detaillierte Diskussion zu diesen Strukturen befindet sich in Kapitel 4.3.1. Die FMR-Untersuchung des Nanodrahtes ohne freier Elektrode zeigt keine Resonanz. Dies wird als Beleg für das erfolgreiche Entfernen der Schicht betrachtet.

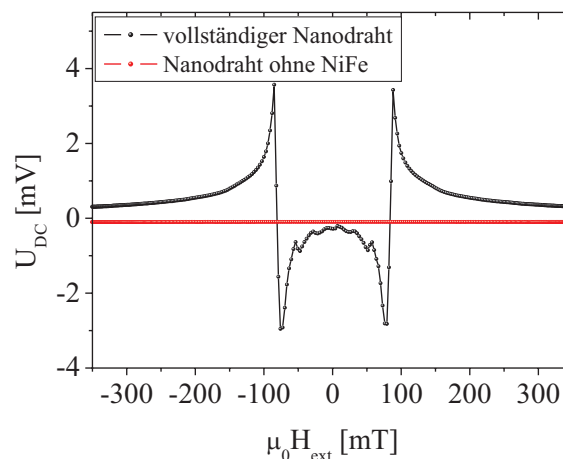


Abbildung 105: Gegenüberstellung des Signalverlaufs zweier FMR-Messungen. Die Messungen stammen von einem vollständigen Nanodraht sowie einem Nanodraht ohne freier Elektrode.

Wie bereits weiter oben im Kapitel 4.3.1.3 gezeigt, wird davon ausgegangen, dass unterschiedliche Ausrichtungen der Nanostrukturen zu Signalen unterschiedlicher Höhe führen. Da die Signalerzeugung auf die Gleichrichtung (siehe Kapitel 4.2) zurückgeht, ist ein Einfluss der Orientierung des Nanodrahtes sehr wahrscheinlich. In einem ersten Schritt wird im folgenden Kapitel dieser Einfluss der unterschiedlichen Orientierungen untersucht.

### 4.3.2.1 Orientierungsabhängigkeit

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der relativen Orientierung des Nanodrahtes und der Nanostruktur bezüglich der Referenzmagnetisierung des Spinventils mittels FMR-Messungen untersucht. Durch Ermittlung der Konfiguration mit maximalem Signal wird die Untersuchung von umso kleineren Nanostrukturen möglich. Im folgenden Kapitel wird lediglich der Einfluss der Orientierung auf das Signal untersucht. Eine Zuordnung der beobachteten Resonanzen zu einem Modenprofil erfolgt später (Kapitel 4.3.2.3). In Abbildung 106 werden FMR-Messungen, die entlang des Nanodrahtes durchgeführt werden, für vier verschiedene Konfigurationen gegenübergestellt. Es handelt sich jeweils um einen Nanodraht mit einer NiFe-Nanostruktur rechteckiger Form und Abmessungen von 1000 nm x 500 nm. Die Nanostruktur befindet sich zentral auf dem Nanodraht. Unter jeder Messung befindet sich eine Skizze, die die jeweilige Konfiguration zeigt. Die Ausrichtung der Referenzmagnetisierung wird jeweils durch einen roten Pfeil dargestellt.

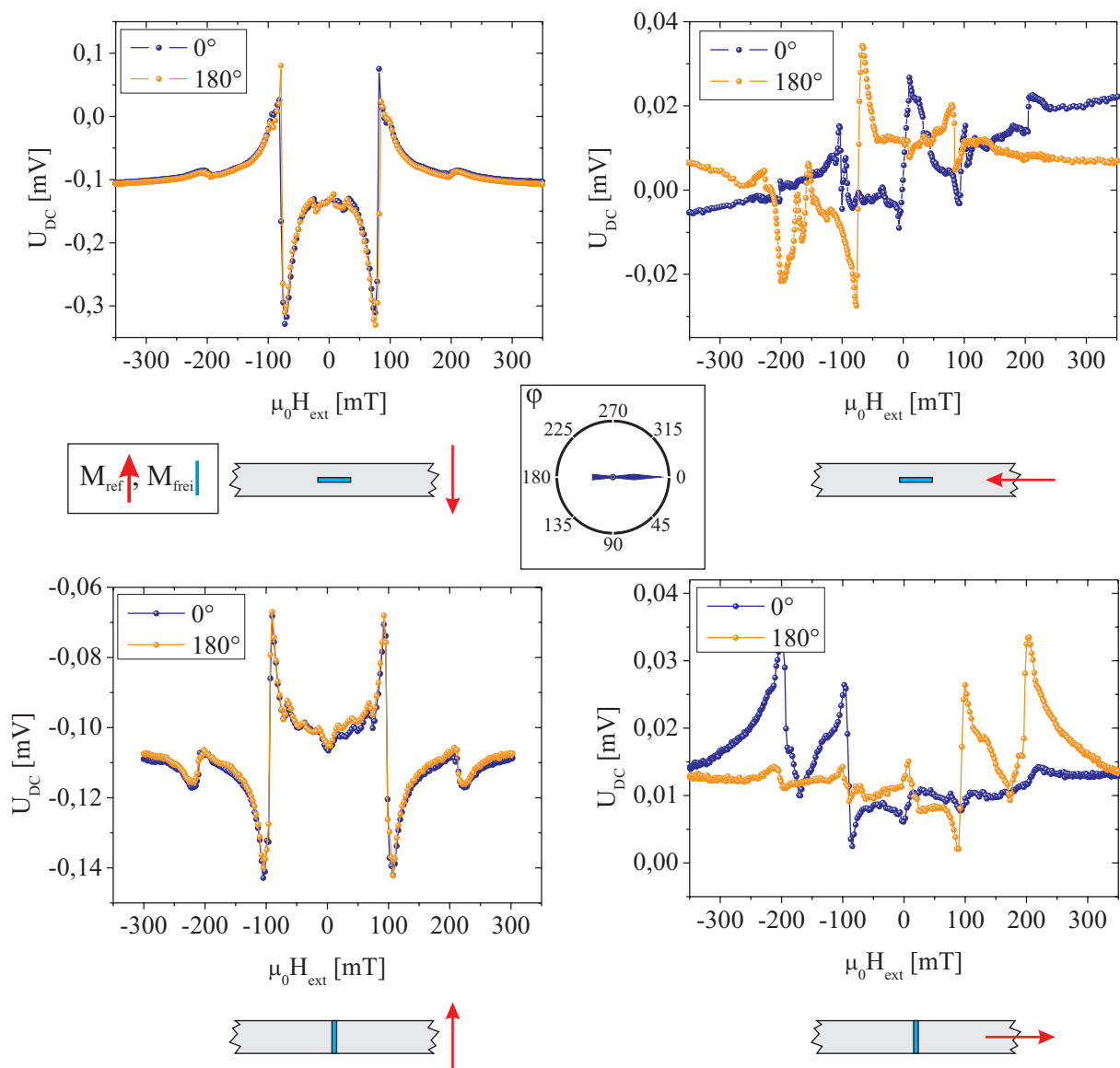


Abbildung 106: Gegenüberstellung des Signalverlaufs für unterschiedliche Orientierungen einer 500 nm breiten Nanostruktur und Variation der Orientierung des Nanodrahtes. Axial orientierte (oben) Nanostruktur auf  $90^\circ$ -Nanodraht (links) und  $0^\circ$ -Nanodraht (rechts). Transversal orientierte Nanostruktur (unten) ebenfalls auf  $90^\circ$ -Nanodraht (links) und  $0^\circ$ -Nanodraht (rechts). Bei allen Messungen wird das Magnetfeld entlang des Nanodrahtes variiert.

Folgende Konfigurationen werden betrachtet: Axial orientierte Nanostruktur auf  $90^\circ$ -Nanodraht (oben links), axiale Nanostruktur auf  $0^\circ$ -Nanodraht (oben rechts), transversal orientierte Nanostruktur auf

90°-Draht (unten links) und transversale Nanostruktur auf 0°-Nanodraht (unten rechts). Alle Messungen werden bei einer Frequenz von 9,6 GHz durchgeführt. Der maximale Strom durch den Nanodraht beträgt etwa 3,3 mA. Im Fall der axial orientierten Nanostruktur auf dem 90°-Nanodraht wird ein symmetrisches Gleichspannungssignal  $U_{DC}$  bezüglich 0 mT und ein deutliches Resonanzsignal bei  $\mu_0 H_{ext} = (78,0 \pm 4,5)$  mT gemessen. Zusätzlich tritt bei  $(202 \pm 8)$  mT ein weiteres, deutlich niedrigeres Resonanzsignal auf. Die Signalhöhe der Hauptresonanz beträgt etwa 0,41 mV. Im Fall der transversal orientierten Nanostruktur ergibt sich ebenfalls ein symmetrischer Signalverlauf und ein deutlich ausgeprägtes Maximum mit einer Höhe von  $74 \mu V$  im Bereich von  $(98,6 \pm 8,0)$  mT. Ein weiteres Resonanzsignal ist bei  $(216 \pm 9)$  mT zu erkennen.

Vergleicht man die Messungen der unterschiedlich orientierten Nanostrukturen auf 90°-Nanodrähten, stellt man fest, dass in beiden Fällen jeweils zwei Maxima unterschiedlicher Höhe auftreten. Das jeweilige Resonanzfeld ist bei der transversal orientierten Nanostruktur aufgrund der Formanisotropie erhöht. Ein wesentlicher Unterschied der Messungen ist das Verhältnis der Resonanzhöhen. Während das Verhältnis für die axiale Nanostruktur  $\lambda_{axial,500} = \frac{U_{78mT}}{U_{202mT}} = 41$  beträgt, erhält man für die transversale Nanostruktur  $\lambda_{trans,500} = \frac{U_{99mT}}{U_{216mT}} = 7,4$ . Die Ursache ist das stark reduzierte Spannungssignal der Resonanz bei niedrigen Feldern, da die Höhe der Resonanz bei hohen Feldern in beiden Fällen etwa  $10 \mu V$  beträgt. Das Resonanzsignal bei niedrigen Feldern ist somit im Fall der axialen Nanostruktur etwa um einen Faktor 5,5 gegenüber der transversalen Orientierung erhöht. Dieser Faktor liegt im Bereich der durch die unterschiedliche Widerstandsänderung erwarteten Größe (siehe Kapitel 4.3.1.3).

In Abbildung 106 (rechts) werden zum Vergleich die Messungen der Nanostrukturen auf 0°-Nanodrähten dargestellt. Der Signalverlauf dieser Konfigurationen ist weniger klar als im Fall der 90°-Nanodrähte. Trotzdem können im Fall der 180°-Messung der axialen Nanostruktur (oben rechts) Resonanzen erkannt werden; diese treten aber in der 0°-Messung nicht wieder auf, sodass es sich auch um Artefakte handeln könnte. Im Fall der transversal orientierten Nanostruktur auf dem 0°-Nanodraht (rechts unten) treten in jeder Messung zwei Resonanzen auf, allerdings ergibt sich kein zu 0 mT symmetrischer Signalverlauf. Nur für den Fall antiparalleler Magnetisierung wird ein Gleichspannungssignal detektiert. Die Resonanzfelder betragen jeweils  $(92 \pm 7)$  mT und  $(196 \pm 6)$  mT. Vergleicht man die Lage des Resonanzfeldes der bei niedrigen Feldern auftretenden Resonanz für die axialen Nanostrukturen, fällt ein Unterschied von 14 mT auf. Es ist deshalb wahrscheinlich, dass die Magnetisierungen der Nanostrukturen durch die in den beiden Fällen unterschiedlichen Streufelder der nicht vollständig kompensierten Referenzelektrode beeinflusst werden. Durch Untersuchung von runden Nanostrukturen könnte dieser Einfluss ermittelt werden, da die Formanisotropie in der Probenebene vernachlässigt werden kann.

Folgendes Fazit kann bisher gezogen werden: Mit dem entwickelten Messverfahren und Probendesign ist es möglich, einzelne Nanostrukturen mittels FMR-Messungen zu untersuchen. Die Orientierung des Nanodrahtes und der Nanostruktur bestimmen den Signalverlauf und die Signalhöhe. Durch Vergleich unterschiedlicher Konfigurationen wird die Konfiguration „axiale Nanostruktur auf 90°-Nanodraht“ als diejenige mit maximalem Signal identifiziert.

Im weiteren Verlauf werden die Resultate der entsprechenden Untersuchung von 100 nm breiten Nanostrukturen diskutiert. In Abbildung 107 werden die Ergebnisse zusammengefasst. Der Signalverlauf der axial orientierten 100 nm breiten Nanostruktur auf einem 90°-Nanodraht ist in Abbildung 107 (oben links) dargestellt. In dieser Konfiguration ist ein deutliches Resonanzsignal zu erkennen. Das Resonanzfeld beträgt  $(38,7 \pm 5,8)$  mT. Bei einem Feld von  $(157 \pm 7)$  mT ist ein weiteres, deutlich niedrigeres Resonanzsignal zu erkennen. Auffällig ist, dass das Signal nicht symmetrisch zu 0 mT ist, sondern die Ausrichtung der Magnetisierung der Nanostruktur in 0°-Richtung zu einem erhöhten Signal führt. Die Ursache für dieses Verhalten ist nicht bekannt. Die transversal auf dem 90°-Nanodraht orientierte Nanostruktur (Abbildung 107, links unten) liefert wieder einen symmetrischen Signalverlauf, allerdings mit sehr niedriger Amplitude. Das Resonanzfeld beträgt in diesem Fall  $(226 \pm 7)$  mT. Durch die starke Formanisotropie dieser Struktur ist der Wert gegenüber der axialen Nanostruktur stark vergrößert. Eine Analyse des Einflusses der Formanisotropie auf die Linienposition erfolgt im nächsten Kapitel im Rahmen der Diskussion von winkelabhängigen Messungen. Die Messungen von Nanostrukturen auf 0°-Nanodrähten zeigen im Fall der axialen Nanostruktur (oben rechts) einen Verlauf mit mehreren Signalspitzen, die aber teilweise bei

Umkehrung der Messrichtung verschwinden. Im Bereich von 145 mT tritt eine charakteristische Signalform auf, die auch bei Umkehr der Messrichtung zu beobachten ist. Die Messung der transversalen Nanostruktur auf dem 0°-Nanodraht ist unten rechts dargestellt. In der 180°-Messung wird bei antiparalleler Orientierung der Magnetisierungen ein schwaches Resonanzsignal gemessen, in Gegenrichtung taucht das Signal in dieser Form aber nicht mehr auf. Aus den Messungen der vollständigen 0°-Nanodrähte (siehe Abbildung 96) ist bekannt, dass sowohl entlang der 90°-Richtung als auch entlang des Drahtes keine Gleichspannung auftritt. Das Auftreten der kleinen Signale kann möglicherweise auf Randbereiche der Nanostrukturen zurückgeführt werden, in denen sich die Ausrichtung der magnetischen Momente ändern kann (siehe Kapitel 4.1.1).

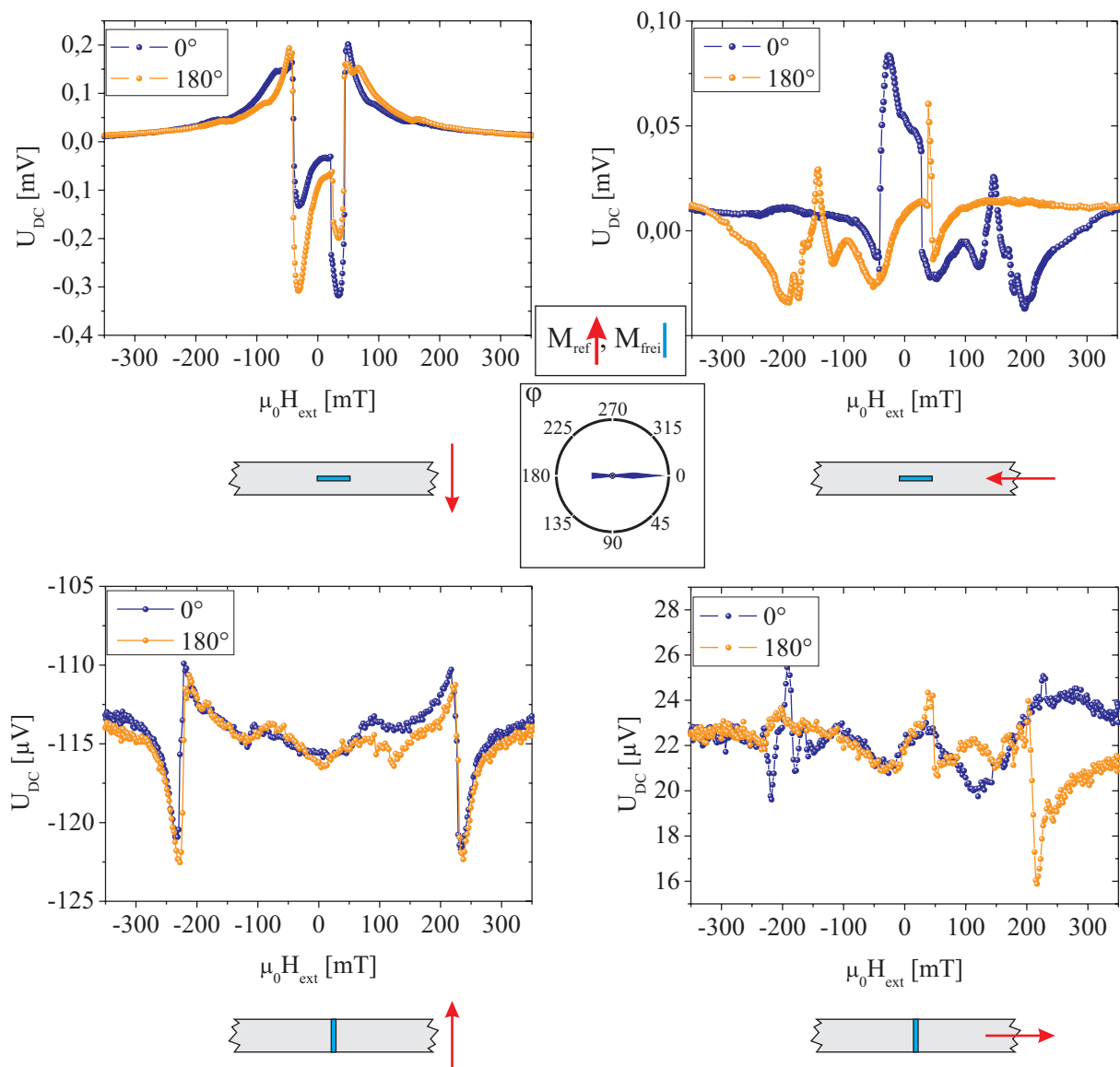


Abbildung 107: Gegenüberstellung der Signale für unterschiedliche Orientierung einer 100 nm breiten Nanostruktur und Variation der Orientierung des Nanodrahtes

Der Vergleich der bisherigen Messungen zeigt, dass entlang von 90°-Nanodrähten maximale Gleichspannungssignale für axial orientierte Nanostrukturen auftreten. Die Signale von Nanostrukturen auf 0°-Nanodrähten sind entlang des Drahtes nicht reproduzierbar und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter analysiert. Im weiteren Verlauf wird der Einfluss der Formanisotropie der Nanostrukturen auf das Resonanzfeld durch winkelabhängige Messungen bei konstanter Anregungsfrequenz und Variation des Magnetfeldwinkels untersucht.



#### 4.3.2.2 Winkelabhängige Messungen von Nanostrukturen

Im Folgenden wird die Winkelabhängigkeit des FMR-Spektrums von einzelnen Nanostrukturen untersucht. Die Resultate der Messungen ermöglichen unter anderem Aussagen über die Formanisotropie der Nanostrukturen. Die Messungen werden zunächst für die vier möglichen Konfigurationen mit 500 nm breiten Nanostrukturen durchgeführt (siehe Abbildung 108). Anschließend werden die entsprechenden Messungen an 100 nm breiten Nanostrukturen dargestellt (Abbildung 110). Zusätzlich werden hier die Messungen für Nanodrähte mit 3 nominell identischen Nanostrukturen wiederholt.

Die Darstellungen sollen zunächst einen qualitativen Vergleich der Resultate ermöglichen. Konturplots zeigen dabei für die jeweilige Konfiguration charakteristische Signaturen. Die Messungen zeigen einige Charakteristika, die auch in nicht strukturierten Nanodrähten auftreten. Eine Analyse ausgewählter Beispiele erfolgt in Abbildung 109. In Abbildung 108 werden zunächst die Resultate der winkelabhängigen Messungen von 500 nm breiten Nanostrukturen als Konturplot gezeigt. Beispielsweise wird bei den 90°-Nanodrähten (linke Spalte) das maximale Signal bei Messungen entlang der Drahtachse gemessen, während in Messungen senkrecht zur Drahtachse nahezu kein Signal sichtbar ist, da in dieser Konfiguration das anregende Feld und das statische Feld in dieselbe Richtung weisen. Bei den 0°-Nanodrähten verschwindet das Gleichspannungssignal sowohl entlang der 0°- als auch entlang der 90°-Richtung.

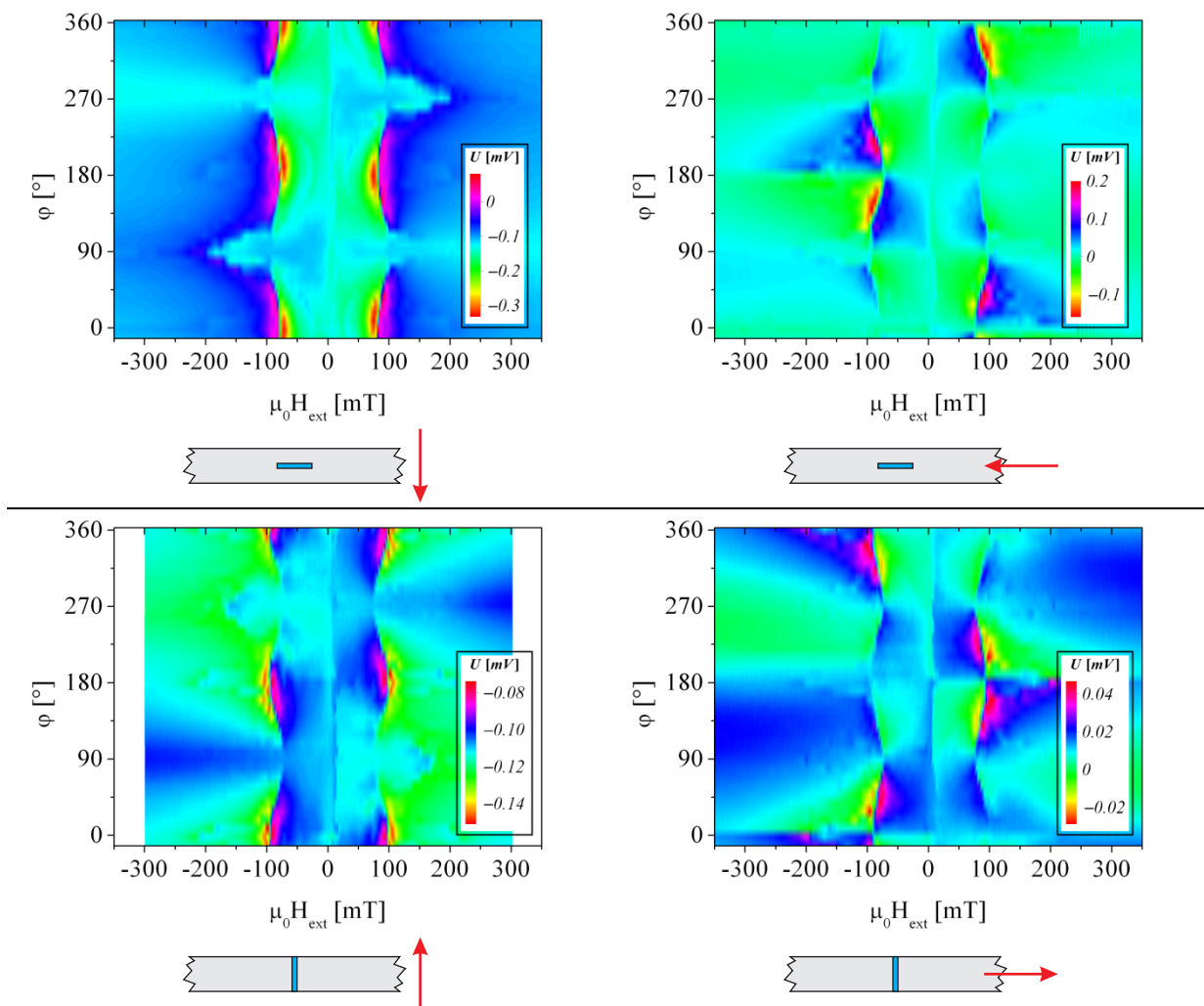


Abbildung 108: Gegenüberstellung: Variation der Orientierung von Nanostruktur (hier: 1000 nm x 500 nm) und Nanodraht. Die Abbildungen zeigen die erzeugte Gleichspannung als Funktion des Betrages des Magnetfeldes und dessen Winkel. Die Messungen erfolgen mit einer Anregungsfrequenz von 9,6 GHz, die Amplitude des Stromes beträgt etwa 3,3 mA.

Verfolgt man in der Messung das Resonanzsignal (senkrecht in der Darstellung), erkennt man durch die Formanisotropie eine Variation des Resonanzfeldes als Funktion des Winkels. Im Fall der axialen Nanostrukturen (Abbildung 108, oben) wird entlang der 0°- bzw. 180°-Richtung, also entlang der langen Achse der Nanostrukturen, das niedrigste Resonanzfeld gemessen. Senkrecht zu dieser Richtung wird das Resonanzfeld maximal. Im Fall der transversalen Nanostrukturen (Darstellungen unten) ist diese Variation ebenfalls sichtbar, allerdings tritt hier entlang der 0°- bzw. 180°-Richtungen das maximale Resonanzfeld auf, während senkrecht dazu das niedrigste Resonanzfeld auftritt. Die Messungen belegen somit zweifelsfrei die Signalentstehung durch die ferromagnetische Resonanz der Nanostruktur.

Im Folgenden wird für Beispielmessungen eine Analyse durchgeführt. In Abbildung 109 wird für eine axial orientierte 100 nm breite Nanostruktur (links) und für eine 500 nm breite, transversal orientierte Nanostruktur (rechts) das Resonanzfeld als Funktion des Winkels dargestellt. Der in den Konturplots bereits zu erkennende Einfluss der Formanisotropie auf das Resonanzfeld wird hier offensichtlich. Die weiche Achse der Magnetisierung, die durch das niedrigste Resonanzfeld identifiziert wird, ist erwartungsgemäß jeweils entlang der Nanostrukturen zu finden.

Im Fall der 100 nm breiten, axial orientierten Nanostruktur beträgt das Resonanzfeld für Winkel von 0° bzw. 180° im Mittel  $(39,5 \pm 2,1)$  mT. Entlang der 90°- bzw. 270°-Richtung wird kein Resonanzsignal gemessen, da entlang dieser Richtungen das Anregungsfeld entlang des äußeren Feldes orientiert ist. Um dennoch einen Wert des erwarteten Resonanzfeldes angeben zu können, wird der Mittelwert der 80°, 100°, 260°- und 280°-Messungen gebildet. Der auf diese Weise berechnete Wert wird dann als Mindestwert für das Resonanzfeld entlang dieser Richtungen angesehen. Im vorliegenden Fall ergibt sich somit entlang 90° bzw. 270° ein Resonanzfeld von  $(186 \pm 21)$  mT. Alternativ kann der gesuchte Wert des Resonanzfeldes auch aus der Messung einer transversal orientierten Nanostruktur unter 0° erfolgen. Der auf diese Weise ermittelte Vergleichswert beträgt  $(226 \pm 7)$  mT. In Anbetracht des Verlaufes des Resonanzfeldes wird dieser Wert als bessere Abschätzung betrachtet. Die Resonanzfelder entlang bzw. senkrecht zur Nanostruktur unterscheiden sich somit um mindestens 187 mT.

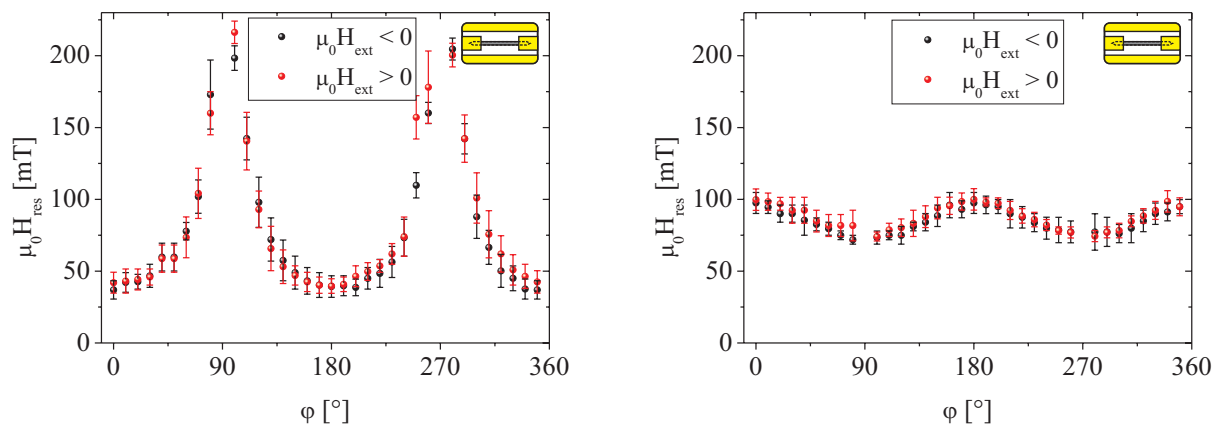


Abbildung 109: Verlauf der Resonanzfelder als Funktion des Magnetfeldwinkels, verursacht durch die Formanisotropie der Nanostrukturen. Links: 100 nm breite, axiale Nanostruktur, rechts: 500 nm breite transversale Nanostruktur. Entlang der Nanostrukturen ist das Resonanzfeld minimal, senkrecht dazu maximal.

Die Variation des Resonanzfeldes ist im Fall der 500 nm Nanostruktur erwartungsgemäß deutlich geringer ausgeprägt. Entlang der Nanostruktur (90° bzw. 270°) beträgt das Resonanzfeld im Mittel  $(75,9 \pm 3,1)$  mT. Senkrecht dazu  $(98,7 \pm 1,4)$  mT. Der Unterschied beträgt bei dieser Nanostruktur somit lediglich 22,8 mT.

In Abbildung 110 befinden sich Konturplots winkelahängiger FMR-Messungen von 100 nm breiten Nanostrukturen. In der linken Spalte werden Messungen der vier möglichen Konfigurationen für eine einzelne, zentral auf dem Nanodraht platzierte Nanostruktur dargestellt. In der rechten Spalte werden die entsprechenden Messungen für Nanodrähte mit jeweils drei nominell identischen Nanostrukturen dargestellt (siehe Abbildung 20, Kapitel 3.3).

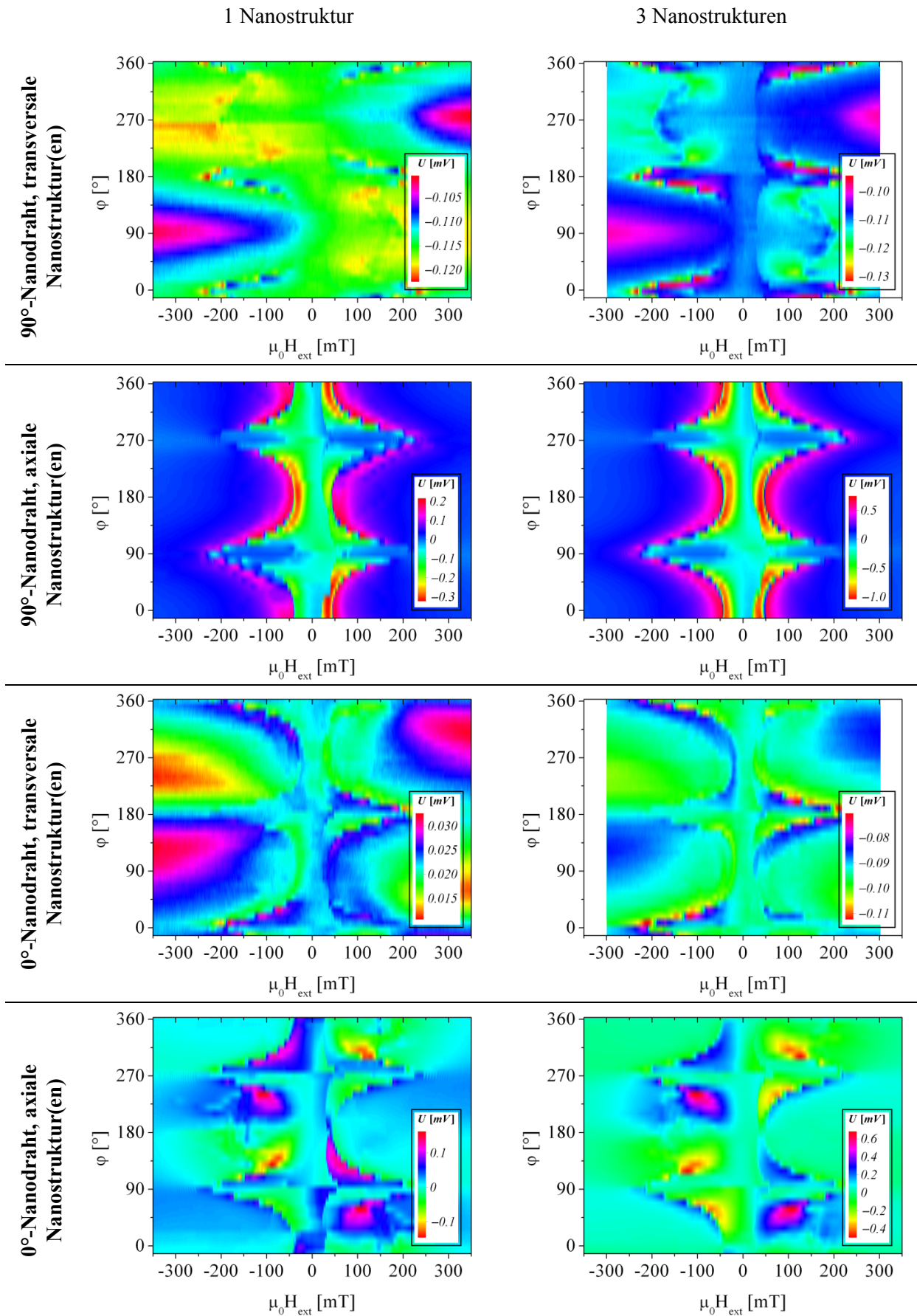


Abbildung 110: Übersicht: Winkelabhängige FMR-Messungen von 100 nm breiten Nanostrukturen. Linke Spalte: 1 Nanostruktur, rechte Spalte: 3 Nanostrukturen.

Durch die Erhöhung der Anzahl der Nanostrukturen ändert sich der Signalverlauf qualitativ nicht. Die in den Messungen mit einer Nanostruktur ausgeprägte Symmetrie tritt ebenfalls in den Messungen mit drei Nanostrukturen auf. Quantitativ unterscheiden sich die Messungen in der Signalhöhe (siehe dazu die Auswertung im folgenden Abschnitt). In der ersten Zeile der Abbildung 110 werden die Messungen der transversal orientierten Nanostrukturen auf 90°-Nanodrähten dargestellt. Scheinbar ergibt sich hier beim Übergang von einer zu drei Nanostrukturen eine starke Veränderung des FMR-Signals. Dieser Unterschied ist aber lediglich auf einen geringen Untergrund in den Messungen und das sehr niedrige Signal zurückzuführen. Die Signalsignatur der Nanostruktur ist aus der Darstellung besonders im Bereich von 180° gut zu erkennen. Die auffällige Einfärbung im Bereich 90° bei negativem Feld und 270° bei positivem Magnetfeld ist auf den Untergrund zurückzuführen. In Abbildung 111 wird zur Verdeutlichung das Signal eines Nanodrahtes mit vollständig entfernter freier Elektrode dargestellt. Die Messung wird vollkommen analog zu den Messungen mit Nanostruktur durchgeführt. Die Anregungsfrequenz beträgt ebenfalls 9,6 GHz. In der Abbildung befindet sich links eine Darstellung des Signals bei ausgewählten Winkeln als Funktion des äußeren Magnetfeldes und ein Konturplot der gesamten Messreihe (rechts). In diesem Konturplot ist ebenfalls im Bereich von 90° und 270° ein (kleines) Hintergrundsignal zu erkennen.

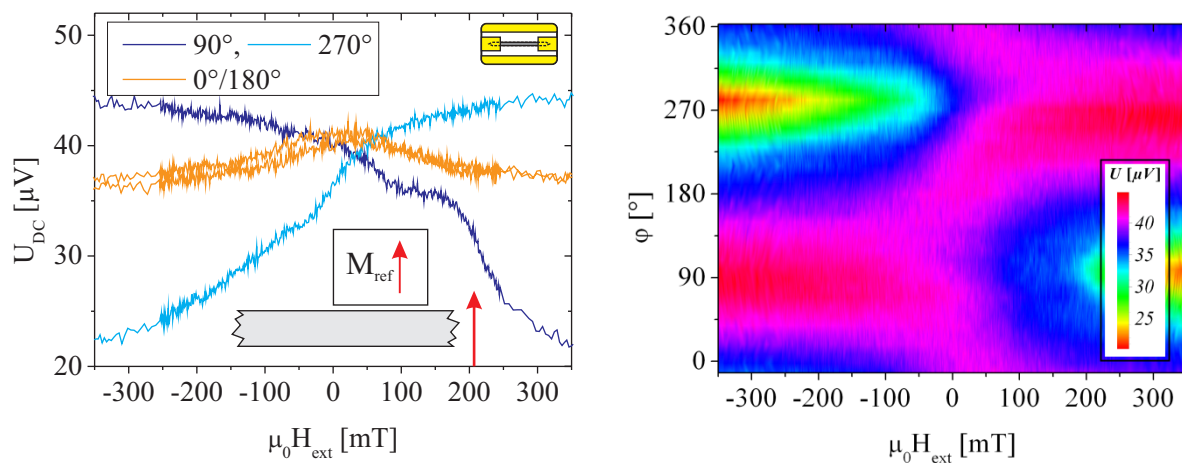


Abbildung 111: Signalverlauf eines 1000 nm breiten Nanodrahtes mit vollständig entfernter NiFe-Elektrode bei 9,6 GHz. Liegt das äußere Magnetfeld entlang der Richtung der Referenzmagnetisierung an, wird ein minimales Signal gemessen. Entlang des Nanodrahtes beträgt die maximale Variation etwa 6  $\mu\text{V}$ .

Der Untergrund hat eine maximale Höhe von etwa 25  $\mu\text{V}$  und ist besonders ausgeprägt, wenn das äußere Feld entlang des hochfrequenten Anregungsfeldes bzw. das äußere Magnetfeld senkrecht zum Nanodraht orientiert ist. Es ist zu beachten, dass das Hintergrundsignal nur dann auftritt, wenn das äußere Magnetfeld entgegengesetzt zur Richtung der Referenzmagnetisierung orientiert ist. Der Feldbereich des Artefaktes liegt in der Größenordnung des Kopplungsfeldes des SyAFM, allerdings ist unklar, wieso ein möglicher Beitrag dieser Schichten nicht auch entlang des Nanodrahtes auftritt. Ein evtl. auftretender AMR-Effekt in den Schichten sollte bei angelegten Feldern unter 45° maximal sein. Entlang des Nanodrahtes ist ebenfalls eine geringe Variation des Signals sichtbar. Hier nimmt das Spannungssignal mit zunehmendem Magnetfeld unabhängig vom Vorzeichen des Magnetfeldes ab, allerdings ist die Variation mit etwa 5  $\mu\text{V}$  sehr gering. Eine Möglichkeit, das absolute Hintergrundsignal zu reduzieren, besteht in der Verwendung von kürzeren Nanodrähten, da das Signal proportional zur Länge des Drahtes ist.

Zusammenfassend zeigen diese Messungen, dass senkrecht zum Nanodraht ein Hintergrundsignal auftritt, welches nicht durch die Nanostrukturen erzeugt wird. Der genaue Mechanismus hinter der Signalentstehung des Hintergrundsignals wurde aber nicht ermittelt. Diese Messungen dienen des Weiteren auch als Beleg dafür, dass die Resonanzsignale der nanostrukturierten Drähte nicht durch Reste einer unvollständig entfernten freien Elektrode verursacht werden, da winkelunabhängig kein Resonanzsignal auftritt. Durch das höhere FMR-Signal von drei Nanostrukturen (Abbildung 110, oben rechts) tritt das Hintergrundsignal weniger prägnant auf.

#### 4.3.2.3 Vergleich mit Simulationen

Zur Kontrolle der experimentell beobachteten Resonanzfrequenzen, zur Ermittlung der räumlichen Gestalt der magnetischen Anregung im Resonanzfall und zur Abschätzung der zu erwartenden Formanisotropie werden mikromagnetische Simulationen mit *Mumax 2* durchgeführt.

Die Simulationen werden in Anlehnung an die Experimente an rechteckigen Nanostrukturen mit einer Länge von 1  $\mu\text{m}$  und einer Dicke von 10 nm durchgeführt. Die Breite der Rechtecke wird an das Experiment angepasst. Für die Rechtecke werden die Materialkonstanten von Permalloy verwendet (siehe Kapitel 2.5.1). In den Simulationen werden zwei äußere Magnetfelder definiert, ein hochfrequentes Anregungsfeld mit einer Frequenz von 9,6 GHz und ein statisches Feld. Die Diskretisierung beträgt senkrecht zur Schichtebene 2,5 nm, lateral 3,9 nm.

Die Simulationen werden folgendermaßen durchgeführt: Zu Beginn der Simulation wird die Magnetisierung parallel zur langen Seite der Nanostruktur eingestellt. Das statische Feld wird in 1 mT-Schritten von 0 mT auf 400 mT schrittweise vergrößert, während transversal zum äußeren Feld das hochfrequente Magnetfeld mit einer Amplitude von 40 A/m ( $\mu_0 H \approx 0,05$  mT) anliegt. Für jedes äußere Feld wird der Zustand nach 20 Hochfrequenzperioden gespeichert. Das Abspeichern erfolgt sowohl in Tabellenform, wobei zu jeder Feldstufe die mittleren Komponenten der Magnetisierung der gesamten Struktur gespeichert werden, als auch in Form von ortsaufgelösten Dateien, in welchen die Komponenten der Magnetisierung jeder Zelle gespeichert werden. Die abgespeicherten Daten in einer Tabelle erlauben die einfache Darstellung des Verlaufes der Magnetisierung als Funktion des äußeren Feldes (siehe z. B. Abbildung 112), während die ortsaufgelösten Daten die Darstellung der magnetischen Konfiguration der Struktur zu einem bestimmten Zeitpunkt ermöglichen (siehe z. B. Abbildung 113). In der Regel ist die dynamische Änderung der Magnetisierung sehr klein im Vergleich zur statischen Magnetisierung der gesamten Struktur. Um den dynamischen Anteil zu erhalten, wird jeweils eine Referenzsimulation mit deaktiviertem Hochfrequenzfeld (statischer Fall) durchgeführt. Die Differenz beider Simulationen liefert dann den dynamischen Anteil.

In Abbildung 112 werden FMR-Messungen und Simulationsdaten direkt gegenübergestellt. In der Skizze (oben) werden die zugrundeliegenden Feldkonfigurationen dargestellt. Es wird zwischen der axialen (rot) und der transversalen (schwarz) Konfiguration unterschieden. Die gemessenen bzw. simulierten Signalverläufe werden der Notation entsprechend eingefärbt. Die axiale Konfiguration liegt vor, wenn das statische Magnetfeld entlang der langen Seite der Nanostruktur variiert wird, während die transversale Konfiguration vorliegt, wenn das statische Feld senkrecht zu dieser Richtung angelegt wird. Das hochfrequente Anregungsfeld ist immer senkrecht zur Richtung des statischen Feldes orientiert. In Abbildung 112 (oben links) werden die normierten Differenzsignale der Magnetisierung für den Fall einer 100 nm breiten Nanostruktur dargestellt. In der axialen Konfiguration (rot) treten im Bereich kleiner Magnetfelder mehrere Anregungen auf. Für ein äußeres Feld von 24 mT tritt eine ausgeprägte Anregung auf. Eine weitere, deutlich schwächere Anregung tritt bei einem Feld von 224 mT auf. Wird das äußere Feld senkrecht zur langen Seite der rechteckigen Struktur vergrößert (transversaler Fall, schwarz), treten erst bei hohen äußeren Feldern Resonanzen auf, wobei eine ausgeprägte Anregung bei 297 mT auftritt sowie eine Reihe von deutlich schwächeren Resonanzen bei niedrigeren Feldern. Die FMR-Messungen der 100 nm breiten Nanostrukturen werden in Abbildung 112 (unten links) dargestellt. Die Messungen stammen von zwei unterschiedlichen Nanostrukturen, die sich jeweils auf einem 90°-Nanodraht befinden. Die Messung erfolgt jeweils entlang des Nanodrahtes, sodass die Messung der axial orientierten Nanostruktur der axialen Konfiguration entspricht, während sich für die transversal orientierte Nanostruktur die transversale Konfiguration ergibt. Die dargestellten Messungen zeigen den gemessenen Verlauf der durch die FMR erzeugten Gleichspannung als Funktion des äußeren Magnetfeldes. Vergleicht man Simulationen und Messungen, erkennt man, dass die in den Simulationen auftretenden ausgeprägten Anregungen ebenfalls in den Messungen zu finden sind. Die genaue Lage der Resonanzlinien stimmt in Experiment und Simulation erwartungsgemäß aber nicht exakt überein. So beträgt beispielsweise das Resonanzfeld der axialen Messung der 100 nm-Struktur etwa 43 mT, während die Resonanz in der Simulation bei 24 mT auftritt. Zur Identifikation erscheint die Übereinstimmung allerdings als ausreichend.

Die entsprechenden Resultate für 250 nm breite Nanostrukturen sind in Abbildung 112 (rechte Spalte) dargestellt, wobei die dargestellten Simulationsdaten auf 300 nm breiten Nanostrukturen basieren. Die Simulationen ergeben für beide Konfigurationen resonante Anregungen im Bereich von 100 mT sowie im Bereich von nahezu 300 mT.

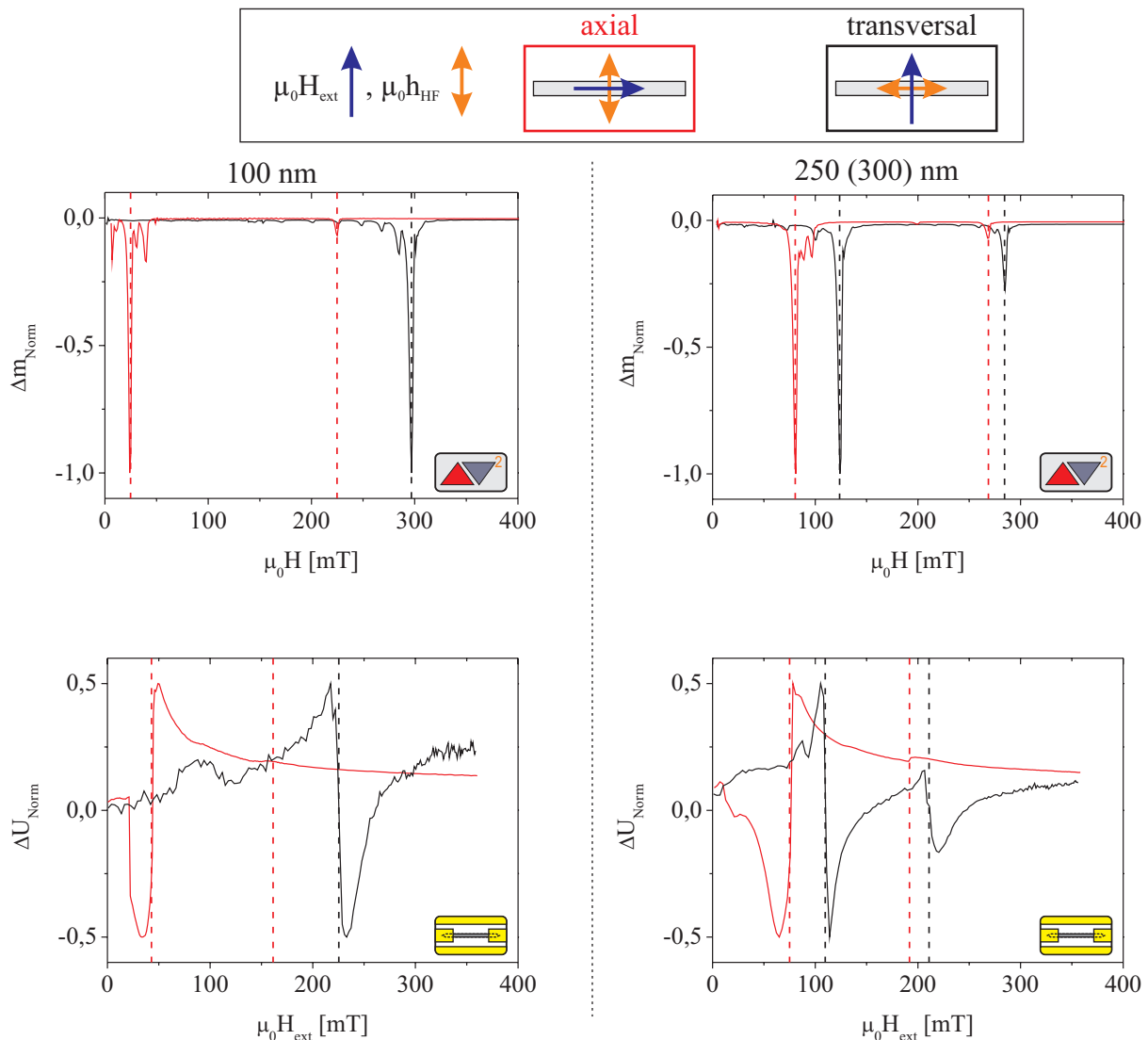


Abbildung 112: Vergleich des FMR-Signals (unten) von 100 nm breiten (links) und 250 nm breiten (rechts) Nanostrukturen mit mikromagnetischen Simulationen (oben). Die Konfiguration der Felder ist in der Skizze oben dargestellt. Es werden axiale Messungen (rot) und transversale Messungen (schwarz) dargestellt. Die Anregungsfrequenz beträgt jeweils 9,6 GHz.

In der Messung treten ebenfalls Resonanzen auf, wobei die Lage der Hauptresonanz gut mit der Simulation übereinstimmt. Die zweite Resonanz tritt hingegen bei niedrigeren Feldern im Bereich von 200 mT auf.

Die unterschiedliche Lage der Hauptresonanz ist durch die Formanisotropie der Nanostruktur gegeben. Im Fall der 100 nm breiten Nanostrukturen beträgt der gemessene Unterschied im Resonanzfeld 187 mT, während sich aus den Simulationen ein Wert von 273 mT ergibt. Im Fall der 300 nm breiten Nanostrukturen beträgt der Unterschied in den Simulationen 43 mT, während aus den Messungen ein Wert von 33 mT (250 nm breite Nanostruktur) ermittelt wird.

Bei der Bewertung der Simulationsergebnisse und dem Vergleich mit den Messdaten muss beachtet werden, dass die Simulationen für ein stark vereinfachtes Modellsystem durchgeführt werden. Besonders die ideale äußere Form der simulierten Struktur stellt eine starke Vereinfachung des Experiments dar. Zusätzlich werden in den Simulationen unter anderem Einflüsse des Streufeldes der

Referenzelektrode, die genaue Feldverteilung des Oerstedfeldes sowie die Proben­temperatur nicht berücksichtigt. Die Simulationen werden stattdessen bei  $T = 0\text{ K}$  und für ein rein transversales Anregungsfeld durchgeführt.

Insgesamt wird festgehalten, dass die beobachteten Tendenzen gut mit den Messungen übereinstimmen. Auch die Anzahl der ausgeprägten Anregungen in den Spektren stimmt überein, sodass die Resultate der Simulationen als ausreichend eingeschätzt werden, um eine Zuordnung der Anregungsmoden zu gestatten.

Im folgenden Abschnitt wird eine Analyse für 100 nm sowie 300 nm breite Nanostrukturen vorgestellt, wobei die Untersuchung der Modenprofile mit dem Ziel erfolgt, den im Experiment beobachteten Resonanzlinien eine Mode zuzuordnen.

In Abbildung 113 werden zunächst die Spinwellenmoden der 100 nm breiten Nanostruktur dargestellt, es folgen entsprechende Darstellungen für eine 300 nm breite Nanostruktur in Abbildung 114. In der Mitte der Abbildung wird jeweils das zugrundeliegende (simulierte) FMR-Spektrum dargestellt. Die resonanten Anregungen können im Spektrum als Spitzen erkannt werden. Die Bezeichnung der Spinwellen erfolgt hier nach folgendem Schema: Eine Spinwelle wird durch zwei Zahlen „AB“ bezeichnet, wobei „A“ die Anzahl der halben Wellenlängen für die Volumenmode angibt, „B“ die Anzahl der halben Wellenlängen für die Randmoden. Demnach bezeichnet beispielsweise 50 eine Volumenspinwelle mit fünf halben Wellenlängen.

Für das transversal angelegte Magnetfeld (Abbildung 113, links) werden sieben Spinwellenmoden im Spektrum markiert und das zugrundeliegende Modenprofil dargestellt. Mode 10 stellt die uniforme Anregungs­mode dar. Nahezu alle Spins führen eine uniforme Präzessionsbewegung aus. Im Resonanzfall hinken die Spins genau um  $90^\circ$  hinter der Anregung her. Das ist bei „10“ der Fall, da der Speicherzeitpunkt nach genau 20 Perioden der hochfrequenten Anregungen stattfindet. Das anregende Feld ist also zum Speicherzeitpunkt null. Die Magnetisierung ist aber noch nach  $-x$  ausgerichtet (im Maßstab 0,001) und weist somit eine Phasenverschiebung von  $-90^\circ$  auf. Die Moden 30 bis 130 stellen angeregte Spinwellenmoden dar.

In Abbildung 113 (rechts) werden die Modenprofile bei axialem äußeren Feld dargestellt. Die Einfärbung der Modenprofile erfolgt hier ebenfalls nach der Komponente senkrecht zum statischen Feld. Die mit „10“ markierte Anregung wird als die Volumenmode identifiziert, allerdings fällt bei dieser Konfiguration auf, dass nicht die gesamte Struktur eine gleichförmige Präzessionsbewegung durchführt, sondern ein Randbereich an den Stirnseiten der Nanostruktur eine gegenförmige Bewegung ausführt. Deshalb wird diese Mode auch als quasi-uniforme Mode bezeichnet. Der genannte Randbereich ist dann bei „01“ in Resonanz. Diese Anregung stellt die Randmode niedrigster Energie dar.

Im weiteren Verlauf werden die Spinwellenprofile einer 300 nm breiten Nanostrukturen untersucht. Die ermittelten Modenprofile werden in Abbildung 114 dargestellt. Bei transversal angelegtem Magnetfeld (Abbildung 114, links) wird bei „10“ die (quasi-uniforme) Volumenmode angeregt. 30 und 50 stellen höher angeregte Volumenmoden dar. 01 stellt die Randmode dar, während es sich bei 03 bis 07 um angeregte Zustände der Randmode handelt. Wird das Magnetfeld entlang der langen Seite der Nanostruktur angelegt (Abbildung 114, rechts), stellt erneut 10 die Volumenmode dar, 30 und 50 höher angeregte Zustände der Volumenmode. 01 stellt die Randmode dar, 03 den ersten angeregten Zustand der Randmode.

Durch Vergleich der Signale von Simulation und Messung in Abbildung 112 gelingt die Zuordnung zwischen den in den Messungen auftretenden Resonanzen und den Resonanzsignalen der Simulationen. Da nun auch die Modenprofile der in den Simulationen auftretenden Resonanzen bekannt sind, kann den gemessenen Resonanzsignalen ein Modenprofil zugeordnet werden.

Im Fall der 250 nm breiten Nanostruktur (Abbildung 112, rechts unten) ergibt sich folgende Zuordnung: Bei axialer Messung wird bei 76 mT die Volumenmode (10) angeregt, bei 193 mT die Randmode (01). Bei transversaler Messung erfolgt die Anregung der Volumenmode bei 110 mT, während die Randmode bei 210 mT angeregt wird.

Für die 100 nm breite Nanostruktur ergibt sich: Bei transversaler Messung wird für ein äußeres Magnetfeld von 225 mT die Volumenmode angeregt, während im axialen Fall die Volumenmode bereits für Felder von 43 mT angeregt wird. Im Bereich von 160 mT wird hier die Randmode angeregt.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen basieren – wie bereits erwähnt – auf einer 10 nm dicken Permalloy-Nanostruktur. Im Experiment besteht die Nanostruktur aber abweichend aus der Schichtfolge 1 nm CoFe und 9 nm NiFe. Mikromagnetische Simulationen dieser Schichtfolge erfordern eine Diskretisierung senkrecht zur Schichtebene von 1 nm (statt 2,5 nm wie sonst verwendet). Durch die Erhöhung der Zellenanzahl steigt die Simulationsdauer von etwa einem Tag auf eine Woche pro Simulation an. Zu Vergleichszwecken werden aber auch mit dieser Diskretisierung Simulationen durchgeführt und mit den Simulationen mit 2,5 nm-Diskretisierung verglichen. Die Resultate (nicht dargestellt) der genannten Simulationen unterscheiden sich lediglich in einer geringen Verschiebung der Resonanzfelder für die Struktur mit CoFe hin zu größeren Magnetfeldern (die Erhöhung beträgt etwa 1,3 %).

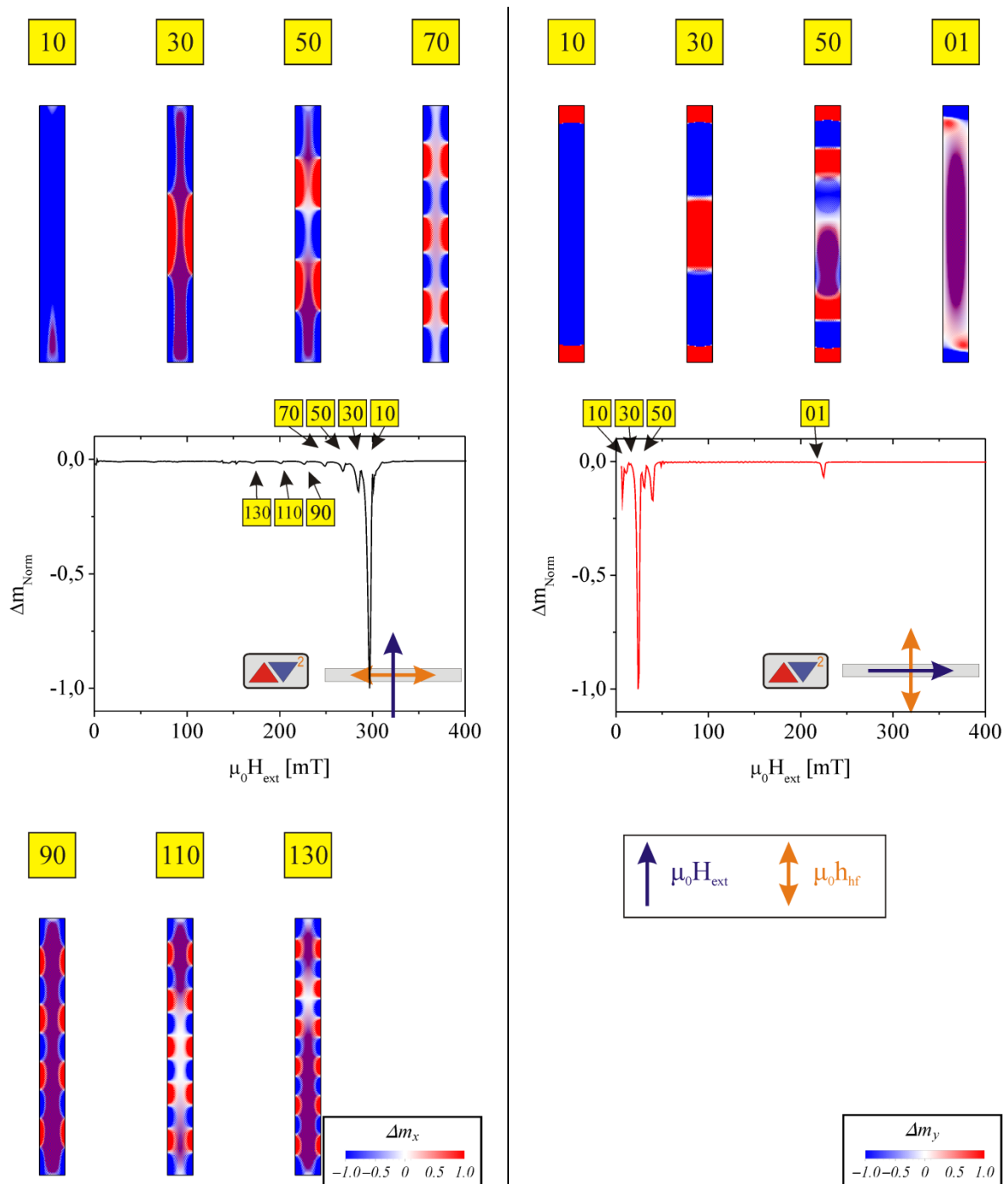


Abbildung 113: Spinwellenprofile einer 100 nm breiten NiFe-Nanostruktur bei transversal (links) und axial (rechts) angelegtem Magnetfeld und Anregung mit hochfrequentem Magnetfeld von 9,6 GHz. Die Darstellungen zeigen jeweils die Magnetisierungskomponente senkrecht zum statischen Magnetfeld.



Diese Erhöhung ist deutlich geringer als die Verschiebungen, die sich durch eine Variation der Sättigungsmagnetisierung der Nanostruktur um 10 % ergeben (hier ändert sich die Lage des Resonanzfeldes um 6 %). Für den benötigten qualitativen Vergleich mit den Messungen sind somit die Simulationen ohne CoFe-Schicht ausreichend.

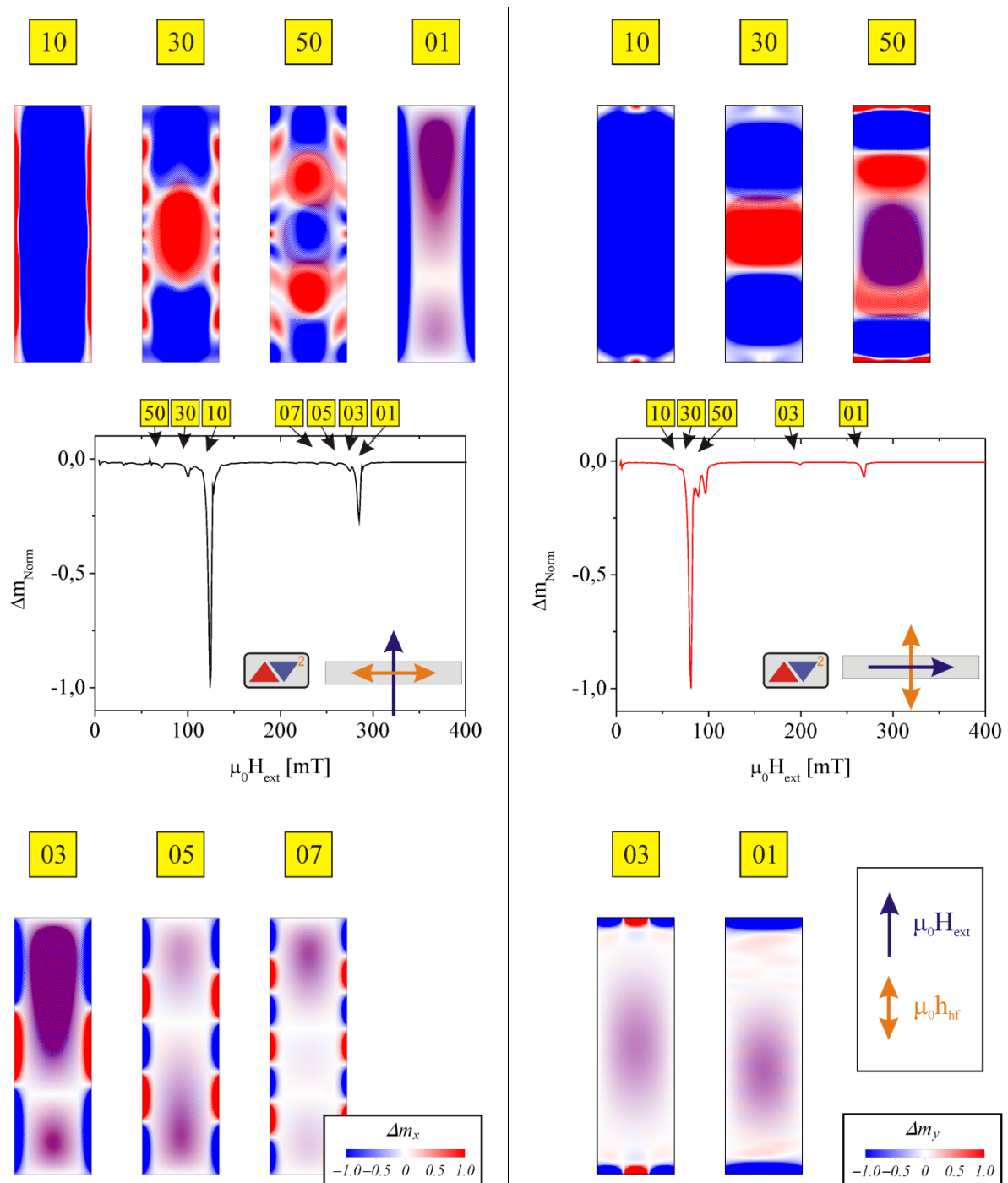


Abbildung 114: Modenprofil einer NiFe-Nanostruktur (Abmessungen 1000 nm x 300 nm) bei Anregung mit einem hochfrequenten Magnetfeld von 9,6 GHz, das äußere Magnetfeld variiert. Die Darstellungen links entsprechen der transversalen Geometrie, die Darstellungen rechts der axialen Geometrie. Die Einfärbung erfolgt nach der Komponente senkrecht zum äußeren Magnetfeld.

#### 4.3.2.4 Einfluss von Abmessung und Anzahl der Nanostrukturen

Im weiteren Verlauf wird der Einfluss der Abmessungen der Nanostrukturen auf das Signal analysiert, wobei erneut zwischen axial und transversal orientierten Nanostrukturen unterschieden wird. Der Amplitudenwert des Stromes durch den Nanodraht beträgt bei den Untersuchungen jeweils etwa 3 mA. Anschließend wird durch Analyse der Signalthöhe als Funktion der Anzahl der Nanostrukturen der Einfluss des Probenvolumens untersucht. Die Anordnung der axialen Nanostrukturen auf dem Nanodraht kann SEM-Aufnahmen in Kapitel 3.3 entnommen werden. Die Messungen werden bei einer Frequenz von 9,6 GHz durchgeführt. Als Signal wird hier die Fläche unter der gemessenen Resonanzkurve verstanden. So berechnet sich das Signal der Volumenmode „10“ aus dem Amplitudenfaktor  $U_{10}$  der Anpassungsfunktion (102) und der Linienbreite  $\Delta_{10}$ :

$$\text{Signal}_{10} = U_{10} \cdot \Delta_{10} \quad (114)$$

In Abbildung 115 werden die ermittelten Signale für einzelne axiale (links) sowie transversale (rechts) Nanostrukturen als Funktion der Strukturbreite dargestellt, wobei jeweils das Resonanzsignal der „10“ Mode verwendet wird. Die Signale bei positivem bzw. negativem Magnetfeld werden separat dargestellt.

Die ermittelten Signale für axial orientierte Nanostrukturen lassen innerhalb ihrer Fehlergrenzen sowohl einen konstanten als auch einen linearen Zusammenhang zu. Der Mittelwert aller Signale beträgt  $(2,17 \pm 0,26) \cdot 10^{-6}$  VT und wird durch eine gestrichelte Linie (grau) markiert. Eine lineare Anpassung der Signale liefert den Zusammenhang:

$$U_{10}\Delta_{10}(b) = (2,55 - 1,327 \cdot 10^{-3} \cdot b[\text{nm}]) \frac{\mu\text{VT}}{\text{m}} \quad (115)$$

Somit nimmt die Signalthöhe mit zunehmender Breite der Strukturen im untersuchten Bereich leicht ab. Vergleicht man die Signale der 100 nm breiten und der 500 nm breiten Struktur, kann man eine Signalreduktion von etwa 22 % ermitteln.

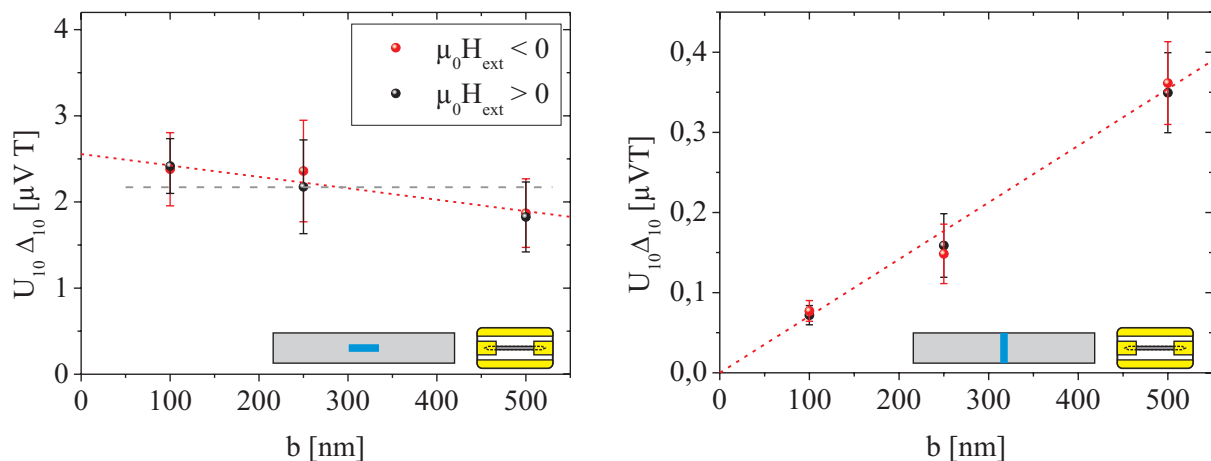


Abbildung 115: Signal der Volumenmode als Funktion der Breite der Nanostruktur für axiale (links) und transversal (rechts) orientierte Nanostrukturen

Im Fall der transversal orientierten Nanostrukturen (siehe Abbildung 115, rechts) nimmt die Signalthöhe der Volumenmode stark mit der Strukturbreite zu. Die ermittelten Signale als Funktion der Strukturbreite erlauben eine lineare Anpassung. Die Steigung der Ursprungsgeraden beträgt  $(0,70 \pm 0,05) \frac{\text{VT}}{\text{m}}$ . Dies bedeutet eine Signalzunahme um einen Faktor 5 beim Übergang von 100 nm zu 500 nm breiten Strukturen.

Insgesamt erlauben die Resultate folgende Interpretation: Das Signal der Volumenmode ist proportional zur Länge der Nanostruktur auf dem Nanodraht. Die Breite der Struktur spielt eine untergeordnete Rolle.

Im Grenzfall einer quadratischen Struktur mit 1  $\mu\text{m}$  Kantenlänge sollte sich in beiden Geometrien das gleiche Signal ergeben. Extrapoliert man aber die ermittelten linearen Zusammenhänge auf eine Strukturbreite von 1  $\mu\text{m}$ , erhält man für die axialen Strukturen einen Wert von  $(1,2 \pm 0,4) \mu\text{VT}$ . Dieser Wert ist gegenüber dem erwarteten Signal von  $(0,70 \pm 0,05) \mu\text{VT}$  für transversale Strukturen erhöht. Innerhalb ihrer Fehlergrenzen sind die beiden Werte gerade nicht vereinbar, sodass für genauere Aussagen Messungen an Strukturen mit zusätzlichen Breiten nötig sind.

Durch Messungen von Nanodrähten mit mehreren, nominell identischen, transversal orientierten Nanostrukturen wird der Einfluss des Probenvolumens auf das erzeugte Gleichspannungssignal untersucht. Die Experimente werden analog zu den bisherigen Untersuchungen durchgeführt. In Abbildung 116 werden die Resultate der Untersuchung dargestellt. Links wird das Signal der Volumenmode („10“) als Funktion der Anzahl der Nanostrukturen dargestellt, rechts das Signal der Randmode. Im Rahmen dieser Untersuchung werden 100 nm, 250 nm und 500 nm breite Nanostrukturen untersucht, wobei Nanodrähte mit 1, 3 und 5 nominell identischen Nanostrukturen untersucht werden. Die Anregung erfolgt jeweils mit 9,6 GHz.

Im Fall der Volumenmode „10“ ergibt sich eine Zunahme des Signals, sowohl mit der Anzahl der Nanostrukturen als auch mit der Breite. Die ermittelten Steigungen der Ursprungsgeraden betragen  $78,8 \frac{\text{nVT}}{\text{Struktur}}$  (100 nm),  $157,4 \frac{\text{nVT}}{\text{Struktur}}$  (250 nm) und  $492,4 \frac{\text{nVT}}{\text{Struktur}}$  (500 nm).

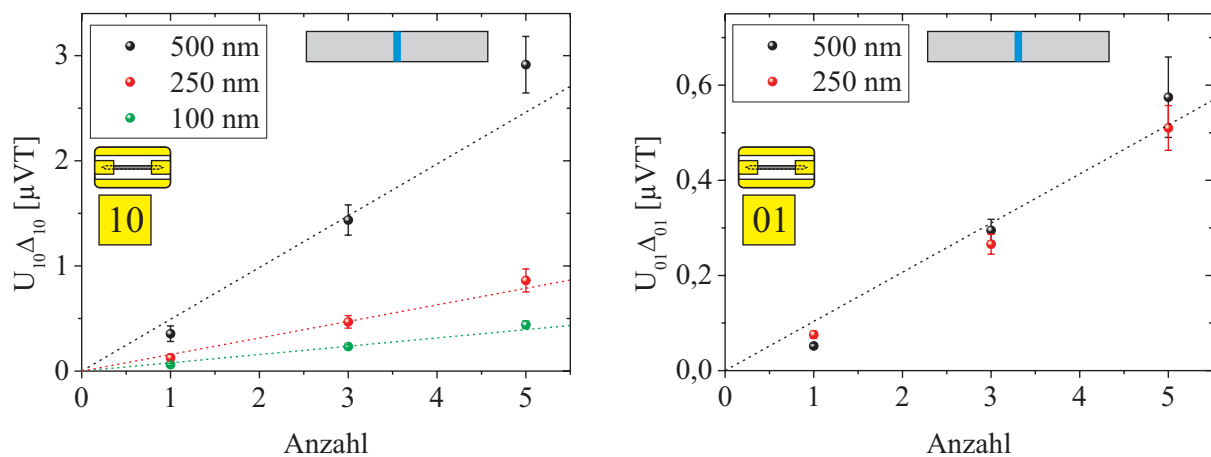


Abbildung 116: Darstellung der Höhe des Gleichspannungssignals im Resonanzfall als Funktion der Anzahl der Nanostrukturen. Die Nanostrukturen sind transversal angeordnet. Die Messung erfolgt entlang des Nanodrahtes. Das Signal der Volumenmode („10“) steigt mit der Anzahl und der Strukturbreite an, das Signal der Randmode („01“) steigt im Rahmen der Fehlergrenzen nur mit der Anzahl der Strukturen an.

Bei der Analyse der Signalhöhe der Randmoden „01“ (Abbildung 116, rechts) ergibt sich ebenfalls eine lineare Zunahme des Signals mit der Anzahl der Nanostrukturen. Allerdings nimmt das Signal nicht mit der Strukturbreite zu. So liefern beispielsweise drei 500 nm breite Nanostrukturen ein Signal von  $(2,95 \pm 0,25) \cdot 10^{-7} \mu\text{VT}$ . Das Signal von drei 250 nm breiten Strukturen beträgt  $(2,66 \pm 0,21) \cdot 10^{-7} \mu\text{VT}$ . Im Rahmen der Fehlergrenzen stimmen die Signale überein. Insgesamt ist in dieser Darstellung keine Zunahme des Signals mit der Breite der Strukturen und somit zum Probenvolumen zu erkennen. Das erzeugte Signal ist vielmehr proportional zur Anzahl der vorhandenen Ränder. Diese Darstellung wird als weiterer Beleg für die Anregung einer Randmode angesehen. Die Steigung der mittleren Gerade für die „01“-Mode beträgt  $103,3 \frac{\text{nVT}}{\text{Struktur}}$ .

Bei der Analyse der Randmode werden keine Resultate für 100 nm breite Nanostrukturen dargestellt, da die benötigten Magnetfelder für die Anregung dieser Randmode am verwendeten Messplatz nicht erzeugt werden können.

#### 4.3.2.5 Frequenzabhängigkeit von Beispielstrukturen

Analog zu den Betrachtungen für Nanodrähte weiter oben (Kapitel 4.3.1.2.c) wird durch Auswertung frequenzabhängiger Messungen die Lage der Resonanzfrequenz als Funktion des äußeren Feldes bestimmt. Des Weiteren wird durch die Analyse der Linienbreite das Dämpfungsverhalten untersucht und die Dämpfungsparameter ermittelt.

Die Messungen werden mit dem in Abbildung 85 (S. 116) dargestellten Messaufbau durchgeführt, wobei in einer Serie von Messungen die Anregungsfrequenz schrittweise erhöht wird. Im weiteren Verlauf werden beispielhaft die Resultate der Messungen zweier Nanostrukturen unterschiedlicher Abmessungen vorgestellt. Es handelt sich dabei jeweils um einzelne, axial orientierte Nanostrukturen auf einem 90°-Nanodraht. In Abbildung 117 werden die Resultate als Konturplot nebeneinander dargestellt. Es handelt sich um Messungen an einer 500 nm breiten Nanostruktur (links) und einer 100 nm breiten Nanostruktur (rechts). Die Strukturlänge beträgt jeweils 1  $\mu\text{m}$ .

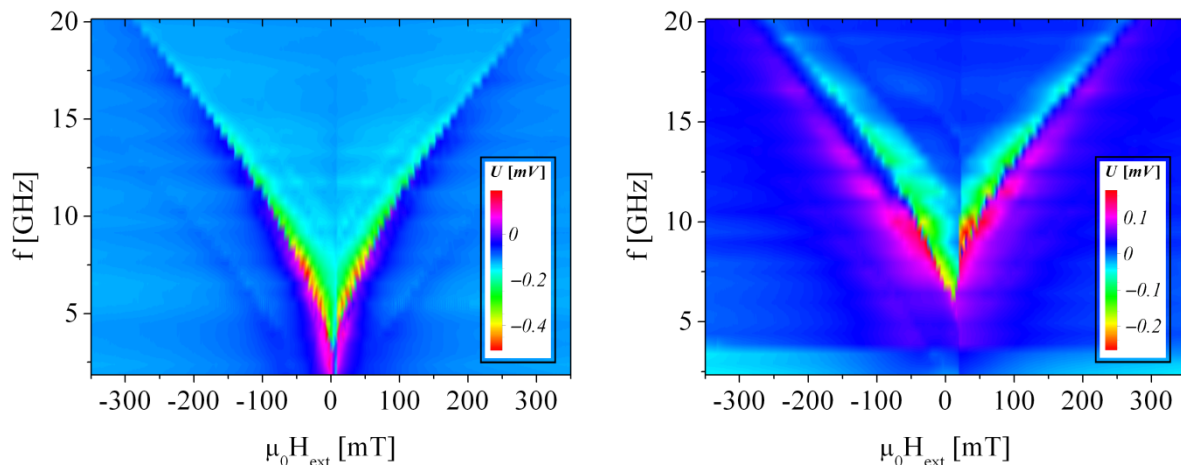


Abbildung 117: Variation der Anregungsfrequenz von 2,5 GHz bis 20 GHz für eine 1000 nm x 500 nm (links) sowie eine 1000 nm x 100 nm (rechts) Nanostruktur. Beide Strukturen befinden sich axial auf einem 90°-Nanodraht. Die Messreihen werden entlang des Nanodrahtes durchgeführt und als Konturplot dargestellt.

Die Messungen werden für den Frequenzbereich von 2,5 GHz bis 20 GHz durchgeführt. Analog zu den Messungen an Nanodrähten werden diese Messungen ebenfalls nicht mit konstantem Strom durchgeführt, sondern der Probenstrom beträgt in beiden Fällen bei 10 GHz etwa 2,4 mA. Aus den Einzelmessungen werden jeweils die Resonanzfelder der uniformen Mode („10<sup>c</sup>“) und der Randmode („01<sup>c</sup>“) bestimmt. In Abbildung 118 (oben) werden die ermittelten Daten für die 500 nm breite Nanostruktur (links) und die 100 nm breite Struktur (rechts) dargestellt.

Die Abbildungen zeigen ebenfalls die Anpassung der Kittelformel (47) an die Messdaten. Der Anpassung wird ein g-Faktor von  $g = (2,17 \pm 0,05)$  zugrunde gelegt, außerdem werden die Demagnetisierungsfaktoren der jeweiligen Geometrie eingesetzt. Zur Berechnung der Demagnetisierungsfaktoren werden nicht die nominellen, sondern die anhand von SEM-Aufnahmen ermittelten lateralen Abmessungen verwendet. Es ergeben sich beispielsweise für die 500 nm-Struktur folgende Faktoren:  $N_x = 0,015488$ ,  $N_y = 0,029169$ ,  $N_z = 0,955347$ . Die Sättigungsmagnetisierung verbleibt als Anpassungsparameter. Im vorliegenden Fall betragen die ermittelten Sättigungsmagnetisierungen der 500 nm breiten Struktur  $M_S = (875 \pm 43)$  kA/m und  $M_S = (815 \pm 31)$  kA/m der 100 nm breiten Struktur. Der Schnittpunkt der Anpassungsfunktion mit der Frequenzachse im Nullfeld beträgt  $f_{\text{res}}(0) = 7,85$  GHz für die 100 nm Struktur und 3,39 GHz für die 500 nm Struktur.

In Abbildung 118 (unten) wird die Linienbreite  $\Delta$  der „10<sup>c</sup>“-Mode als Funktion der Resonanzfrequenz für die beiden untersuchten Nanostrukturen dargestellt, wobei die Linienbreite durch Anpassung von (102) an den gemessenen Spannungsverlauf ermittelt wird. Es wird jeweils die bei positiven und negativen Feldern ermittelte Linienbreite dargestellt.

Beide Darstellungen zeigen erwartungsgemäß eine Zunahme der Linienbreite mit zunehmender Resonanzfrequenz. Analog zur Diskussion der Dämpfungsmechanismen in Nanodrähten (weiter oben) wird ein Gilbertterm und ein konstanter Offset berücksichtigt:

$$\Delta = \Delta_0 + \Delta_{\text{Gilbert}} \quad (116)$$

Die Anpassung von (116) an die ermittelten Linienbreiten wird jeweils für beide Vorzeichen des Magnetfeldes mit dargestellt. Zusätzlich wird der resultierende Verlauf ohne Offset  $\Delta_0$  gestrichelt dargestellt.

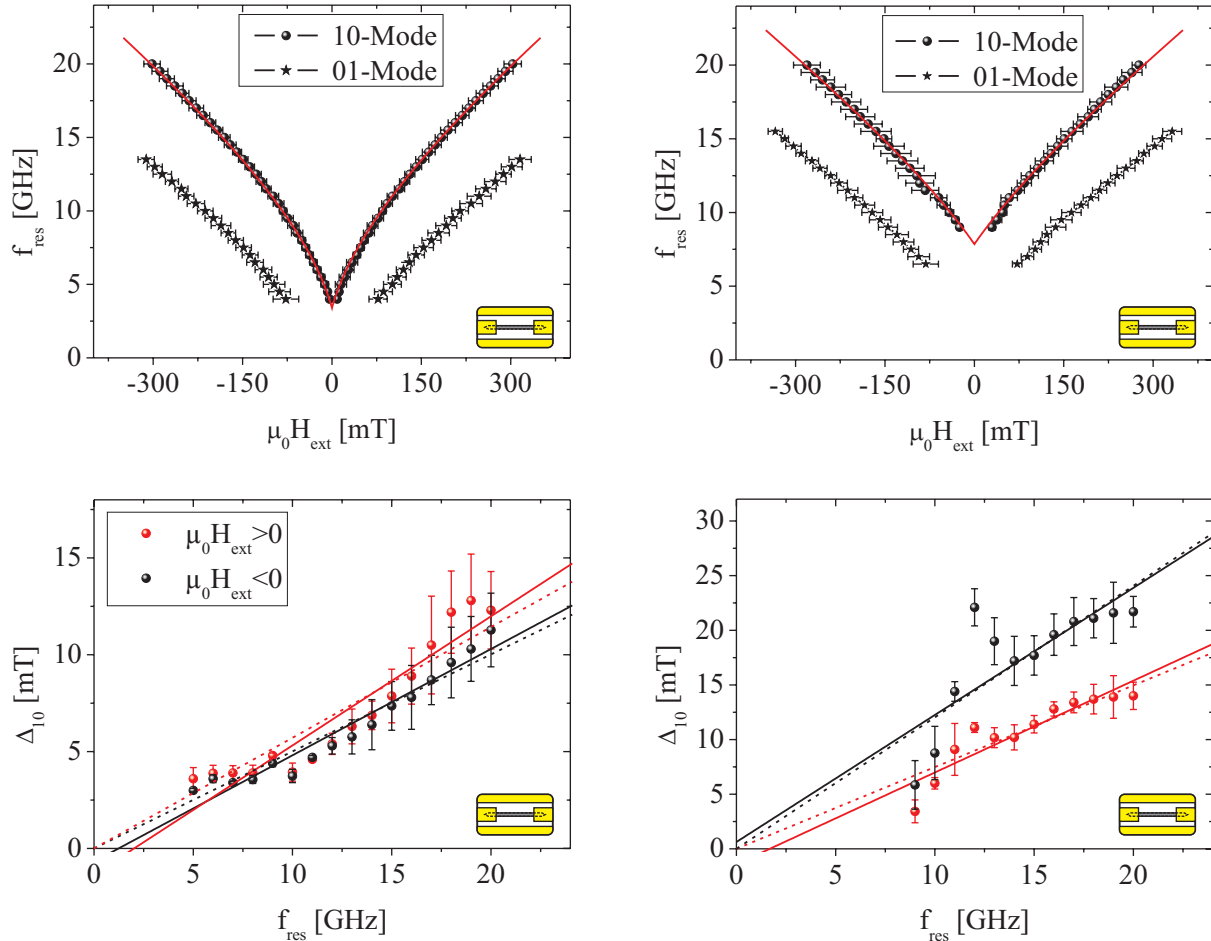


Abbildung 118: Darstellung des Verlaufes der Resonanzfrequenz als Funktion des äußeren Magnetfeldes (oben) für eine 500 nm (links) und eine 100 nm (rechts) breite Nanostruktur. Die Länge beträgt jeweils 1  $\mu\text{m}$ . Die Nanostrukturen befinden sich in axialer Orientierung auf dem Nanodraht. Zusätzlich wird jeweils eine Anpassung der Messdaten an die Kittelformel dargestellt. Unten: Jeweils Darstellung der Linienbreite der Volumenmode „10“ als Funktion der Resonanzfrequenz zusammen mit linearer Anpassung zur Ermittlung des Dämpfungsparameters.

Aus der Anpassung an die experimentellen Daten ergeben sich die Dämpfungsparameter. Im Falle der 500 nm breiten Struktur ergibt sich im positiven (negativen) äußeren Feld ein Wert von  $\alpha = 0,03505$  ( $\alpha = 0,02886$ ). Der Offset beträgt im positiven Feld  $\Delta_0 = -0,68$  mT und  $\Delta_0 = -1,35$  mT im negativen Feld. Im Mittel ergibt sich somit für diese Struktur folgender Dämpfungsparameter:

$$\alpha_{500 \text{ nm}} = (0,032 \pm 0,004) \quad (117)$$

Wird kein Offset berücksichtigt (gestrichelter Verlauf), beträgt der Dämpfungsparameter  $\alpha = 0,03006$  bzw.  $\alpha = 0,02634$ . Im Mittel ( $\alpha = (0,028 \pm 0,002)$ ) ist dieser Wert gegenüber  $\alpha_{500 \text{ nm}}$  leicht erniedrigt, im Rahmen ihrer Fehler stimmen die Werte überein.

Für die untersuchte 100 nm breite Nanostruktur wird eine entsprechende Analyse durchgeführt. Die ermittelten Dämpfungsparameter betragen hier  $\alpha = 0,04415$  (positives Feld) und  $\alpha = 0,06113$  (negatives Feld), wobei der Offset im positiven Feld  $\Delta_0 = -1,41$  mT und  $\Delta_0 = 0,62$  mT im negativen

Feld beträgt. Der Mittelwert ( $\alpha_{100\text{ nm}}$ ) weist durch die deutlichen Unterschiede für die beiden Feldrichtungen einen relativ großen Fehler auf:

$$\alpha_{100\text{ nm}} = (0,052 \pm 0,009) \quad (118)$$

Die physikalische Ursache für die erhöhte Linienbreite bei negativem Feld ist nicht bekannt. Der resultierende Dämpfungsparameter ohne Berücksichtigung des Offsets beträgt in diesem Fall  $\alpha = 0,03932$  bzw.  $\alpha = 0,06329$ , im Mittel  $\alpha = (0,051 \pm 0,012)$ .

Die ermittelten Probenparameter werden zusammen mit den Werten des Nanodrahtes in Tabelle 9 zusammengefasst.

Parameter	Nanodraht	500 nm Nanostruktur	100 nm Nanostruktur
$\alpha$	0,013	0,032	0,052
$M_S$ [kA/m]	817	875	815
$f_{\text{res}}(0)$ [GHz]	2,86	3,39	7,85

Tabelle 9: Übersicht über die ermittelten Anpassungsparameter

Vergleicht man die ermittelten Werte, wird eine deutliche Zunahme des Dämpfungsparameters bei Reduktion der Strukturabmessungen ersichtlich. Für die 100 nm breite Nanostruktur ist der Wert des Dämpfungsparameters im Vergleich zum Nanodraht bereits um einen Faktor 4 vergrößert. Die ermittelten Werte der Sättigungsmagnetisierung liegen in einem für Permalloy typischen Bereich. Die Resonanzfrequenz im Nullfeld nimmt ebenso wie die Dämpfung mit abnehmender Strukturgröße stark zu.

Im weiteren Verlauf werden zusätzlich mikromagnetische Simulationen der ferromagnetischen Resonanz im Frequenzbereich von 100 nm breiten Strukturen durchgeführt. Den Simulationen liegt, in Analogie zum Experiment, eine rechteckige Geometrie mit den Abmessungen  $1\ \mu\text{m} \times 100\ \text{nm} \times 10\ \text{nm}$  zugrunde. Es werden die Materialparameter von Permalloy verwendet ( $M_S = 860\ \text{kA/m}$ ,  $\alpha = 0,012$ ). Das statische Feld wird entlang der langen Seite des Rechteckes variiert, das hochfrequente Anregungsfeld ist senkrecht dazu in der Schichtebene orientiert. Die Simulationen werden folgendermaßen durchgeführt: Zu Beginn der Simulation wird die Magnetisierung der Struktur entlang der langen Achse eingestellt, anschließend wird das statische Feld bei konstanter Anregungsfrequenz schrittweise bis auf 400 mT erhöht. Dieser Vorgang wird für alle untersuchten Frequenzen wiederholt. In Abbildung 119 (links) werden die ermittelten Resonanzfelder für Volumen- und Randmode zusammen mit den experimentell bestimmten Werten dargestellt.

Aus der gemeinsamen Darstellung von Simulationsergebnissen und Messungen wird Folgendes deutlich: Die Position und der Verlauf der Resonanz der Volumenmode „10“ stimmt in Experiment und Simulation innerhalb der Fehlergrenzen nahezu überein. Allerdings sind sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Resonanzfeldern geringe Abweichungen zu erkennen. Bei niedrigen Feldern fällt die Resonanzfrequenz aus der Simulation zu groß aus, während die Werte bei hohen Feldern zu niedrig ermittelt werden. Durch Anpassung der Kittelformel an die Simulationsdaten der Volumenmode ist eine genauere Untersuchung dieses Sachverhaltes sowie gleichzeitig eine Kontrolle der verwendeten Formel möglich.

In Abbildung 119 (rechts) wird diese Anpassung der Kittelformel an die Simulationsdaten dargestellt. Die Demagnetisierungsfaktoren werden nach der nominellen Geometrie der simulierten Struktur berechnet. Wird für die Kittelformel ein g-Faktor von 2,17 (Darstellung in grün) verwendet, ergibt sich ein zum Experiment analoges Bild. Die Simulationsdaten sind bei hohen Frequenzen zu niedrig, bei niedrigen Frequenzen zu hoch. Die Sättigungsmagnetisierung beträgt in diesem Fall laut Anpassung  $M_S = 765\ \text{kA/m}$ . Dieser Wert liegt um mehr als 10 % unter dem in der Simulation verwendeten Wert von 860 kA/m. Wird allerdings ein g-Faktor von 2,0023 (freies Elektron) in die Kittelformel eingesetzt, werden die Simulationsdaten sehr gut wiedergegeben (schwarze Anpassung). Die aus der Anpassung ermittelte Sättigungsmagnetisierung beträgt in diesem Fall  $M_S = 868\ \text{kA/m}$ . Dieser Wert weicht um weniger als 1 % vom verwendeten Wert ab.

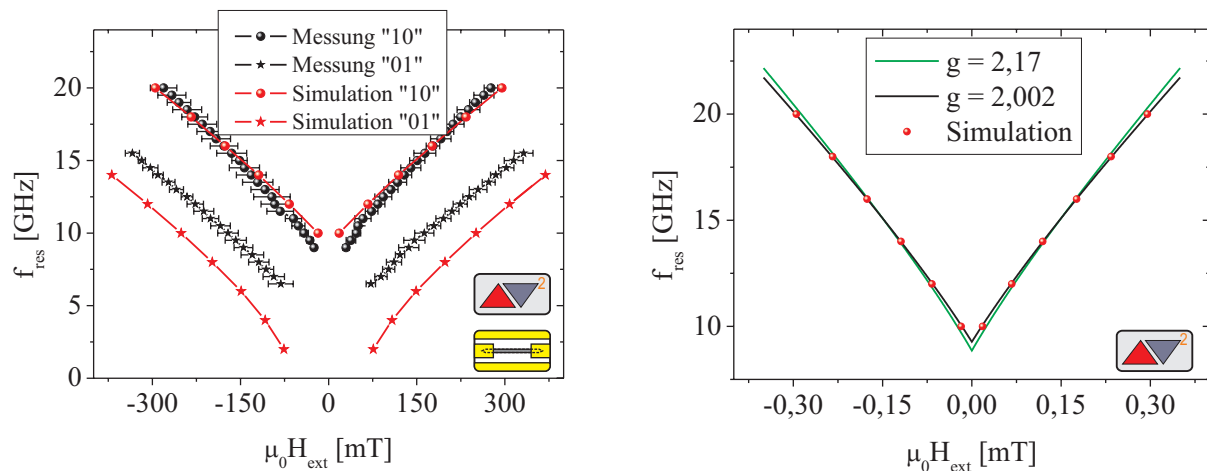


Abbildung 119: Gemeinsame Darstellung von gemessenem und simuliertem Verlauf der Volumenmode „10“ und der Randmode „01“ einer 100 nm breiten und 1  $\mu\text{m}$  langen Nanostruktur (links). Anpassung der Kittelformel an die Simulationsdaten der „10“-Mode mit verschiedenen g-Faktoren (rechts).

Diese Resultate bedeuten, dass in *Mumax 2* lediglich der g-Faktor des freien Elektrons berücksichtigt wird. Betrachtet man die Anpassung der Kittelformel an die Simulationsergebnisse mit  $g = 2,0023$  und den nach Aharoni [87] berechneten Demagnetisierungsfaktoren, kann eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Methoden gezeigt werden (Anmerkung: Der Autor hat nach Abschluss der Arbeiten herausgefunden, dass in *Mumax 2* der Zahlenwert des gyromagnetischen Verhältnisses vorgegeben werden kann und somit ein beliebiger g-Faktor definiert werden kann). Somit wird nachträglich auch die Verwendung der Kittelformel in der verwendeten Form legitimiert. Aufgrund der sehr guten Übereinstimmung zwischen der Kittelformel und den mikromagnetischen Simulationen werden für die 500 nm breiten Nanostrukturen keine Simulationen der FMR im Frequenzbereich durchgeführt.

Bei der Lage der ebenfalls in Abbildung 119 dargestellten Randmode („01“) ist eine deutliche Abweichung zwischen Experiment und Simulation zu erkennen. Während der prinzipielle Verlauf gut wiedergegeben wird, beträgt der Abstand zwischen Simulation und Messung etwa 3 GHz. Die Ursache für diese Abweichung wird im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht. Es wird vermutet, dass die Abweichungen durch die nicht perfekten Randbereiche der Nanostruktur verursacht werden. Diese Bereiche weisen eine gewisse Randrauheit auf, außerdem sind Abweichungen von perfekt senkrechten Seitenwänden zu erwarten.

#### 4.3.2.6 Nachweisgrenze der Methode

Durch Extrapolation der Signalhöhe für Nanostrukturen (siehe Abbildung 115, rechts) bei einer festen Frequenz von 9,6 GHz und konstanter Leistung von  $P_{\text{ein}} = 4 \text{ mW}$  wird im Folgenden die Nachweisgrenze der vorgestellten Methode abgeschätzt. Soweit möglich, wird die Nachweisgrenze mit anderen Methoden verglichen.

Eine 100 nm breite Nanostruktur mit einer Magnetisierung von  $M_s = 815 \text{ kA/m}$  besitzt (bei einer Schichtdicke von 10 nm und einer Länge der Struktur von 1  $\mu\text{m}$ ) ein magnetisches Moment von  $\mu = M_s V = 87,9 \cdot 10^6 \mu_B$ . Dieses magnetische Moment liefert im hier durchgeführten Messverfahren bei transversaler Orientierung der Nanostruktur ein Signal von  $U\Delta = 70 \text{ nVT}$ . Das mittlere Rauschen der Spannungsmessung beträgt etwa 0,2  $\mu\text{V}$ . Nimmt man an, dass ein Spannungssignal von 2  $\mu\text{V}$  mit dem Versuchsaufbau noch detektierbar ist, entspricht dies bei unveränderter Linienbreite einem Signal von etwa  $(U\Delta)_{\text{min}} = 10 \text{ nVT}$ . Mit der Steigung aus Abbildung 115 wird daraus eine noch nachweisbare Strukturbreite von 14 nm und letztlich ein magnetisches Moment von  $\mu_{\text{min,trans}} = 12 \cdot 10^6 \mu_B$  ermittelt.

Betrachtet man allerdings axiale Nanostrukturen, beträgt das Signal pro 1  $\mu\text{m}$  Länge im Mittel 2,17  $\mu\text{VT}$  (Abbildung 115 (links)). Legt man erneut eine Nachweisgrenze von 10 nVT zugrunde, erhält man eine minimale Strukturgröße von 100 nm x 5 nm x 10 nm. Das magnetische Moment dieser Nanostruktur beträgt nominell  $5 \cdot 10^5 \mu_B$ . Die ermittelten Werte für die unterschiedlich

orientierten Nanostrukturen unterscheiden sich stark (Faktor 24). Zur Ermittlung der tatsächlichen Nachweisgrenze sind deshalb weitere Untersuchungen mit kleineren Nanostrukturen nötig.

Zum Vergleich liegt die Nachweisgrenze konventioneller FMR (cavity-Methode) typischerweise im Bereich  $(10^{10} - 10^{14}) \mu_B$  [73]. Sie hängt neben der Linienbreite des Materials auch von der Frequenz und der Leistung ab. Durch Verwendung sogenannter planarer Mikroresonatoren (PMR) lässt sich die Nachweisgrenze der FMR deutlich reduzieren [260]. Bei dieser induktiven Messtechnik werden lithographisch erzeugte Resonatoren verwendet. Die in [260] dargestellten Messungen stammen von einem NiFe-Nanodraht mit einem magnetischen Moment von  $1,4 \cdot 10^{10} \mu_B$ . Als absolutes, theoretisches Nachweislimit dieser Methode geben die Autoren ein magnetisches Moment im Bereich von  $5 \cdot 10^6 \mu_B$  an. Vergleicht man diese Werte mit den oben ermittelten Werten, ist zu erkennen, dass vor allem für axiale Nanostrukturen bei der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode eine deutlich niedrigere Nachweisgrenze erreicht werden kann.

In anderen, speziellen Methoden ist sogar der Nachweis einzelner Spins möglich. Dazu gehört unter anderem die resonante Magnetkraftmikroskopie [275], optische Spektroskopiemethoden (z. B. [276], [277], [278]) aber auch die Tunnelmikroskopie (z. B. [279], [280]). Des Weiteren kann der Nachweis einzelner Spins auch mittels elektrischer Detektion gelingen, z. B. [281].

### 4.3.3 Fazit

Im vorliegenden Kapitel wurde eine neuartige Methode für die elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz im Frequenzbereich vorgestellt. Die Methode beruht auf der Messung einer im Resonanzfall erzeugten Gleichspannung von GMR-Nanodrähten in einer CIP-Geometrie. Der zugrundeliegende Mechanismus der Gleichrichtung eines Wechselstromes lässt sich anhand des Magnetowiderstandes der Strukturen und der Beeinflussung der Magnetisierung durch das Oerstedfeld des Stromes beschreiben. Das entwickelte Verfahren erlaubt sowohl FMR-Untersuchungen von Nanodrähten als auch von einzelnen Nanostrukturen mit hoher Sensitivität.

Durch den Vergleich der auftretenden Resonanzlinien mit mikromagnetischen Simulationen konnten mehrere Spinwellenmoden identifiziert werden. Frequenzabhängige Messungen dienen der Ermittlung der Magnetisierung und der Dämpfungsparameter. Anhand winkelabhängiger Messungen konnte der starke Einfluss der Orientierung auf das erzeugte Signal demonstriert werden. Insgesamt konnte mithilfe umfangreicher Untersuchungen die Leistungsfähigkeit der Methode demonstriert werden.

Im weiteren Verlauf wird kurz ein in der Literatur beschriebener Effekt, der unter bestimmten Umständen ebenfalls zur Entstehung einer Gleichspannung führt, als Ursache für die Signalentstehung in den hier untersuchten Nanodrähten ausgeschlossen. Es handelt sich um den Effekt der Spin-Gleichrichtung (engl. „spin rectification“) [231], der in Nanodrähten aus einzelnen ferromagnetischen Schichten auftritt. In diesen Experimenten tritt über einem stromdurchflossenen ferromagnetischen Nanodraht im Resonanzfall aufgrund des AMR-Effektes eine Gleichspannung auf, wenn ein äußeres Magnetfeld unter bestimmten Winkeln zum Nanodraht angelegt wird. Ist das Feld entlang der Nanodrähte orientiert, kann dieser Effekt nicht beobachtet werden. Da bei den hier untersuchten Strukturen, je nach Orientierung der Nanodrähte, aber entlang dieser Richtung das Signal maximal ist, kann dieser Effekt als Ursache der Gleichspannungserzeugung ausgeschlossen werden.

In einigen Messungen (siehe z. B. Abbildung 106) tritt ein nicht resonanter Hintergrund auf, der sich als konstanter Offset der Gleichspannung äußert. Die Ursache dieses Hintergrundes konnte im Rahmen dieser Arbeit aber nicht aufgeklärt werden. Der beobachtete Offset der Gleichspannung kann bis zu mehreren  $100 \mu V$  betragen.

Abschließend werden mögliche weiterführende Experimente vorgestellt. Beispielsweise können Untersuchungen zum Einfluss des Streufeldes der Referenzelektrode mit Nanostrukturen mit geringer Formanisotropie durchgeführt werden. Werden Nanostrukturen verschiedener Abmessungen oder Orientierungen verwendet, besteht die Möglichkeit, mehrere Resonanzen zu erzeugen. Bei Variation des Abstandes zwischen den Strukturen können die gegenseitigen Wechselwirkungen verändert und untersucht werden. Bisher wurden ausschließlich Nanostrukturen aus dem Material der freien Elektrode des Spinventils untersucht. Durch eine alternative Herstellung der Strukturen, bei der die Nanostruktur nachträglich auf den Nanodraht gebracht wird, können weitere Materialien untersucht werden. Der Vorteil dieser Methode liegt dann in einer vereinfachten Herstellung und größeren Flexibilität bei der Probenherstellung.



## 4.4 FMR-Untersuchungen von Nanodrähten im Zeitbereich

Zur Untersuchung magnetischer Eigenschaften bei hohen Frequenzen oder auf sehr kurzen Zeitskalen existiert neben der im letzten Kapitel benutzten FMR im Frequenzbereich auch die Zeitbereichs-FMR (engl. „time domain FMR“).

Bei der Zeitbereichs-FMR wird die Anregung der Probe durch eine Magnetfeldänderung in Form eines Feldpulses (engl. „pulse inductive microwave magnetometry“, PIMM) durchgeführt. Das Feld wird häufig mittels eines koplanaren Wellenleiters an der Probe appliziert. Zeitbereichs-FMR eignet sich zur Untersuchung von makroskopischen bis hin zu mikroskopischen Proben, allerdings muss für ein verwertbares Signal unter Umständen ein großes Ensemble von Strukturen untersucht werden [72]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Signaldetektion elektrisch durchgeführt. Prinzipiell sind z. B. auch optische Methoden (siehe z. B. [282], [283], [284], [285]) möglich.

Die PIMM-Methode geht auf Silva [286] zurück. Er beschreibt PIMM als einfache und induktive Methode zur Messung der Magnetisierungsdynamik im Zeitbereich. Grundlage bildet die frühe Arbeit von Dietrich und Pröbster [287], welche durch den Einsatz von koplanaren Wellenleitern und modernen Pulsquellen mit sehr kurzen Anstiegszeiten entscheidend weiterentwickelt wurde. Bei der beschriebenen Methode befindet sich die Probe auf einem lithographisch hergestellten koplanaren Wellenleiter in einem einstellbaren externen Magnetfeld entlang des Wellenleiters. Ein Pulsgenerator erzeugt durch Strompulse transversale Magnetfeldstufen mit Anstiegszeiten in der Größenordnung von 10 ps. Das durch den Wellenleiter transmittierte Signal wird durch ein Abtastoszilloskop (engl. „sampling oscilloscope“) erfasst. Das erfasste Signal besteht aus dem Anregungssignal und dem induktiven Spannungssignal aufgrund der Präzessionsbewegung der Magnetisierung. Das induktive Signal geht im Allgemeinen bei dieser Methode im großen Untergrund der Anregungsstufe unter. Das Präzessionssignal der Probe für ein bestimmtes Magnetfeld wird dann durch Differenzbildung einer Messung beim gewünschten Feld und einer Vergleichsmessung erhalten. Während der Vergleichsmessung wird die Präzessionsbewegung, beispielsweise durch ein starkes Feld senkrecht zum Wellenleiter, unterdrückt. Feldstufe und externes Feld liegen in diesem Fall parallel und es findet keine zusätzliche Auslenkung der Magnetisierung durch die Feldstufe statt. Nach der Differenzbildung bleibt das Spannungssignal der Präzessionsbewegung übrig. Alternativ kann auch ein (viel) stärkeres Feld entlang des Wellenleiters angelegt werden. Das Präzessionssignal kann wiederum durch eine Differenzbildung erhalten werden, da die Präzessionsfrequenz der Referenzmessung hin zu deutlich höheren Frequenzen verschoben wird [288].

Die Einsatzmöglichkeiten der PIMM-Methode sind vielfältig. Unter anderem können Spinwellen mittels lithographischer Strukturen [289] oder dünne Filme durch die Verwendung von (nicht lithographischen) koplanaren Wellenleitern (siehe z. B. [290], [291]) untersucht werden.

Die im Folgenden diskutierten elektrischen Messungen im Zeitbereich beruhen auf einer Erweiterung der PIMM-Methode. Bei den hier durchgeführten Messungen entsteht das Signal allerdings nicht induktiv, sondern aufgrund magnetoresistiver Effekte. Die Messungen werden bei Zimmertemperatur an einem SV-Nanodraht durchgeführt, wobei die Magnetisierungsdynamik in der freien Elektrode untersucht wird. Die Herstellung der Strukturen erfolgt nach der Beschreibung in Kapitel 3.2. Die Zuleitungen werden in koplanarer Wellenleitergeometrie gefertigt. Zur Signalerzeugung und Messung wird ein Abtastoszilloskop verwendet.

Der Grundgedanke hinter dem Probedesign ist eine mögliche Erhöhung des Nutzsignals durch magnetoresistive Effekte im Streifen. Da der gesamte Strom durch das Schichtsystem fließt, entsteht hier das Messsignal nicht induktiv, sondern aufgrund des Magnetowiderstandes des Nanodrahtes. Fließt Strom durch den Nanodraht, wird die Magnetisierung in der freien Elektrode durch das Oerstedfeld des Stromes ausgelenkt. Eine Auslenkung der Magnetisierung aus der Richtung des Drahtes führt zu einer Widerstandsänderung (siehe Kapitel 4.2). Durch die Verwendung von 90°-Nanodrähten ergibt sich für die Auslenkung in eine Richtung eine Widerstandserhöhung und eine Erniedrigung für Auslenkungen in die entgegengesetzte Richtung (siehe Diskussion in Kapitel 4.2.3.1). Das resultierende Signal ist proportional zur Auslenkung und gleichzeitig sehr hoch.

Im nachfolgenden Kapitel wird zunächst ausgehend von mikromagnetischen Simulationen auf das zu erwartende zeitliche Verhalten des Nanodrahtes und das Messsignal eingegangen. Es werden sowohl Anregungen mit einer Magnetfeldstufe, als auch Anregungen mit zwei Feldstufen untersucht. Im Rahmen der Untersuchung werden unterschiedliche Einflussfaktoren, wie etwa Materialparameter und Strukturabmessungen auf den Signalverlauf diskutiert. Anschließend wird der verwendete

Versuchsaufbau und die Probengeometrie erläutert. Es folgt eine ausführliche Darstellung und Diskussion der Ergebnisse, wobei die schrittweise Optimierung der Messmethode gezeigt wird. Abschließend werden die experimentellen Ergebnisse mit den Resultaten von Simulationen und den Messungen im Frequenzbereich verglichen.

#### 4.4.1 Beschreibung der Dynamik

Die Beschreibung der Bewegung einer Magnetisierung  $\vec{M}$  in einem effektiven Feld  $\vec{H}_{\text{eff}}$  erfolgt mithilfe der LLG-Gleichung (siehe (30) in Kapitel 2.4.1). Die Magnetisierung führt nach der Anregung eine Präzessionsbewegung aus. Findet die Magnetisierungsdynamik in dünnen Filmen statt, wobei das effektive Feld  $\vec{H}_{\text{eff}}$  in der Schichtebene liegt, kommt es durch die Formanisotropie zu einer elliptischen Präzession [27]. Zur Verdeutlichung wird in Abbildung 120 beispielhaft die (simulierte) Präzessionsbewegung der Magnetisierung in einem dünnen Streifen (NiFe, Standardgeometrie, siehe nachfolgendes Kapitel) in Form von  $\langle m \rangle_z$  ( $\langle m \rangle_y$ ) dargestellt. Die Anregung erfolgt durch einen 160 ps langen Magnetfeldpuls in y-Richtung. Die Magnetisierung präzediert in der Folge in transversaler Richtung deutlich weiter aus der Gleichgewichtsposition als in vertikaler Richtung.

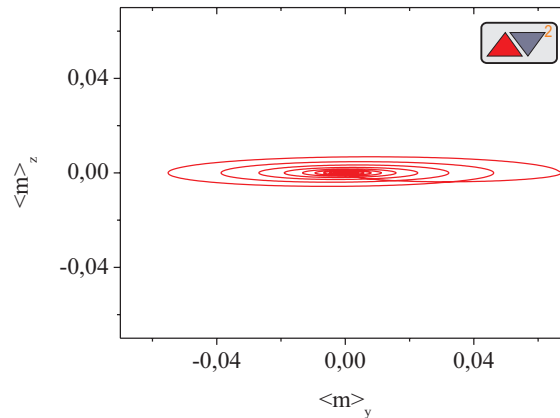


Abbildung 120: Elliptische Präzessionsbewegung der Magnetisierung in einem dünnen Nanodraht nach Anregung mit einem kurzen transversalen Feldpuls

Die Projektion der Bewegung der Magnetisierung auf die y-Richtung stellt eine gedämpfte harmonische Schwingung dar [286]. Diese Bewegung führt in den verwendeten Nanodrähten über den GMR-Effekt zu einer periodischen Modulation des Widerstandes. Die Transmission und die Reflexion eines Signales durch den Nanodraht hängen vom Widerstand des Nanodrahtes ab. Durch die periodische Änderung des Widerstandes ändern sich die Transmission und die Reflexion ebenfalls periodisch. Durch eine geeignete Messmethode kann diese periodische Änderung der Transmission und der Reflexion in ein moduliertes Spannungssignal umgewandelt werden (siehe Kapitel 4.4.3). Die Präzessionsbewegung führt dann zu Spannungssignalen der Form:

$$V(t) = V_0 + \beta \sin(\omega t - \phi) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (119)$$

Dabei ist  $\omega$  die Kreisfrequenz der Oszillation,  $\phi$  die Phase,  $\tau$  die Abklingkonstante,  $V_0$  ein konstanter Offset und  $\beta$  ein Amplitudenfaktor (z. B. [292]). Mit Hilfe der Abklingkonstanten kann bei bekannter Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und gyromagnetischem Verhältnis  $\gamma$  der Gilbert-Dämpfungsparameter  $\alpha$  berechnet werden [293]:

$$\alpha = \frac{2}{\gamma \mu_0 \tau M_S} \quad (120)$$

#### 4.4.2 Simulationsergebnisse

Mikromagnetische Simulationen stellen ein geeignetes Mittel dar, um einen zeitaufgelösten Einblick in das mikroskopische Verhalten der Probe während des Experimentes zu erhalten. Des Weiteren erlaubt die Analyse des zeitlichen Verlaufes der Magnetisierung die Bestimmung der Resonanzfrequenz (= Präzessionsfrequenz). Die Berechnung der Resonanzfrequenz aus den Simulationsdaten erfolgt mithilfe der schnellen Fourier-Transformation (engl. „fast Fourier transform“, FFT) nach Cooley und Tukey [294]. Sämtliche Simulationen werden mit *Mumax 2* [94] durchgeführt. Hintergrundinformationen zu diesem Programm können Kapitel 2.5.1 entnommen werden. Hier wird zunächst auf die speziellen Herausforderungen bei Simulationen im Zeitbereich eingegangen.

Die Simulationsergebnisse basieren auf einer rechteckigen Geometrie mit konischen (spitz zulaufenden) Enden (siehe Abbildung 121, links) und Abmessungen von  $16\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m} \times 0,01\ \mu\text{m}$ . Die Struktur wird mit ihrer langen Seite parallel zur x-Achse ausgerichtet, die z-Achse zeigt aus der Schichtebene heraus. Zwei Magnetfelder werden berücksichtigt: ein zeitlich konstantes, axiales Magnetfeld  $H_{\text{ext}}$  und eine transversale Magnetfeldstufe  $H_{\text{trans}}$ . Das externe Magnetfeld wird global definiert und liegt somit im gesamten Simulationsgebiet an. Die transversale Magnetfeldstufe liegt nur im mittleren Bereich der Drahtstruktur auf einer Länge von  $8\ \mu\text{m}$  an. Diese Einschränkung der transversalen Magnetfeldstufe auf den mittleren Bereich des Drahtes findet in Analogie zum Experiment statt, wo die anregende Feldstufe durch das Oerstedfeld eines elektrischen Stroms erzeugt wird. Der Strom im Experiment fließt aber aufgrund dicker, großflächiger elektrischer Kontakte auf den Drahtenden nur in der Drahtmitte (zwischen den Kontakten) durch den Nanodraht (siehe Abbildung 18 in 3.2).

Der zeitliche Ablauf der Simulation wird in Abbildung 121 (rechts) veranschaulicht. Zu Beginn der Simulationen wird der Anfangszustand präpariert. Dazu wird die Magnetisierung des Streifens in +x-Richtung ausgerichtet und das axiale Magnetfeld angelegt. In einer ersten 20 ns dauernden Relaxationsphase stellt sich ein stabiler Gleichgewichtszustand ein. Dieser Gleichgewichtszustand wird durch die transversale Magnetfeldstufe angeregt. Im Anschluss an die Anregung erfolgt eine zweite 20 ns dauernde Relaxationsphase, in der die Präzessionsbewegung stattfindet.

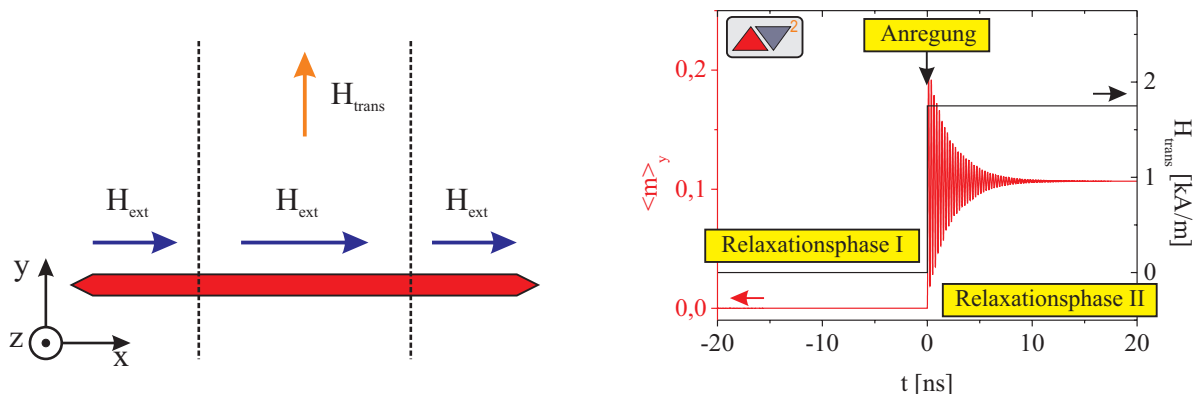


Abbildung 121: Schematische Darstellung der Simulationsgeometrie (links). Die Transversalfeldstufe liegt nur im zentralen Bereich der Struktur an, das externe Feld im gesamten Simulationsgebiet. Rechts wird die zeitliche Abfolge der Simulationen mit Relaxationsphase 1, Anregung und Relaxationsphase 2 gezeigt. Die Anregung findet zur Zeit  $t = 0$  ns statt.

Im dargestellten Beispiel liegt während der gesamten Simulationsdauer ein axiales Magnetfeld mit einer Feldstärke von  $5\ \text{kA/m}$  ( $\mu_0 H \approx 6,3\ \text{mT}$ ) an. Der zeitliche Verlauf der mittleren Transversalkomponente der Magnetisierung  $\langle m \rangle_y$  wird rot dargestellt. Außerdem wird der Betrag des transversalen Magnetfeldes  $H_{\text{trans}}$  (schwarz) dargestellt. Während der ersten Relaxationsphase ist die Magnetisierung im hier gewählten Maßstab konstant, ebenso das Magnetfeld. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  ns wird eine transversale Magnetfeldstufe mit einer Höhe von  $1,75\ \text{kA/m}$  ( $\mu_0 H \approx 2,2\ \text{mT}$ ) eingeschaltet. In der Darstellung ist die Magnetfeldstufe bei  $t = 0$  ns zu erkennen. Die Magnetisierung wird durch das zusätzliche Transversalfeld aus der x-Richtung ausgelenkt und führt um das neue effektive Feld eine gedämpfte Präzessionsbewegung aus. Die Präzessionsbewegung

äußert sich in einer periodischen Oszillation der transversalen Magnetisierungskomponente. Durch die Dämpfung nimmt die Oszillationsamplitude zeitlich ab, nach etwa 10 ns ist in der Darstellung keine Schwingung mehr zu erkennen.

Im Folgenden wird kurz der Einfluss der Strukturgeometrie auf den zeitlichen Verlauf der Magnetisierung während der ersten Relaxationsphase aufgezeigt. Je nach Anfangsmagnetisierung, Richtung und Stärke des äußeren Magnetfeldes, der Dämpfungskonstante des Materials und der Geometrie (Aspektverhältnis, Schichtdicke) ergeben sich im Gleichgewicht unterschiedliche magnetische Konfigurationen (siehe Kapitel 4.1.1.1 oder [124]). Je nach vorliegender Geometrie kann es deshalb auch in Simulationen mit Magnetfeldern in Richtung der Anfangsmagnetisierung zu ausgeprägten Relaxationsprozessen kommen. Der eigentliche Zweck der ersten Relaxationsphase ist die Herstellung eines Gleichgewichtszustandes für die Anregung, um Relaxationsprozesse nicht mit der Präzessionsbewegung zu vermischen. In Abbildung 122 wird exemplarisch das Relaxationsverhalten für zwei Geometrien verglichen. Es handelt sich dabei um eine einfache rechteckige Struktur und um eine rechteckige Struktur mit spitz zulaufenden Enden. Die Abmessungen der Strukturen betragen jeweils  $16\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m} \times 0,01\ \mu\text{m}$ . Als Anfangszustand der Magnetisierung wird eine Ausrichtung in x-Richtung vorgegeben. Für beide Strukturen wird das Relaxationsverhalten in einem axialen Magnetfeld von  $5\ \text{kA/m}$  ( $\mu_0 H \approx 6,3\ \text{mT}$ ) in Richtung der Magnetisierung untersucht.

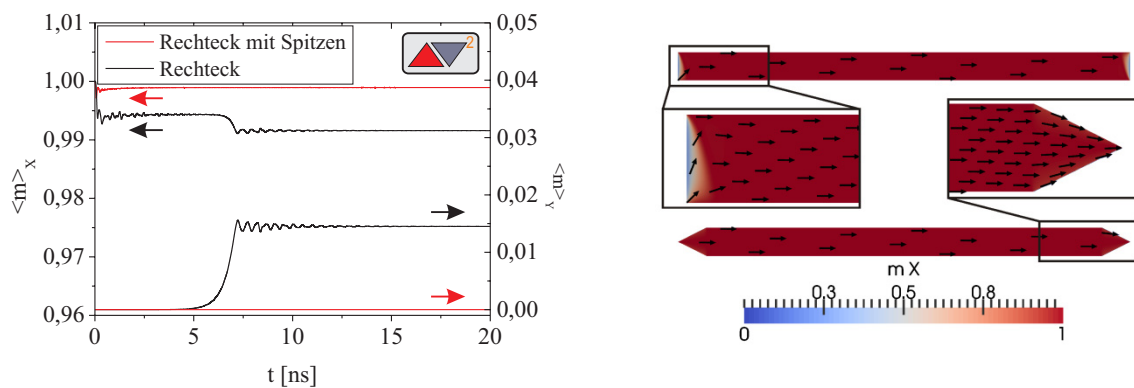


Abbildung 122: Gegenüberstellung des zeitlichen Verlaufes der axialen und transversalen Magnetisierungskomponenten für eine rechteckige Struktur mit/ohne spitz zulaufende Enden während der ersten Relaxationsphase (links) und Darstellung des Endzustandes nach 20 ns (rechts)

Während der Relaxation stellt sich durch die gedämpfte Präzessionsbewegung der magnetischen Momente im effektiven Feld ein Gleichgewichtszustand ein. Die Formanisotropie sorgt für eine Ausrichtung der magnetischen Momente parallel zu Strukturgrenzen. Bei der rechteckigen Struktur kommt es dadurch nach etwa 7 ns zu einer Umorientierung magnetischer Momente an den Stirnseiten des Streifens (siehe Abbildung 122). Bei den spitz zulaufenden Strukturen treten ebenfalls in den ersten ns Relaxationsprozesse auf. Im Bereich der Spitzen richten sich die magnetischen Momente entlang der Strukturgrenzen aus. Dadurch ergibt sich eine geringe Reduktion der Magnetisierung entlang des Drahtes. Da die Relaxation symmetrisch auftritt, ergibt sich keine Zunahme der Magnetisierung in transversaler Richtung. Am Ende der Relaxationsphase wird ein stationärer Zustand erreicht, der in Abbildung 122 für beide Geometrien am Beispiel von NiFe ( $\alpha = 4,736 \cdot 10^{-3}$ ) dargestellt ist. Der entstandene Magnetisierungszustand der rechteckigen Struktur wird als „S-Zustand“ bezeichnet [125] (siehe auch Kapitel 4.1.1.1).

#### 4.4.2.1 Anregung mit einer Magnetfeldstufe

Im Folgenden wird das Verhalten der Probe bei Anregung mit einer einzelnen Feldstufe simuliert und erläutert. Dabei wird unter anderem auch der Einfluss von Strukturabmessungen, Randrauheiten sowie Materialparametern untersucht.

Die Anregung erfolgt in der Simulation im Anschluss an die erste Relaxationsphase. Zunächst wird der einfache Fall einer einzelnen, anregenden, transversalen Magnetfeldstufe betrachtet. Durch die Magnetfeldstufe wird die Magnetisierung aus der Richtung des Drahtes heraus gelenkt. Sie führt anschließend eine gedämpfte Präzessionsbewegung um das neue effektive Magnetfeld aus. Dieser Vorgang wird in Abbildung 123 mittels Pfeilschema und Simulationsdaten verdeutlicht. Die Pfeilschemata (links) bestehen aus einer perspektivischen Darstellung des zentralen Teils des Nanodrahtes im verwendeten Koordinatensystem. Die Richtungen von Magnetisierung, effektivem Feld und der transversalen Feldstufe werden durch Pfeile unterschiedlicher Farbe dargestellt. Die Schemata zeigen jeweils den Zeitpunkt, der in den Simulationsdaten markiert ist. Im dargestellten Beispiel liegt vor der Anregung ein stationärer Zustand vor („1“). Die Magnetisierung und das effektive Feld sind in Richtung des Nanodrahtes ausgerichtet. Die transversale Magnetisierung im Nanodraht ist null. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  ns wird das System durch eine transversale Feldstufe mit einer Höhe von  $875 \text{ A/m}$  ( $\mu_0 H \approx 1,1 \text{ mT}$ ) angeregt. Der zusätzliche Magnetfeldbeitrag zum effektiven Feld sorgt dafür, dass das effektive Feld aus der Richtung des Nanodrahtes ausgelenkt wird. Die Magnetisierung führt um das neue effektive Feld eine gedämpfte Präzessionsbewegung aus („2“). In den Simulationsdaten ist die Präzessionsbewegung als gedämpfte Schwingung der Transversalkomponente der Magnetisierung zu erkennen. Nach einer gewissen Zeit ist die Magnetisierung in Richtung des neuen effektiven Feldes ausgerichtet. Im Verlauf der transversalen Magnetisierung ergibt sich ein von null verschiedener Wert ( $\langle m \rangle_y > 0$ ).

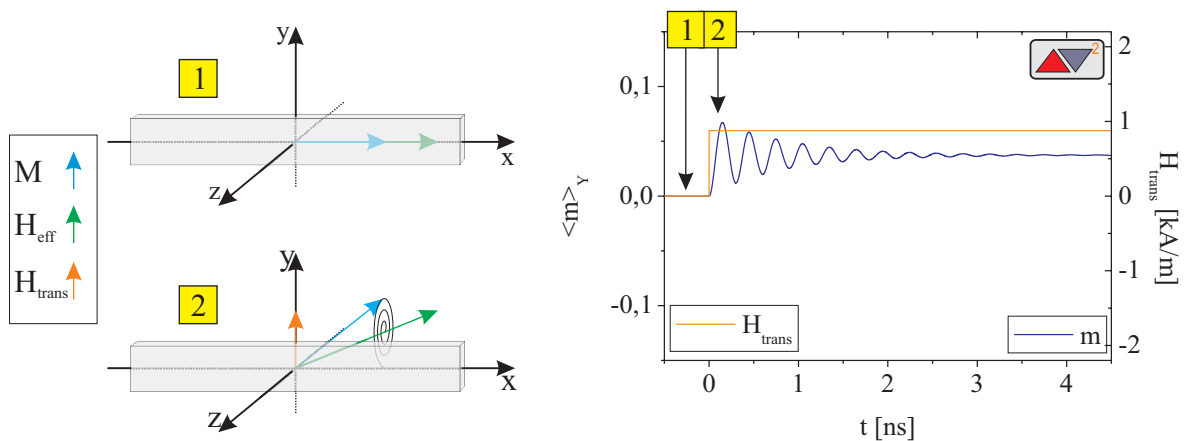


Abbildung 123: Schematische Darstellung der Anregung der Magnetisierung mittels transversaler Feldstufe. Im Pfeilschema (links) wird die gedämpfte Präzessionsbewegung veranschaulicht. Die Simulationsdaten zeigen nach der Anregung die gedämpfte Schwingung der transversalen Magnetisierungskomponente (rechts).

In Abbildung 124 wird der zeitliche Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung eines NiFe-Streifens mit den verwendeten Standardabmessungen nach einer Stufenanregung bei  $t = 0$  ns für den gesamten Zeitbereich der zweiten Relaxationsphase gezeigt. Die Feldstärke des axialen Feldes beträgt  $5 \text{ kA/m}$  ( $\mu_0 H \approx 6,3 \text{ mT}$ ), die Stufenhöhe beträgt  $1,75 \text{ kA/m}$  ( $\mu_0 H \approx 2,2 \text{ mT}$ ). Die Dämpfung wird auf einen niedrigen Wert ( $\alpha = 4,7 \cdot 10^{-3}$ ) eingestellt. Der Verlauf stellt erwartungsgemäß eine gedämpfte Schwingung dar. Nach  $20 \text{ ns}$  liegt erneut ein stationärer Zustand vor. Im Vergleich zu Abbildung 123 ist die eingestellte Stufenhöhe des Transversalfeldes erhöht. Der stationäre Zustand (lange) nach der Anregung weist eine größere transversale Magnetisierungskomponente auf.

Die FFT des Signalverlaufes wird in Abbildung 124 (rechts) exemplarisch dargestellt. Die Präzessionsfrequenz wird in diesem Fall zu  $(3,91 \pm 0,06) \text{ GHz}$  bestimmt.

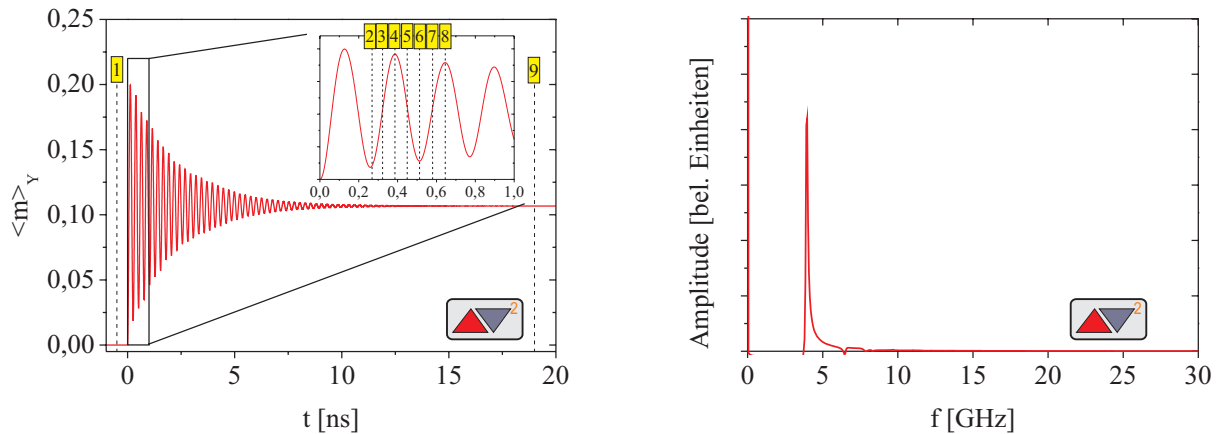


Abbildung 124: Zeitlicher Verlauf der transversalen Magnetisierungskomponente nach einer Stufenanregung bei  $t = 0$  ns (links). Mittels FFT wird aus dem Verlauf die Resonanzfrequenz ermittelt (rechts). Sie beträgt hier  $(3,91 \pm 0,06)$  GHz.

In Abbildung 125 werden Momentaufnahmen der Magnetisierung des Nanodrahtes während der in Abbildung 124 dargestellten Präzessionsbewegung dargestellt, wobei die Einfärbung des Drahtes der transversalen Magnetisierung entspricht (Maßstab unten rechts in der Abbildung). Oben in der Abbildung wird für den gesamten Nanodraht der Anfangszustand („1“) und der Endzustand („9“) dargestellt. Im Anschluss an die erste Relaxationsphase ist die Magnetisierung homogen in die +x-Richtung ausgerichtet. Einzig an den Spitzen ergeben sich entlang der Strukturgrenzen durch die Ausrichtung der lokalen magnetischen Momente Abweichungen. Beim Endzustand ist der Einfluss des zusätzlichen Transversalfeldes in der Strukturmitte deutlich zu erkennen. Die Magnetisierung besitzt in diesem Bereich eine transversale Komponente. In Abbildung 125 unten werden Detaildarstellungen des angeregten Bereiches für verschiedene Zeitpunkte gezeigt. Hier wird die lokale Ausrichtung der magnetischen Momente in der Drahtmitte zusätzlich durch Pfeile veranschaulicht. Die Zeitpunkte sind in Abbildung 124 mit eingezeichnet. Die Momentaufnahme „1“ zeigt erneut den Anfangszustand vor der Anregung. Die Aufnahmen „2“ bis „4“ veranschaulichen die Zunahme der transversalen Magnetisierung während einer halben Oszillationsperiode. Darstellung „5“ und „6“ zeigen die darauf folgende Reduktion der Auslenkung. Bei „7“ und „8“ nimmt die Auslenkung wieder zu. Aufnahme „9“ zeigt die Detailansicht des Endzustandes mit stationärer Auslenkung der Magnetisierung.

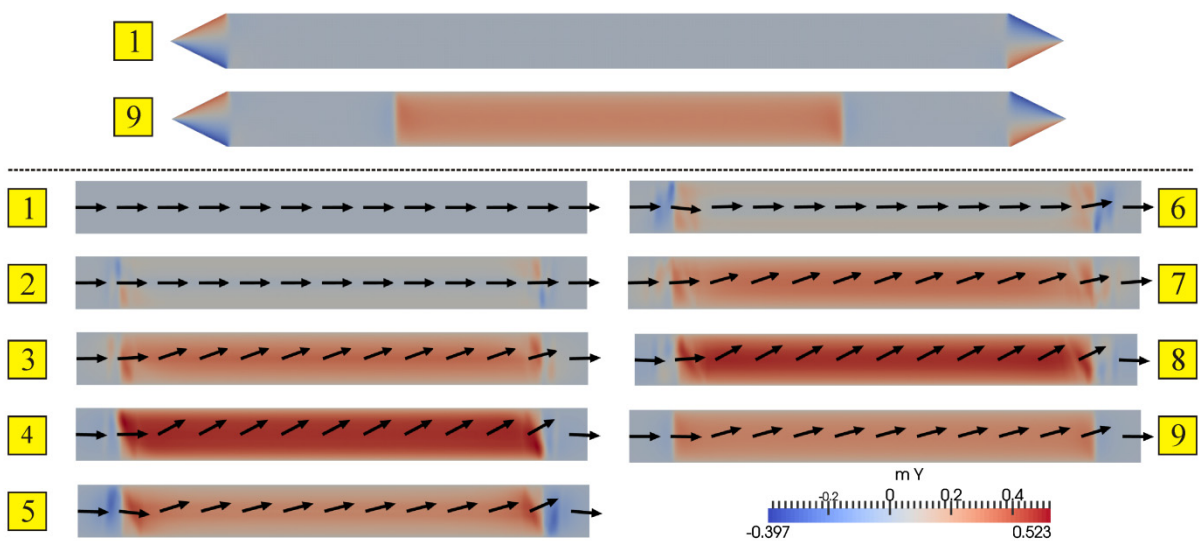


Abbildung 125: Anfangs- und Endzustand des NiFe-Streifens aus Abbildung 124 sowie Detaildarstellungen der zeitlichen Entwicklung der transversalen Magnetisierung nach Stufenanregung im zentralen Teil des Streifens. Die Zeitpunkte der dargestellten Momentaufnahmen können aus Abbildung 124 entnommen werden.

#### 4.4.2.1.a Einfluss Strukturbreite und Randrauheit

Für die Probenherstellung ist der Einfluss der Streifenbreite auf die Resonanzfrequenz sehr wichtig, auch im Hinblick auf mögliche Auswirkungen auf die Präzessionsfrequenz durch prozessbedingte Schwankungen der Streifenbreite. Im Folgenden wird ausgehend von einer 10 nm dicken Permalloyschicht der Einfluss der Streifenbreite auf die Resonanzfrequenz untersucht. Dazu werden Simulationen nach dem beschriebenen Anregungsschema mit einer transversalen Feldstufe an Strukturen verschiedener Breite durchgeführt und aus dem zeitlichen Verlauf der transversalen Magnetisierungskomponente die Präzessionsfrequenz mittels FFT bestimmt. Die Gesamtlänge und die Anregungslänge (entspricht im Experiment dem Abstand der elektrischen Kontakte) der Streifen bleiben konstant. Für diese Simulationsserie werden folgende Parameter zugrunde gelegt:  $M_S = 860 \text{ kA/m}$ ,  $H_{\text{ext}} = 5 \text{ kA/m}$ ,  $H_{\text{trans}} = 1,75 \text{ kA/m}$  und  $\alpha = 4,736 \cdot 10^{-3}$ . In Abbildung 126 werden die ermittelten Resultate für eine Breitenvariation im Bereich von 64 nm bis 2048 nm zusammengefasst. Die ermittelten Resonanzfrequenzen liegen im Bereich von 3,2 GHz bis 11,4 GHz. Besonders für schmale Strukturen ist ein starker Anstieg der Resonanzfrequenz zu beobachten. Zu großen Strukturbreiten hin flacht der Verlauf ab, sodass zwischen 1  $\mu\text{m}$  und 2  $\mu\text{m}$  der Unterschied der Resonanzfrequenz lediglich 710 MHz beträgt. Die experimentelle Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit konzentriert sich auf Strukturbreiten von 1  $\mu\text{m}$ , sodass aus diesen Simulationen Frequenzen von etwa 4 GHz, in einem äußeren Magnetfeld von 6 mT erwartet werden können. Die tatsächliche Streifenbreite sollte durch prozessbedingte Schwankungen um nicht mehr als 2 % variieren. Unter der vereinfachenden Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Strukturbreite und Resonanzfrequenz im Bereich um 1  $\mu\text{m}$  (siehe Abbildung 126, rechts) kann eine Variation der Resonanzfrequenz von etwa 1,36 MHz/nm Abweichung von der Strukturbreite bestimmt werden. Die prozessbedingten Variationen bei der Streifenherstellung führen somit nur zu vernachlässigbaren Schwankungen der Resonanzfrequenz von weniger als 0,03 GHz.

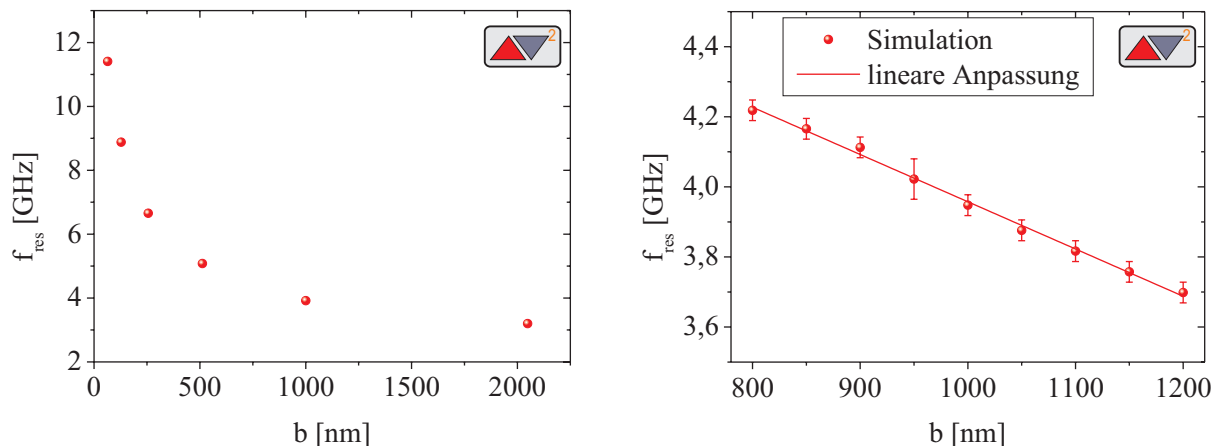


Abbildung 126: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Strukturbreite  $b$  im Bereich 64 nm bis 2048 nm (links). Für Strukturbreiten unter 1  $\mu\text{m}$  erhöht sich die Resonanzfrequenz stark. Im Bereich um 1  $\mu\text{m}$  (rechts) kann ein linearer Zusammenhang zwischen Resonanzfrequenz und Strukturbreite angenommen werden. Eine Breitenvariation von 2 % ändert die Frequenz in diesem Bereich um weniger als 1 %.

Reale Strukturen weisen allerdings auch immer eine gewisse Randrauheit auf. In einer Serie von Simulationen werden Strukturen mit unterschiedlich stark ausgeprägten Randrauheiten bis 20 nm untersucht. Die ermittelten Resonanzfrequenzen stimmen im Rahmen ihrer Fehler überein, somit kann in den Simulationen kein Einfluss der Randrauheit auf die Resonanzfrequenz festgestellt werden. Ebenso wird kein Einfluss der Randrauheit auf das Abklingverhalten festgestellt.

#### 4.4.2.1.b Einfluss effektives Feld

Wie bereits erwähnt, erfolgt die Präzessionsbewegung der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld. Je höher die Magnetfeldstufe im Vergleich zum statischen Feld ausfällt, desto größer ist auch die Störung des Systems. Der Einfluss des externen Magnetfeldes auf die Resonanzfrequenz wird im Folgenden untersucht. Dazu werden Simulationen der Standardgeometrie mit schrittweise erhöhtem axialen Feld und konstanter Stufenhöhe von 1,75 kA/m ( $\mu_0 H \approx 2,2$  mT) wiederholt. Das axiale äußere Feld wird im Bereich von 0 kA/m bis 16 kA/m ( $\mu_0 H \approx 20$  mT) variiert. Es wird erneut eine Sättigungsmagnetisierung von 860 kA/m zugrunde gelegt. Der Dämpfungsparameter wird auf  $\alpha = 12,8 \cdot 10^{-3}$  eingestellt.

In Abbildung 127 wird links die zeitliche Entwicklung der transversalen Magnetisierungskomponente nach der Anregung als Funktion des äußeren Feldes als Konturplot dargestellt. Die Stufenanregung findet auf der gewählten Zeitskala bei  $-0,4$  ns statt. Mit steigendem Magnetfeld verringert sich die Periodendauer sichtbar.

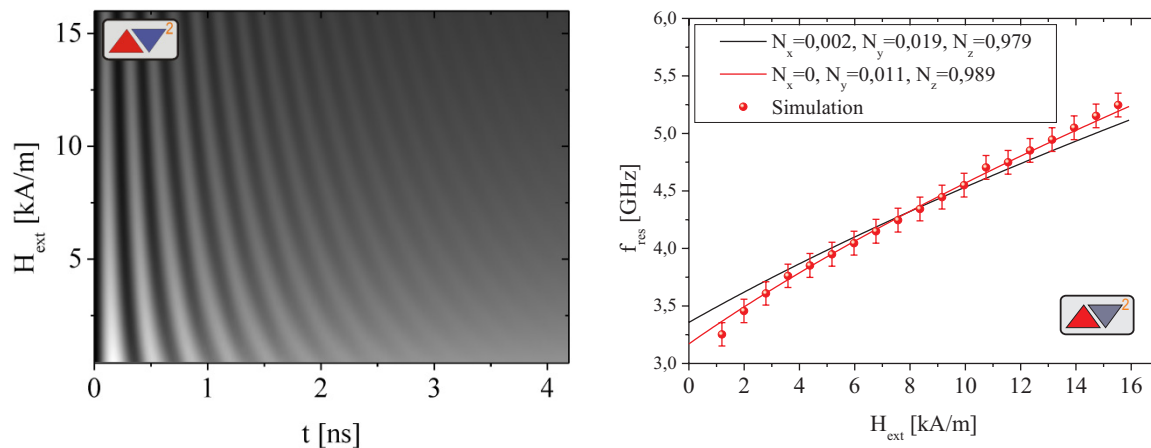


Abbildung 127: Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Präzessionsbewegung in Abhängigkeit von der Feldstärke des äußeren, axialen Magnetfeldes als Konturplot (links). Die Höhe der Transversalfeldstufen beträgt 1,75 kA/m. Rechts wird die aus den Simulationsdaten ermittelte Resonanzfrequenz als Funktion des äußeren Magnetfeldes und der nach der Kittelformel erwartete Verlauf für unterschiedliche Demagnetisierungsfaktoren dargestellt.

Aus den Einzelmessungen wird jeweils mittels FFT die Präzessionsfrequenz bestimmt und in Abbildung 127 (rechts) als Funktion des Magnetfeldes aufgetragen. Die Zunahme der Resonanzfrequenz im externen Magnetfeld wird auch durch die Kittelformel (47) beschrieben. In der Kittelformel werden zudem das gyromagnetische Verhältnis und die Sättigungsmagnetisierung berücksichtigt. Die Geometrie wird durch Demagnetisierungsfaktoren  $N_i$  berücksichtigt.

Werden die  $N_i$  für ein rechteckiges, langes Prisma nach [87] berechnet und die äußeren Abmessungen ( $8 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 0,01 \mu\text{m}$ ) des Anregungsbereiches verwendet, ergeben sich die folgenden Faktoren:  $N_x = 0,002$ ,  $N_y = 0,019$  und  $N_z = 0,979$ . Der mit diesen Werten berechnete Verlauf wird in Abbildung 127 (rechts) schwarz dargestellt, wobei der g-Faktor für freie Elektronen eingesetzt wird (siehe Erläuterungen im Kapitel 4.3.2.5). Der Verlauf der Resonanzfrequenz wird aber nicht zufriedenstellend wiedergegeben. Aus der Anpassung resultiert außerdem eine zu niedrige Sättigungsmagnetisierung. Die Ursache dafür liegt in nicht korrekten Annahmen bei der Berechnung der Demagnetisierungsfaktoren. Die Bestimmung der Demagnetisierungsfaktoren für eine rechteckige Struktur mit der Größe des Anregungsbereiches liefert nicht das korrekte Resultat, da die Struktur am Rand des Anregungsbereiches nicht endet. An diesen Grenzen kommt es zu magnetischen Wechselwirkungen zwischen den nicht angeregten Bereichen und der Anregungszone. Diese Wechselwirkungen werden in der Berechnung aber nicht berücksichtigt. Durch Anpassung der Kittelformel an die Simulationsresultate werden die Demagnetisierungsfaktoren  $N_x = 0$ ,  $N_y = 0,011$ ,  $N_z = 0,989$  ermittelt. Mit diesen Faktoren gibt die Kittelformel (Darstellung in rot) den Verlauf der ermittelten Resonanzfrequenzen gut wieder, die Sättigungsmagnetisierung aus der Anpassung stimmt mit dem verwendeten Wert nahezu überein (Abweichung um 0,3 %). Geometrisch entsprechen die



angepassten  $N_i$  einer sehr langen,  $1,9 \mu\text{m}$  breiten Struktur mit einer Dicke von  $10 \text{ nm}$ . Die hier ermittelten Demagnetisierungsfaktoren werden auch in anderen Teilen dieser Arbeit verwendet.

#### 4.4.2.1.c Einfluss Materialparameter

Im Folgenden werden Simulationen zur Ermittlung des Einflusses der Materialparameter Sättigungsmagnetisierung und Dämpfung auf die Resonanzfrequenz durchgeführt. Die Resonanzfrequenz als Funktion der Sättigungsmagnetisierung kann natürlich alternativ auch mithilfe der Kittelformel berechnet werden. Die Resultate beider Methoden werden verglichen.

In einer Serie von Simulationen wird die Sättigungsmagnetisierung in Schritten von  $100 \text{ kA/m}$  im Bereich zwischen  $600 \text{ kA/m}$  und  $1500 \text{ kA/m}$  variiert. Während den Simulationen liegt ein externes Feld von  $5 \text{ kA/m}$  ( $\mu_0 H \approx 6,3 \text{ mT}$ ) entlang des Drahtes an, die Feldstärke der Anregungsstufe beträgt  $1,75 \text{ kA/m}$  ( $\mu_0 H \approx 2,2 \text{ mT}$ ). Aus der resultierenden, gedämpften Schwingung der transversalen Magnetisierungskomponente wird mittels FFT die Resonanzfrequenz ermittelt. In Abbildung 128 (links) wird die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Sättigungsmagnetisierung dargestellt. Zusätzlich wird der mithilfe der Kittelformel berechnete Verlauf dargestellt. Für die Berechnung werden die im letzten Abschnitt ermittelten Demagnetisierungsfaktoren verwendet. Die Resultate beider Methoden stimmen im untersuchten Bereich sehr gut überein. Für NiFe ( $M_S = 860 \text{ kA/m}$ ) beträgt die ermittelte Resonanzfrequenz  $(3,92 \pm 0,06) \text{ GHz}$ , für CoFe ( $M_S = 1400 \text{ kA/m}$ )  $(5,93 \pm 0,06) \text{ GHz}$ . Diese Werte werden zur Verdeutlichung in Abbildung 128 markiert. Beide genannten Materialien kommen in den experimentell untersuchten Strukturen zum Einsatz. Durch den Frequenzunterschied von etwa  $2 \text{ GHz}$  ist im Experiment eine Resonanz eindeutig einem bestimmten Material zuzuordnen.

In der Zeitdarstellung der transversalen Magnetisierungskomponente (nicht dargestellt) ist die abnehmende Abklingzeit mit zunehmender Sättigungsmagnetisierung (siehe (120)) deutlich zu erkennen.

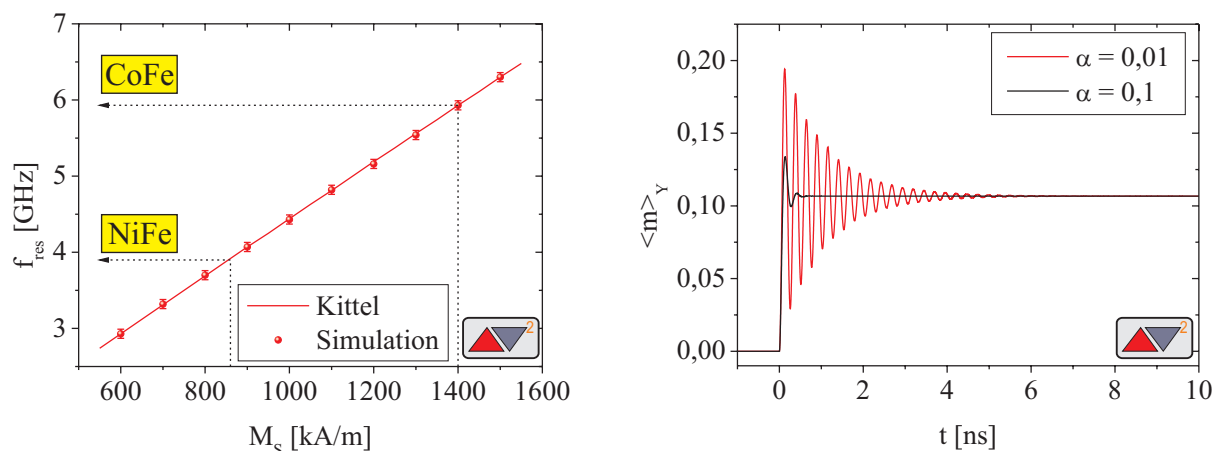


Abbildung 128: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Sättigungsmagnetisierung (links) und zeitlicher Verlauf des Relaxationsverhaltens der transversalen Magnetisierungskomponente nach Stufenanregung für niedrige (rot) und hohe (schwarz) Dämpfung (rechts)

Der Einfluss der Dämpfung auf die Resonanzfrequenz wird im Bereich von  $0,001 \leq \alpha \leq 1$  untersucht. Hohe Dämpfungsparameter (etwa ab  $\alpha > 0,1$ ) führen zu sehr kurzen Abklingzeiten, es ergibt sich keine Oszillation. Deshalb wird für den Bereich  $0,1 < \alpha < 1$  keine Resonanzfrequenz bestimmt. Im untersuchten Bereich konnte innerhalb der Fehlergrenzen erwartungsgemäß kein Einfluss der Dämpfung auf die Resonanzfrequenz festgestellt werden. In Abbildung 128 (rechts) ist der zeitliche Verlauf der transversalen Magnetisierungskomponente für zwei unterschiedliche Dämpfungsparameter dargestellt. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass sich der Zustand lange nach der Anregung unabhängig vom Dämpfungswert einstellt. Die Höhe der Dämpfung beeinflusst – wie erwartet – das Abklingen der Präzessionsbewegung stark. Im dargestellten Beispiel wird für eine Dämpfung von  $\alpha = 0,01$  (rote Kurve) eine gedämpfte Oszillation beobachtet.

4.4.2.2 Anregungen mit zwei Magnetfeldstufen

In den vorangegangenen Kapiteln wurden Anregungen mit einer transversalen Feldstufe diskutiert. Durch das Hinzufügen einer zweiten Stufe erweitern sich die Möglichkeiten beträchtlich. Beide Feldbeiträge gehen unabhängig voneinander in das effektive Feld ein, sodass durch die Wahl der Vorzeichen der Feldstufen, des zeitlichen Versatzes zwischen den Stufen und unterschiedlichen Stufenhöhen eine Vielzahl unterschiedlicher Anregungen realisiert werden können. Im Folgenden stimmen die Feldstufen stets im Betrag überein. Stimmen beide Stufen zusätzlich im Vorzeichen überein ergibt sich in der Summe eine abgestufte Feldflanke. Stufen mit unterschiedlichem Vorzeichen erzeugen in Summe einen pulsartigen Feldverlauf. Im Folgenden werden die genannten Fälle genauer betrachtet und analysiert, wobei die bisherige Simulationsgeometrie beibehalten wird.

4.4.2.2.a Anregung mittels abgestufter Feldflanke

Zunächst wird die Anregung durch eine abgestufte Feldflanke erläutert. Diese Anregung wird durch zwei zeitlich versetzte, transversale Feldflanken mit gleichem Betrag und gleichem Vorzeichen erzeugt.

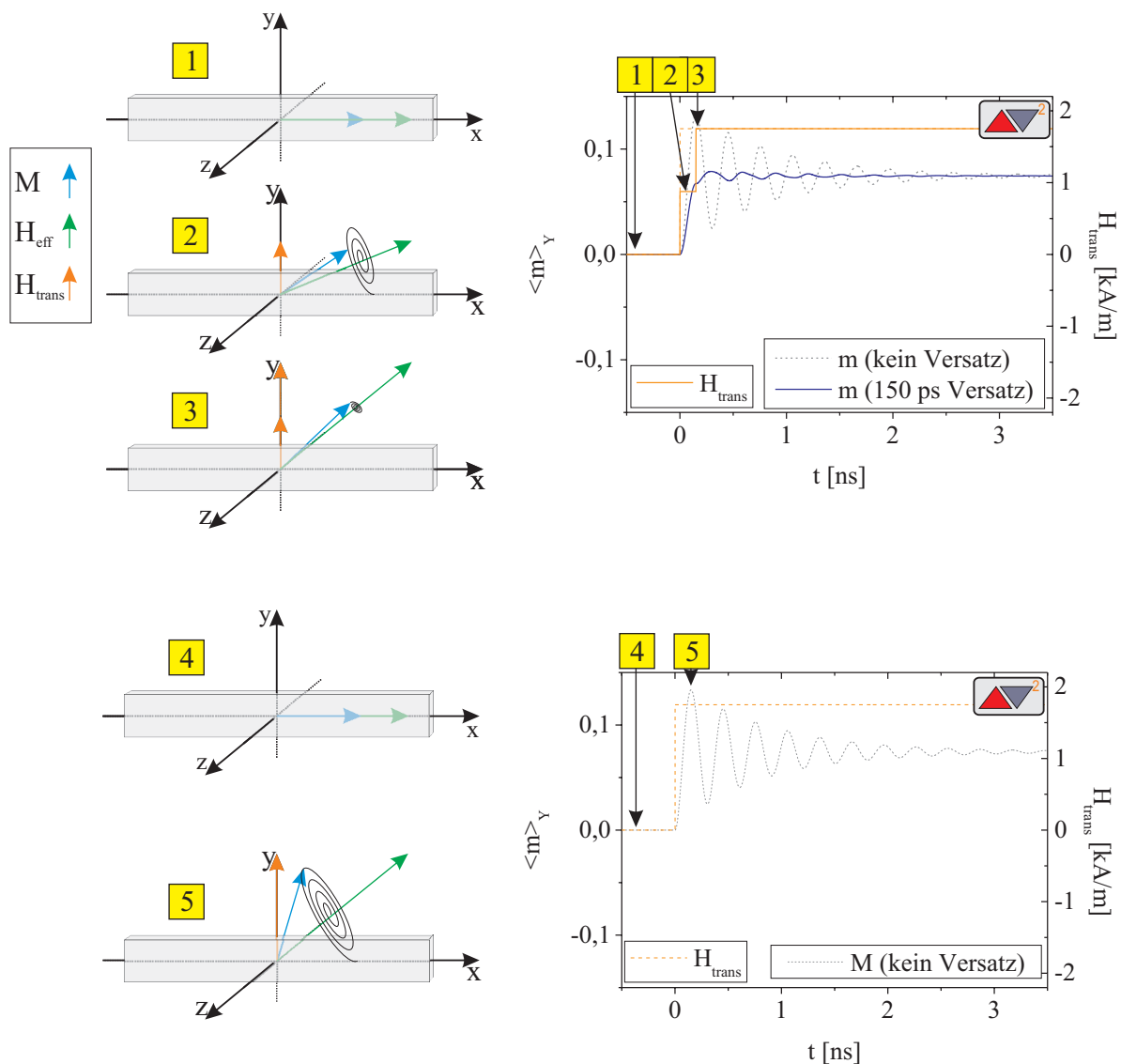


Abbildung 129: Schematische Darstellung der Anregung mittels abgestufter Feldflanke „1“ – „3“ und Vergleich mit stufenförmiger Anregung gleicher Höhe „4“ – „5“. Im Pfeilschema (links) wird die resultierende Präzessionsbewegung veranschaulicht. Die Simulationsdaten zeigen nach der Feldstufe die erwartete gedämpfte Schwingung (rechts).

In Abbildung 129 wird das Prinzip verdeutlicht. Ausgangspunkt der Überlegung ist erneut der Endzustand nach der ersten Relaxationsphase, wobei Magnetisierung und effektives Feld entlang der x-Achse orientiert sind („1“). Zum Zeitpunkt  $t = 0$  ns erfolgt die Anregung des Systems durch eine transversale Feldstufe. Die Betrachtung erfolgt analog zur Anregung mit einer Magnetfeldstufe: Das effektive Feld wird durch den zusätzlichen Beitrag durch das transversale Feld aus der Drahrichtung heraus orientiert. Die Magnetisierung führt eine Präzessionsbewegung um das neue effektive Feld aus („2“). Nach einem definierten Zeitversatz erfolgt die zweite Anregungsstufe („3“). Durch diesen zusätzlichen Feldbeitrag wird das effektive Feld weiter aus der Richtung des Streifens heraus orientiert. Das Verhalten der Magnetisierung hängt jetzt ganz entscheidend vom Zeitversatz zwischen den Stufen ab. Im dargestellten Beispiel erfolgt die zweite Anregung nach einer halben Oszillationsperiode der Präzessionsbewegung durch die erste Anregung. Die Auslenkung der Magnetisierung ist zu diesem Zeitpunkt maximal. Das effektive Feld nach der zweiten Anregung stimmt mit der Orientierung der Magnetisierung fast genau überein. Die Magnetisierung ist dadurch bereits fast in Richtung des effektiven Feldes ausgerichtet. Die Amplitude der Präzessionsbewegung wird stark verkleinert. Vergleicht man den betrachteten Fall mit dem Fall der Anregung mit zwei Stufen ohne zeitlichen Versatz, wird die niedrige Oszillationsamplitude deutlich. Diese Anregung kann auch als Anregung mit einer Stufe der doppelten Höhe betrachtet werden und ist in Abbildung 129 „4“ – „5“ sowie im Hintergrund der oberen Abbildung dargestellt. Durch die gleichzeitige Anregung durch beide Stufen wird das effektive Feld weit aus der Drahrichtung heraus rotiert. Orientierung und Betrag des effektiven Feldes stimmen bei „3“ und „5“ überein, deshalb ergibt sich lange nach der Anregung für beide Fälle eine identische, transversale Magnetisierung. Durch eine Variation des zeitlichen Versatzes zwischen den Feldflanken ist es also möglich, die Oszillationsamplitude gezielt zu manipulieren. Dieser Vorgang wird auch als parametrisches Pumpen [295] bezeichnet. Die Technik des parametrischen Pumpens wird unter anderem durch die Möglichkeit motiviert, das „Nachklingeln“ der Magnetisierung nach einer Anregung zu verkürzen. Diese Verkürzung ermöglicht in Speicheranwendungen sehr kurze Schaltzeiten [296]. Das Verfahren wird erfolgreich in Untersuchungen mit optischer [297] oder elektrischer Detektion [296] eingesetzt. Im Folgenden wird die Stufenbreite von 0 ps bis 400 ps variiert, wobei in den Simulationen folgende Werte eingestellt werden:  $M_S = 860$  kA/m,  $\alpha = 12,8 \cdot 10^{-3}$ ,  $H_{\text{ext}} = 800$  A/m ( $\mu_0 H_{\text{ext}} \approx 1$  mT). In Abbildung 130 wird der Einfluss der verschiedenen Versatzzeiten dargestellt. Der Zeitversatz entspricht der Stufenbreite  $t_{\text{Stufe}}$ . In der Abbildung wird sowohl die zeitliche Entwicklung der transversalen Magnetisierungskomponente für verschiedene Stufenbreiten als Konturplot (links) als auch die aus den Zeitverläufen ermittelte relative Oszillationsamplitude  $\frac{A(t_{\text{Stufe}})}{A_{\text{max}}}$  als Funktion der Stufenbreite (rechts) dargestellt. Die Normierung erfolgt auf die größte auftretende Oszillationsamplitude  $A_{\text{max}}$ .

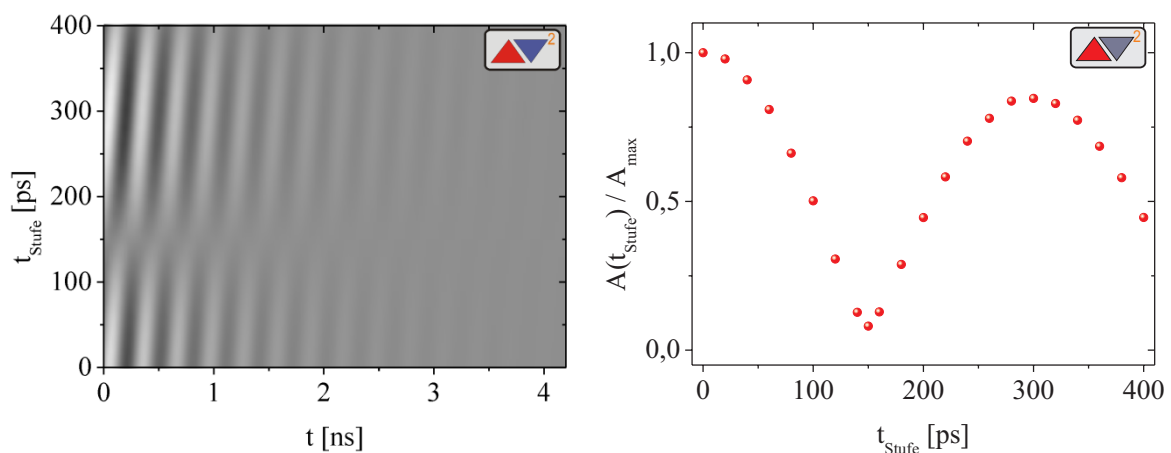


Abbildung 130: Links wird der zeitlichen Verläufe der transversalen Magnetisierung in Abhängigkeit von der Stufenbreite als Konturplot dargestellt. Die relative Oszillationsamplitude als Funktion der Stufenbreite wird rechts gezeigt. Eine Stufenbreite von etwa 150 ps führt zu einer starken Reduktion der Oszillationsamplitude.

Die Anregung findet im hier dargestellten Maßstab bei  $-0,4$  ns statt. Im Verlauf ist die Präzessionsbewegung als periodische Helligkeitsänderung zu erkennen. Im Bereich von 150 ps Versatz ist die Helligkeitsvariation deutlich reduziert. Aus den einzelnen Zeitverläufen wird die Oszillationsamplitude als Differenz zwischen dem Wert der transversalen Magnetisierung im zweiten Maximum und Minimum bestimmt. Die Werte werden auf die größte Amplitude normiert und in Abbildung 130 (rechts) dargestellt. Der Verlauf zeigt, dass die maximale Bewegungsamplitude ohne zeitlichen Versatz auftritt. Für ansteigende Stufenbreiten ist eine Reduktion der relativen Amplitude zu erkennen. Beträgt der zeitliche Versatz etwa 150 ps, tritt ein Minimum der relativen Amplitude auf. Nach dem in Abbildung 129 beschriebenen Modell tritt die minimale Oszillation dann auf, wenn die Stufenbreite der halben Periodendauer entspricht. Aus dem Zeitversatz im Minimum folgt somit direkt die Resonanzfrequenz:  $f_{\text{res}} = \frac{1}{2\tau_{\text{min}}}$ . Mit den vorliegenden Daten kann die Resonanzfrequenz auf 3,3 GHz abgeschätzt werden. Der Vergleich dieses Wertes mit dem nach der Kittelformel berechneten Wert von 3,29 GHz zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

#### 4.4.2.2.b Anregung mittels Feldpuls

Durch unterschiedliche Vorzeichen zweier Feldflanken entsteht bei zeitlichem Versatz ein Feldpuls. Das Vorzeichen des Feldpulses wird durch das Vorzeichen der ersten Feldflanke festgelegt. Im Folgenden werden die Vorgänge bei Anregungen mit einem Feldpuls kurz diskutiert.

In Abbildung 131 wird das Prinzip dargestellt. Ausgangspunkt der Überlegung ist wieder der Endzustand der ersten Relaxationsphase. Magnetisierung und effektives Feld sind entlang der x-Achse orientiert („1“). Bei  $t = 0$  ns wird das System durch eine transversale Feldstufe angeregt. Die Betrachtung erfolgt analog zur Anregung mit einer Magnetfeldstufe: Das effektive Feld wird durch den zusätzlichen Beitrag durch das transversale Feld aus der Drahtrichtung heraus orientiert. Die Magnetisierung führt eine Präzessionsbewegung um das effektive Feld aus („2“). Nach einem definierten Zeitversatz erfolgt die zweite Anregungsstufe („3“). Erste und zweite Stufe unterscheiden sich lediglich im Vorzeichen. Durch den zusätzlichen Feldbeitrag der zweiten Stufe wird das effektive Feld wieder in die ursprüngliche Richtung entlang der x-Achse ausgerichtet. Der Einfluss auf die Präzessionsbewegung hängt ganz entscheidend vom gewählten Zeitversatz, also der Pulsbreite ab. Im dargestellten Beispiel erfolgt die zweite Anregung nach einer halben Oszillationsperiode der Präzessionsbewegung durch die erste Anregung. Die Auslenkung der Magnetisierung ist zu diesem Zeitpunkt maximal. Das neue effektive Feld stimmt mit dem effektiven Feld vor der ersten Anregung überein. Die Magnetisierung ist zu diesem Zeitpunkt weit aus der Richtung des effektiven Feldes ausgelenkt. Eine stark vergrößerte (etwa Faktor 2) Amplitude der Präzessionsbewegung ist zu beobachten. Die große Oszillationsamplitude wird deutlich im direkten Vergleich zur Anregung mit einer Stufe, die im Hintergrund dargestellt ist. Bei der Anregung mittels Feldpuls ist das effektive Feld nach der zweiten Feldflanke erneut in Richtung des Nanodrahtes orientiert. Als Konsequenz ist die transversale Magnetisierung am Ende der Relaxationsphase null.

Findet die zweite Anregung stattdessen im ersten Minimum der Oszillation statt, wird die Oszillationsamplitude stark reduziert. Die Magnetisierung befindet sich zum Zeitpunkt der zweiten Anregung in einer geringen Auslenkung bezüglich x-Achse („4“). Die zweite Anregung führt zu einer Ausrichtung des effektiven Feldes in Richtung der x-Achse. Durch die geringe Auslenkung der Magnetisierung bezüglich dieser Achse folgt eine gedämpfte Präzessionsbewegung mit geringer Amplitude. Im Hintergrund der Abbildung wird der Verlauf der transversalen Magnetisierung für eine Anregung mit nur einer Stufe zu Vergleichszwecken dargestellt.

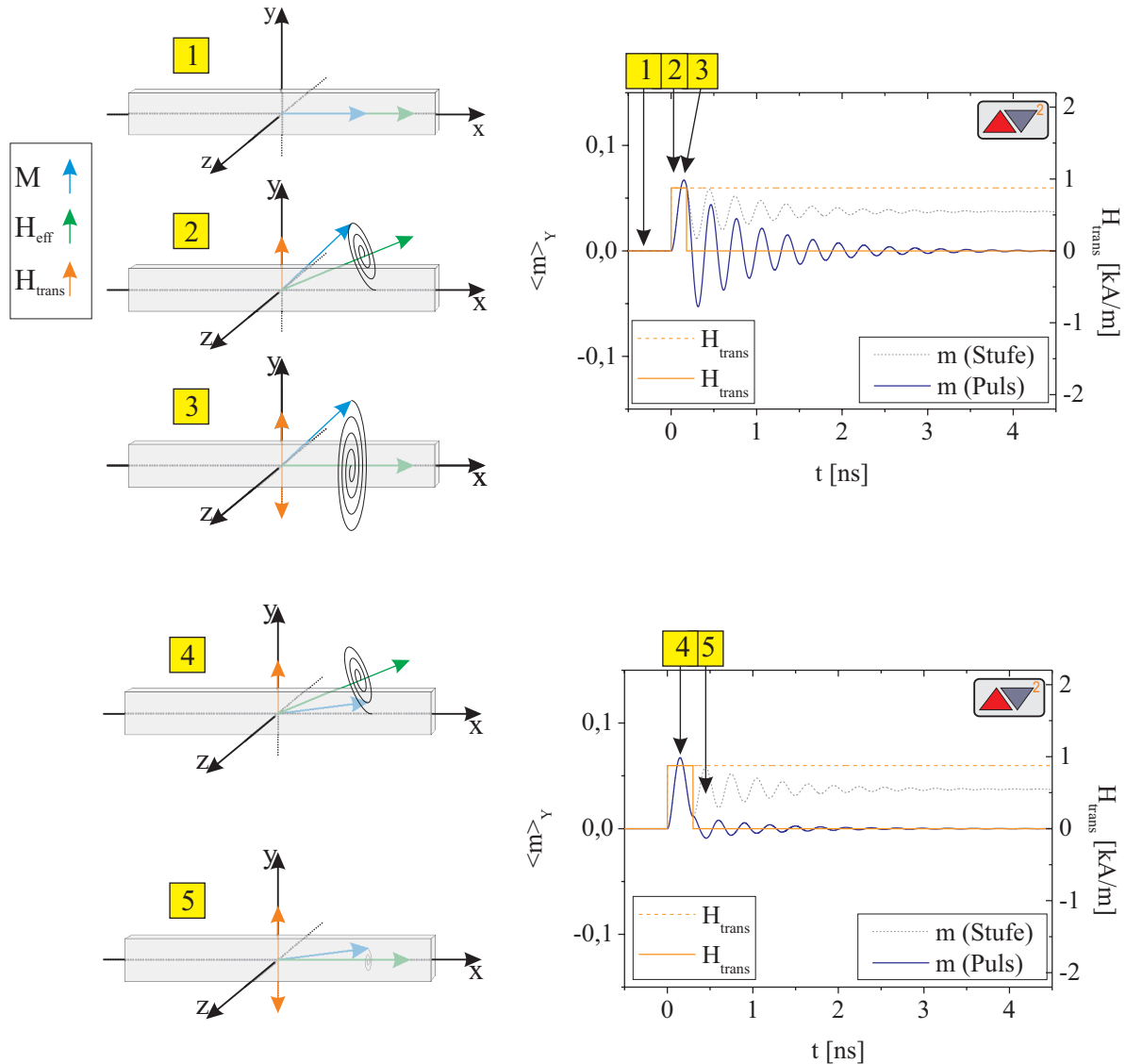


Abbildung 131: Schematische Darstellung der Anregung mit einem Feldpuls, der durch zwei stufenförmige Anregungen gleicher Höhe, aber mit unterschiedlichem Vorzeichen realisiert wird. „1“ – „3“: Vergrößerung der Oszillationsamplitude durch Anregung nach halber Periodendauer. „4“ – „5“: Starke Reduktion der Oszillationsperiode durch Anregung nach einer Periodendauer.

In Abbildung 132 wird der Einfluss unterschiedlicher Pulsbreiten  $t_{Puls}$  dargestellt. In der Abbildung wird der zeitliche Verlauf der transversalen Magnetisierungskomponente für verschiedene Pulsbreiten als Konturplot (links) und die aus den Zeitverläufen ermittelte relative Oszillationsamplitude als Funktion der Pulsbreite (rechts) dargestellt. Die Anregung findet auch im hier dargestellten Maßstab bei  $-0,4$  ns statt. Im Konturplot ist die Präzessionsbewegung als periodische Helligkeitsvariation zu erkennen.

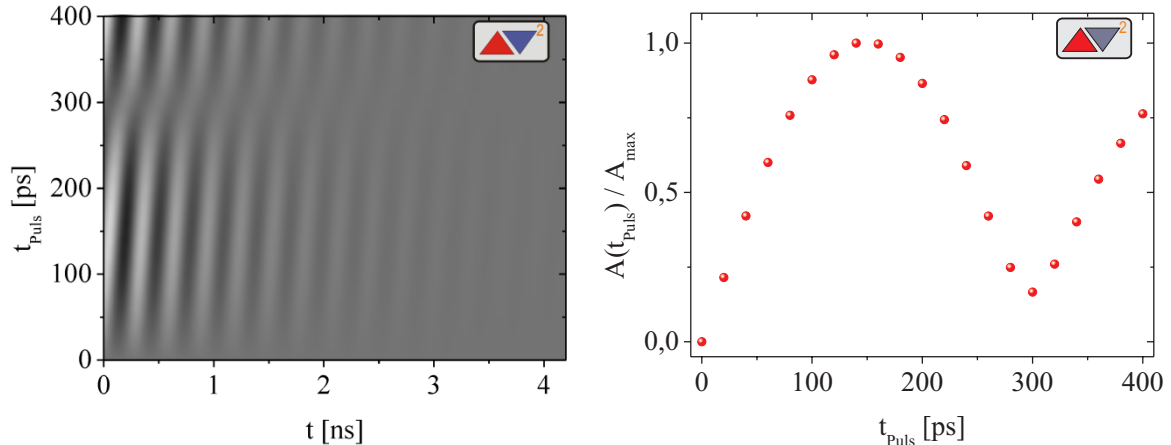


Abbildung 132: Darstellung des zeitlichen Verlaufs der transversalen Magnetisierung für unterschiedliche Pulsbreiten (links) sowie die Variation der relativen Oszillationsamplitude mit der Pulsbreite (rechts)

Die relativen Oszillationsamplituden werden wieder auf den größten Wert normiert. Der Verlauf zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 150 ps und ein lokales Minimum bei etwa 300 ps. Eine Pulsbreite von 0 ns (kein Puls) führt zu keiner Präzessionsbewegung, da durch die entgegengesetzten Feldflanken keine Änderung des effektiven Feldes auftritt. Somit findet auch keine Anregung statt. Mit zunehmender Pulsbreite nimmt die Oszillationsamplitude zu, denn das effektive Feld wird durch die erste Feldflanke aus ihrer ursprünglichen Richtung heraus gedreht und die Magnetisierung führt eine Präzessionsbewegung um das neue effektive Feld aus. Die zweite, entgegengesetzte Feldflanke rotiert das effektive Feld zurück in die Drahtrichtung. Auf einer kurzen Zeitskala gilt: Je länger der Puls dauert, umso weiter ist die Magnetisierung aus ihrer Gleichgewichtslage ausgelenkt und umso größer ist die Oszillationsamplitude. Dies gilt solange, bis sich die Magnetisierung nach einer halben Periode der ursprünglichen Ausrichtung wieder annähert. Die Amplitude der Schwingung der transversalen Magnetisierung nimmt ab. In den Simulationsdaten ist dieser Effekt ab einer Pulsbreite von etwa 150 ps zu beobachten. Im Bereich um 300 ps Pulslänge tritt ein lokales Minimum der relativen Amplitude auf. Dieses Minimum tritt dann auf, wenn die Magnetisierung nach einem vollständigen Umlauf um die Richtung des effektiven Feldes am Punkt mit der geringsten Auslenkung zur x-Achse angekommen ist. Erfolgt genau zu diesem Zeitpunkt die Aktivierung der zweiten, negativen Feldflanke, endet der Puls also genau zu diesem Zeitpunkt, ist die auftretende Präzessionsamplitude durch die Nähe der Magnetisierung zur x-Achse minimal. Für größere Pulsbreiten nimmt die Amplitude wieder zu, da sich die Magnetisierung auf dem zweiten Umlauf um das effektive Feld befindet. Nach diesem Modell tritt die minimale Oszillation auf, wenn die Pulsbreite der Periodendauer entspricht. Aus dem Zeitversatz im Minimum kann somit die Resonanzfrequenz direkt berechnet werden:  $f_{\text{res}} = \frac{1}{\tau_{\text{min}}}$ . Mit den vorliegenden Daten kann die Resonanzfrequenz erneut auf 3,3 GHz abgeschätzt werden, somit liefern die beiden vorgestellten Methoden (Anregung mit stufenförmiger Flanken und Pulsanregung) vergleichbare Resultate und bestätigen damit die dargestellte Modellvorstellung.

Zusammenfassend wird festgehalten, dass sich die Präzessionsbewegung der Magnetisierung bei Anregung mit transversalen Magnetfeldstufen gezielt manipulieren lässt. Durch zeitlich präzise aufeinander abgestimmte Feldflanken kann die Bewegungsamplitude der Magnetisierung vergrößert oder nahezu ausgelöscht werden. Wird mit den Flanken eine stufenförmige Flanke erzeugt, tritt bei einer Stufenbreite, die der halben Periodendauer entspricht, eine Auslöschung der Oszillation auf. Die höchste Amplitude tritt bei dieser Methode dann auf, wenn der zeitliche Versatz einem ganzzahligen Vielfachen der Präzessionsperiode entspricht. Bei der Verwendung von Pulsen tritt die maximale Oszillation dann auf, wenn die Pulslänge der halben Periodendauer entspricht. Minima werden hingegen für ganzzahlige Vielfache der Periodendauer beobachtet.

### 4.4.3 Experimente

Im weiteren Verlauf werden die durchgeführten Experimente zur Zeitbereichs-FMR vorgestellt und erläutert, wobei zunächst auf das Layout der untersuchten Strukturen eingegangen wird. Anschließend wird das verwendete Messgerät kurz vorgestellt, bevor Ergebnisse gezeigt und diskutiert werden.

#### 4.4.3.1 Probenlayout und Messaufbau

Zur experimentellen Untersuchung der Magnetisierungsdynamik im Zeitbereich werden folgende Anforderungen an das Probenlayout gerichtet: Eine dünne Schicht eines Ferromagneten soll in Streifenform vorliegen. Die Auslenkung der Magnetisierung dieses Streifens soll zu einer möglichst hohen Widerstandsänderung des Streifens führen. Die transversale Auslenkung der Magnetisierung soll durch das Oerstedfeld eines elektrischen Stromes erreicht werden. Für eine effektive Anregung muss das Oerstedfeld sehr kurze Anstiegszeiten besitzen ( $\ll \frac{1}{f_{\text{res}}}$ ).

Diese Anforderungen werden von den bereits zuvor verwendeten GMR-Spiventilen in Streifenform erfüllt. In kleinen Magnetfeldern wird lediglich die Magnetisierung der freien Elektrode ausgelenkt. Elektrischer Strom fließt näherungsweise nur in der dicken Kupferschicht. Das Oerstedfeld des Stromes durch die Kupferschicht regt die Magnetisierung der freien Elektrode an.

Um eine möglichst hohe und asymmetrische Widerstandsänderung des Streifens bei Auslenkung der Magnetisierung der freien Elektrode zu erhalten, werden  $90^\circ$ -Nanodrähte verwendet (siehe Erläuterungen in Kapitel 4.2.3.1). Die Strukturierung der Nanodrähte erfolgt nach der Prozessbeschreibung in Kapitel 3.2. Die elektrischen Zuleitungen werden in koplanarer Wellenleiter-Geometrie gefertigt, wobei der GMR-Streifen in den Signalleiter integriert wird. Dadurch fließt der gesamte Strom durch den Nanodraht. In Abbildung 133 werden Mikroskopaufnahmen eines Wellenleiters mit Nanodraht dargestellt. Die hergestellten Wellenleiter sind 1 mm lang und etwa  $400 \mu\text{m}$  breit. Der Signalleiter hat im äußeren Bereich eine Breite von  $30 \mu\text{m}$ , im zentralen Bereich beträgt die Breite vor der Unterbrechung nur noch  $16 \mu\text{m}$ . Der Graben zwischen Signalleiter und Masseflächen besitzt eine Breite von  $8 \mu\text{m}$ . Der Nanodraht im vorliegenden Beispiel hat bei einer Gesamtlänge von  $16 \mu\text{m}$  eine Breite von  $1 \mu\text{m}$ .

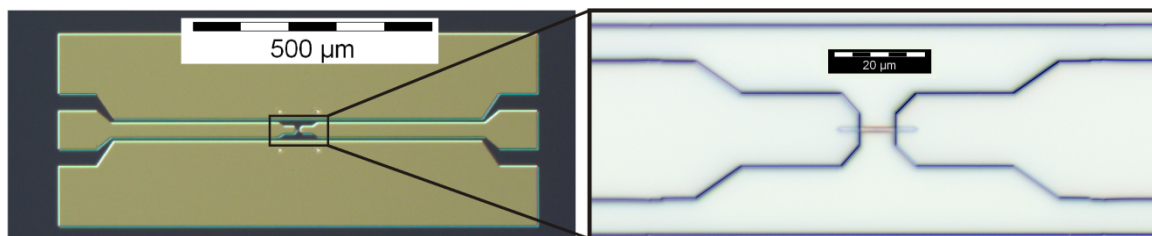


Abbildung 133: Koplanarer Wellenleiter mit Nanodraht (Mikroskopaufnahmen). Gesamter Wellenleiter mit zwei Masseflächen und Signalleiter (links) sowie Falschfarben-Detailansicht (rechts) des zentralen Bereichs (aus Dunkelfeldaufnahme).

Der verwendete Messaufbau wird in Abbildung 134 dargestellt. Für die Messungen wird ein digitales Abtastoszilloskop (engl. „digital sampling oscilloscope“) des Typs DSA 8300 des Herstellers Tektronix verwendet. Das Oszilloskop verfügt über verschiedene elektrische Module für Zeitbereichsreflektometrie (engl. „time domain reflectometry“, TDR). Für diese Arbeit werden sowohl Module des Typs 80E10 mit einer maximalen Bandbreite von 50 GHz als auch Module des Typs 80E04 (mit einer festen Bandbreite von 20 GHz) eingesetzt. Beide Module können Spannungstufen erzeugen und Signale messen. Die erzeugte Stufenhöhe beträgt bei einer Anstiegszeit von 7 ps (80E10) 250 mV an  $50 \Omega$ . Die maximale Zeitauflösung bei der Signalmessung beträgt 0,3 ps [298]. Allgemein versteht man unter Zeitbereichsreflektometrie eine Messmethode, bei der die reflektierten Anteile eines Signales zeitaufgelöst analysiert werden. Dazu wird ein stufenförmiges Signal mit einer sehr kurzen Anstiegszeit ausgegeben und mit einer sehr hohen Zeitauflösung aufgenommen. Durch Analyse der Signalform sind Aussagen über die Impedanz der Signalleitung bzw. angeschlossener Lasten möglich. Mit dieser Messmethode kann unter anderem die Güte der Anpassung eines

Wellenleiters überprüft werden oder Störungen in der Signalleitung lokalisiert werden. Grundlagen zur Zeitbereichsreflektometrie werden beispielsweise in [299] oder [300] zusammengefasst.

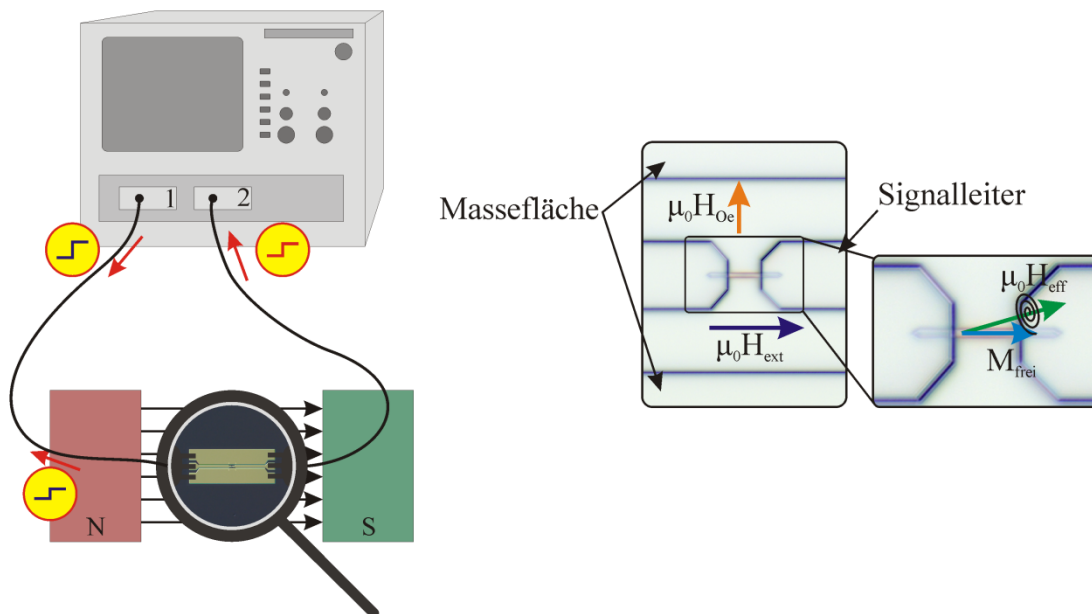


Abbildung 134: Schematische Darstellung des Messaufbaus (links): Abtastoszilloskop mit zwei TDR-Modulen, Verkabelung und Kontaktierung des Wellenleiters mit Messspitzen sowie rotierbarer Elektromagnet. Rechts: Probenlayout und Orientierung der beteiligten Magnetfelder.

Der Messaufbau besteht weiterhin aus einem in der Probenebene rotierbaren Elektromagneten. Es können Magnetfelder bis zu 400 mT erzeugt werden. Für die hier diskutierten Messungen wird das Magnetfeld parallel zum Wellenleiter angelegt. Die elektrische Kontaktierung der Wellenleiter erfolgt mittels Hochfrequenzmessspitzen (Hersteller Cascade Microtech, Typ FPC-GSG-250 [255]). In Abbildung 134 (rechts) wird außerdem das Prinzip der Signalentstehung illustriert. Die vom TDR-Modul erzeugte Spannungsstufe verursacht eine Stromstufe durch den Nanodraht. Das transversale Oerstedfeld der Stromstufe liefert einen zusätzlichen Beitrag zum effektiven Feld, welches dadurch aus der Richtung des Nanodrahtes heraus rotiert wird. Die Magnetisierung der freien Elektrode führt um das neue effektive Feld eine Präzessionsbewegung aus. Da es sich um einen 90°-Nanodraht handelt, führt die Präzessionsbewegung der Magnetisierung zu einem oszillierenden Widerstand des Nanodrahtes. Der oszillierende Widerstand bewirkt eine periodische Modulation des transmittierten und des reflektierten Signals.

In Abbildung 135 (links) wird ein typischer Signalverlauf einer TDR-Messung mit dem beschriebenen Messaufbau dargestellt. Bei dieser Messung wird mithilfe eines Abtastmoduls eine Spannungsstufe erzeugt und mit beiden Modulen gemessen.

Im konkreten Beispiel wird die Spannungsstufe etwa bei  $t = 2 \text{ ns}$  erzeugt. Nach der durch die Leitungen, den koplanaren Wellenleiter und den Nanodraht benötigten Laufzeit erreicht die Spannungsstufe bei etwa  $t = 11,2 \text{ ns}$  das zweite Modul und wird als Transmissionssignal gemessen. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus des Experiments erreicht etwa zur gleichen Zeit auch der am Nanodraht reflektierte Anteil der Stufe das erste Modul und wird als reflektiertes Signal gemessen.

Da der Nanodraht eine Fehlanpassung darstellt, kommt es zu ausgeprägten Reflexionen. Als Konsequenz beträgt die Amplitude des transmittierten Signals lediglich 109 mV. Das Nutzsignal  $U_{\text{Nutz}}$  der Probe, welches durch die Präzessionsbewegung der Magnetisierung zustande kommt, ist sehr klein und verschwindet im hohen Untergrund der Anregungsstufe  $U_{\text{Stufe}}$ .



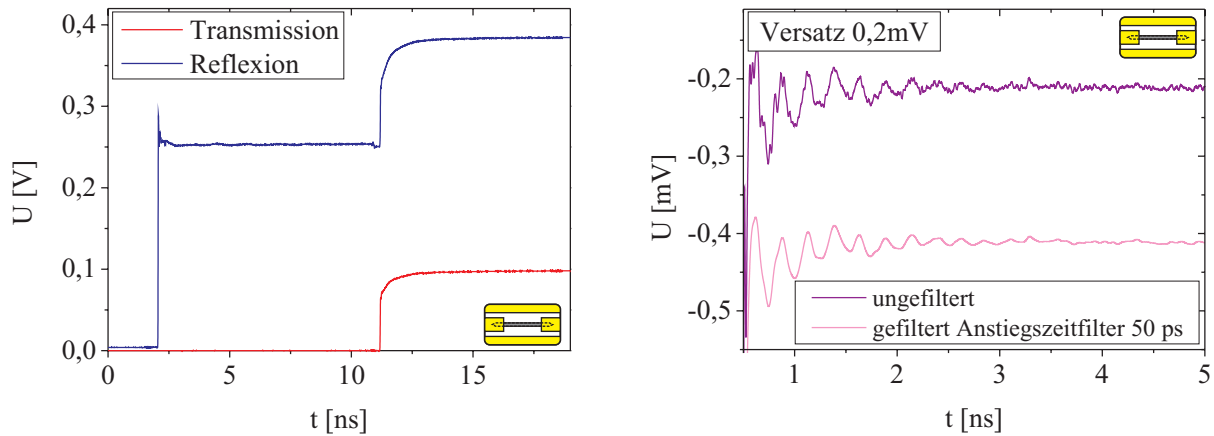


Abbildung 135: Signalverlauf einer TDR-Messung, Erläuterungen dazu im Text. Rechts: Gegenüberstellung eines unbearbeiteten Differenzsignals und des nachträglich gefilterten Signals (mit 50 ps Anstiegszeitfilter). Die Messung rechts stammt aus einer Messreihe mit der Leistungsteilermethode (siehe weiter unten).

Das beispielsweise in Transmission gemessene Signal  $U_{\text{Trans}}$  setzt sich aus beiden Beiträgen zusammen:

$$U_{\text{Trans}} = U_{\text{Stufe}} + U_{\text{Nutz}} \quad (121)$$

Um das Nutzsignal zu erhalten, werden zwei Messungen voneinander subtrahiert, wobei in der Referenzmessung  $U_{\text{Ref}}$  die Präzessionsbewegung unterdrückt wird:

$$U_{\text{Ref}} = U_{\text{Stufe}} \quad (122)$$

Man erhält durch Differenzbildung prinzipiell nur das Nutzsignal:

$$U_{\text{Differenz}} = U_{\text{Trans}} - U_{\text{Ref}} = U_{\text{Stufe}} + U_{\text{Nutz}} - U_{\text{Stufe}} = U_{\text{Nutz}} \quad (123)$$

Sind allerdings die beiden Messungen zeitlich nicht perfekt synchron, bleibt an der Stelle der Flanke nach der Differenzbildung ein Artefakt in Form einer Spitze zurück. Die zeitliche Breite dieses Artefaktes ist vergleichbar mit der Anstiegszeit der Anregungsflanke. Durch die Flankenhöhe von 250 mV können Spitzenwerte von mehreren mV auftreten. Dieses Artefakt, welches sich bei dem verwendeten Gerät nicht beseitigen lässt, ist auch in der Literatur bekannt [286]. Eine Möglichkeit der Beseitigung ist die nachträgliche Synchronisation der Signale mittels einer geeigneten Software vor der Differenzbildung. Als mögliche Alternative wird im Rahmen dieser Arbeit das Differenzsignal mit Artefakt durch die nachträgliche Anwendung eines digitalen Anstiegszeitfilters geglättet. Auf diese Weise lässt sich die Höhe des Artefaktes reduzieren. Ebenso wird dadurch hochfrequentes Rauschen im Signal entfernt. In Abbildung 134 rechts werden ein unbearbeitetes Differenzsignal und das nachträglich gefilterte Signal direkt gegenübergestellt. In graphischen Darstellungen der Resultate wird der Zeitbereich der Anregung, zu dem das Artefakt auftritt, wenn möglich nicht gezeigt, sondern die Darstellungen zu einem späteren Zeitpunkt begonnen (typischerweise 400 ps). Im weiteren Verlauf werden experimentelle Ergebnisse diskutiert.

4.4.3.2 Darstellung und Diskussion der Ergebnisse

Im Folgenden werden die durchgeführten FMR-Messungen im Zeitbereich beschrieben und die Ergebnisse diskutiert. Die Messungen stammen von einem 90°-GMR-Nanodraht mit einer Breite von 1  $\mu\text{m}$ . In den folgenden Abschnitten wird die Optimierung der Messmethode dargestellt.

4.4.3.2.a Messungen mit einer Flanke

Die einfachste Möglichkeit der Anregung geschieht mit einer einzelnen Spannungsstufe (entspricht dem in Abbildung 123 dargestellte Schema). Bei diesen Messungen wird eines der TDR-Module zur Erzeugung einer Spannungsstufe verwendet, mit beiden Modulen (auch als Kanäle bezeichnet) wird das jeweilige Spannungssignal gemessen. Auf diese Weise wird sowohl das reflektierte Signal (Reflexionsmessung) als auch das durch den Nanodraht transmittierte Signal (Transmissionsmessung) aufgenommen. In einer Messreihe wird die Feldstärke des axial angelegten Magnetfeldes schrittweise verändert. Durch die Wahl des Vorzeichens des äußeren Feldes sowie der Wahl der Messung in Transmission oder Reflexion ergeben sich vier mögliche Konfigurationen. Der zeitliche Verlauf der Spannungssignale nach der Differenzbildung wird in Abbildung 136 für die unterschiedlichen Konfigurationen gezeigt. Die Messungen zeigen für beide Magnetfeldrichtungen (oben und unten) Reflexions- (links) und Transmissionsmessungen (rechts). Dargestellt werden jeweils die ersten 5 ns nach der Anregung, wobei die Darstellung 500 ps nach der Anregung beginnt. Für eine bessere Übersicht werden die einzelnen Messungen um 0,15 mV versetzt. Eine Messung in einem axialen Magnetfeld von +50 mT dient als Referenzmessung.

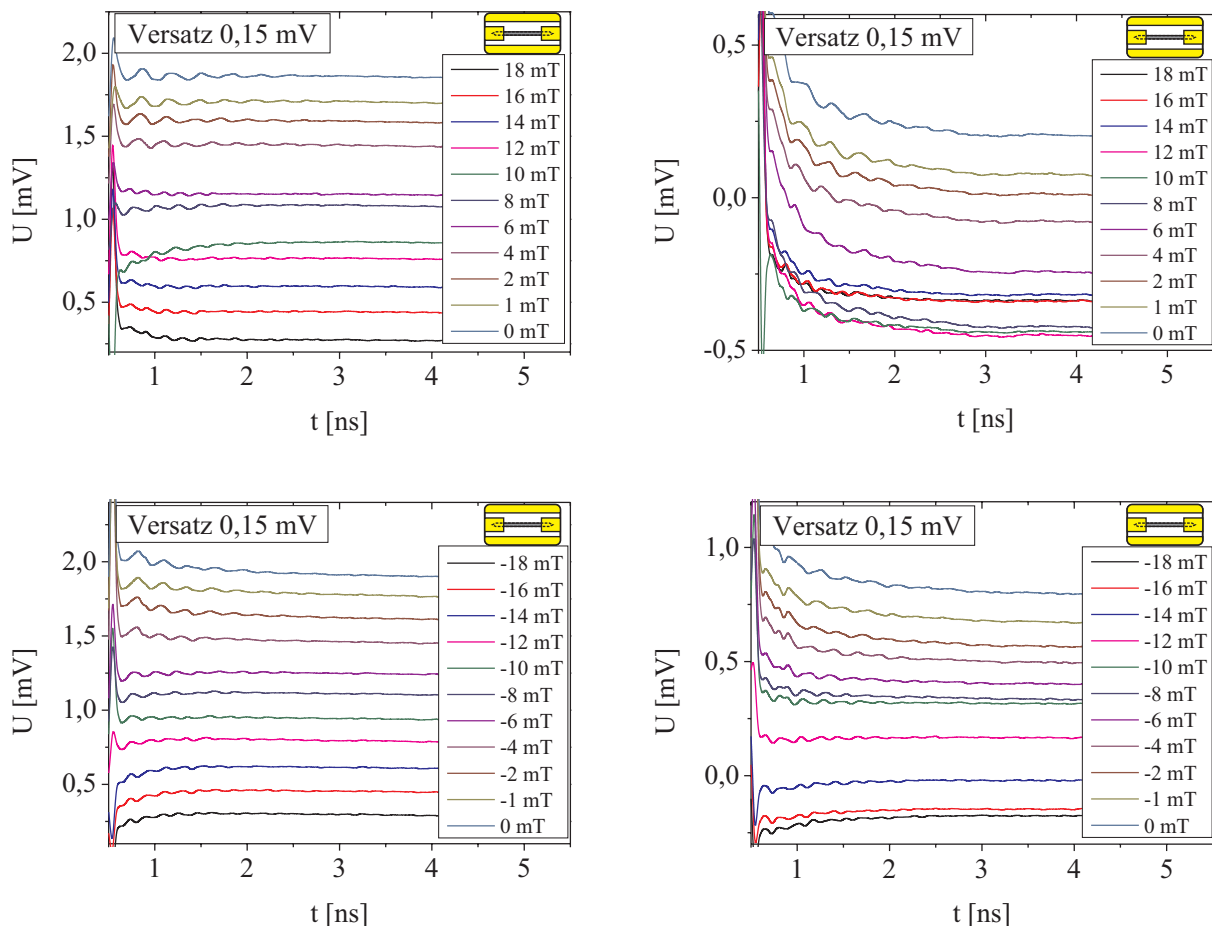


Abbildung 136: Gefilterte Nutzsignale bei Anregung mit einer Stufe. Positives Magnetfeld (oben), aufgenommen in Reflexion (links) und Transmission (rechts). Negatives Magnetfeld (unten) aufgenommen in Reflexion (links) und Transmission (rechts).

Die Einzelmessungen werden für eine Reihe von externen Feldern im Bereich bis 18 mT wiederholt. In allen dargestellten Messungen ist die Oszillation der Spannung durch die hochfrequente Präzessionsbewegung der Permalloy-Magnetisierung zu erkennen.

Oben links werden die Reflexionsmessungen für positive Felder dargestellt. Die Amplitude der Spannung beträgt im Nullfeld etwa 1 ns nach der Anregung  $68 \mu\text{V}$ . In den dazugehörigen Transmissionsmessungen (oben rechts) beträgt die Amplitude der Spannungsvariationen nur etwa  $14 \mu\text{V}$ . Beim Vergleich der Transmissionsmessungen mit den Reflexionsmessungen fällt diese reduzierte Signalamplitude auf. Des Weiteren zeigt sich in Transmission für den Zeitbereich bis etwa 2 ns ein kontinuierliches Abfallen des Signals. Die Ursache für das Auftreten dieses Artefaktes kann im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Ein thermischer Effekt durch Joulesche Erwärmung des Drahtes ist nicht dafür verantwortlich, da die Erwärmung auch in der Referenzmessung auftritt und durch die Differenzbildung verschwindet. Die unterschiedliche Signalform für Reflexions- bzw. Transmissionsmessungen ist aber aufgrund der unterschiedlichen Signalwege nicht ungewöhnlich und rein technischer Natur.

Für negative externe Magnetfelder ergeben sich analog die in Abbildung 136 unten dargestellten Verläufe, wobei die Referenzmessung hier bei  $-50 \text{ mT}$  durchgeführt wird. Die Amplitude im Nullfeld etwa 1 ns nach der Anregung beträgt hier in Reflexion  $64 \mu\text{V}$ , im Falle der Transmissionsmessung  $27 \mu\text{V}$ .

Vergleicht man die Spannungsverläufe für positive und negative Felder, so kann man qualitativ keine großen Unterschiede feststellen. Die Reflexionsmessungen zeigen einen nahezu konstanten Untergrund, wohingegen in Transmission dieser zeitlich nicht konstant ist. Die Signalamplitude ist in Reflexion für beide Feldrichtungen vergleichbar, im Fall der Transmissionsmessungen ist die Amplitude um einen Faktor 2-3 reduziert.

Zur Abschätzung des erzeugten Transversalfeldes wird der in Kapitel 4.2 ermittelte Kalibrierungsfaktor  $\frac{dB}{dt} = 0,524 \frac{\text{T}}{\text{A}}$  (82) verwendet. Aus der Höhe des transmittierten Signals von  $109 \text{ mV}$  lässt sich ein Probenstrom von etwa  $2,18 \text{ mA}$  berechnen. Demnach beträgt das erzeugte transversale Magnetfeld etwa  $1,14 \text{ mT}$ .

Der Grund dafür, dass die Referenzmessungen mit äußerem Feld entlang des Nanodrahtes und nicht mit einem dazu senkrechten Feld durchgeführt werden, liegt im Magnetowiderstand des Nanodrahtes begründet. Bei transversal zum Nanodraht angelegten Magnetfeldern ändert sich der Widerstand aufgrund des GMR-Effektes im %-Bereich, sodass das Signal nicht als Referenzsignal verwendet werden kann.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich mit dem gewählten Aufbau die Präzessionsbewegung der Magnetisierung der NiFe-Elektrode nachweisen lässt. Allerdings ist das Signal sehr klein und für eine quantitative Auswertung nicht optimal. Die Messungen in Reflexion zeigen hier noch das bessere Signal. Im weiteren Verlauf werden nun Möglichkeiten gezeigt, das Nutzsignal zu vergrößern.

#### 4.4.3.2.b Messungen mit zwei Flanken und Leistungsteiler

Die Höhe des Nutzsignales ist direkt proportional zur Widerstandsvariation des Nanodrahtes bei der Präzessionsbewegung der Magnetisierung. Diese Widerstandsvariation ist für einen gegebenen Nanodraht umso größer, je größer die Amplitude der Präzessionsbewegung oder, anders ausgedrückt, der Auslenkungswinkel ist. Die Amplitude wird durch die Änderung des effektiven Feldes bestimmt, die durch das transversale Oerstedfeld des Stromes vermittelt wird. Eine Auslenkung zu größeren Winkeln ist durch ein stärkeres Transversalfeld möglich. Eine Erhöhung des Transversalfeldes wird durch eine Erhöhung des Stromes erreicht. Allerdings ist die Höhe der Spannungsstufen der Abtastmodule nicht variierbar. Durch den Einsatz zweier Module zur Stufenerzeugung und der Kombination der Signale mit einem Leistungsteiler soll eine Stromerhöhung erreicht werden.

Der verwendete Messaufbau wird in Abbildung 137 dargestellt. Die Erzeugung zweier synchroner Spannungsflanken erfolgt mit den Modulen 1 und 2. Die gleichzeitig am Leistungsteiler ankommenden Spannungsflanken werden im Leistungsteiler kombiniert und das Ausgangssignal des Leistungsteilers zur Anregung der Probe benutzt und in Transmission mit Modul 3 gemessen. Als Leistungsteiler kommt ein MLDD (engl. „matched line directory divider“) [301] des Herstellers Krytar (Typ 6005265) zum Einsatz.

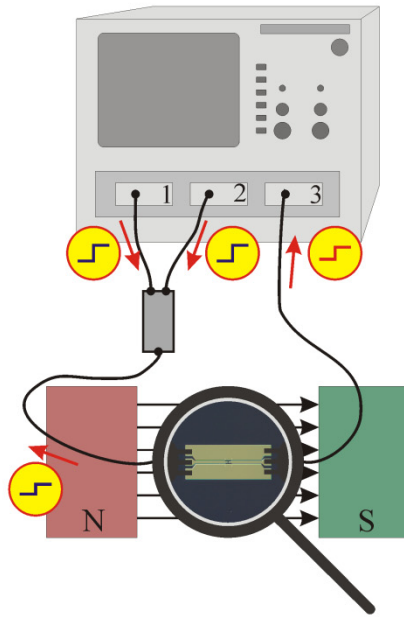


Abbildung 137: Schematische Darstellung des Messaufbaus für Messungen mit zwei Anregungsflanken und Leistungsteiler. Die von den Modulen 1 und 2 erzeugten Flanken werden im Leistungsteiler kombiniert. Das transmittierte Signal wird mit Modul 3 gemessen.

Zunächst wird das mit dem dargestellten Messaufbau resultierende Anregungssignal untersucht. Dazu wird in Abbildung 138 eine TDR-Messung eines lithographischen koplanaren Wellenleiters gezeigt. Der Wellenleiter ist in diesem Fall nicht durch einen Nanodraht unterbrochen. In den beiden reflektierten Signalen der Module 1 und 2 (Blautöne) ist der Leistungsteiler in Form eines linearen Spannungsanstiegs im Bereich ab etwa 12 ns zu erkennen.

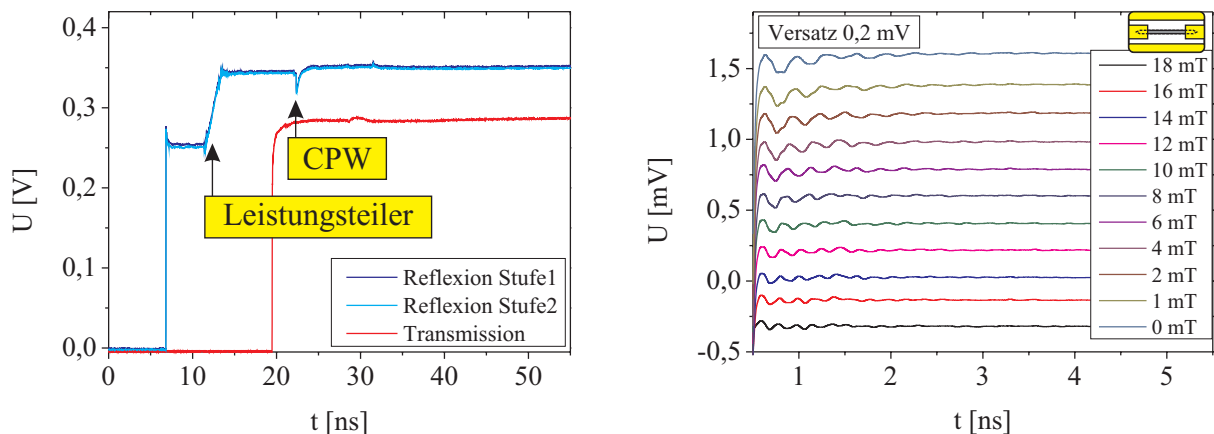


Abbildung 138: Links wird der typischer Verlauf einer TDR-Messung an einem koplanaren Wellenleiter ohne Nanodraht mit zwei kombinierten Anregungsflanken gezeigt. Die Messungen rechts zeigen eine Messreihe mit zwei Anregungsstufen bei verschiedenen axialen, äußeren Magnetfeldern.

Der Plateauwert von 345 mV entspricht einer teilweisen Reflexion des Signals am Leistungsteiler. Nach etwa 22,5 ns ist der Einfluss des Wellenleiters als kurzzeitiger Einbruch des Signals sichtbar. Das durch den Wellenleiter transmittierte Signal ist ebenfalls (in rot) dargestellt. Die Spannung am Eingang des Oszilloskops beträgt in diesem Fall etwa 284 mV (zum Zeitpunkt 24 ns) und ist damit etwa 30 mV höher als eine einzelne Anregungsflanke.

Im Falle eines Wellenleiters mit Nanodraht gelingt eine Erhöhung des transmittierten Signals von 109 mV im Falle einer einzelnen Stufe auf etwa 130 mV. Der Probenstrom erhöht sich von 2,18 mA auf etwa 2,60 mA. Dadurch erhöht sich das zur Verfügung stehende Transversalfeld um etwa 20 % von 1,14 mT auf 1,36 mT.

In Abbildung 138 (rechts) sind die Resultate einer Messreihe im positiven externen Magnetfeld gezeigt. Im Vergleich zu den Messungen mit einer Stufe ist in diesen Transmissionsmessungen die Amplitude der Spannungsvariationen vergrößert und die Präzessionsbewegung der Magnetisierung deutlicher im Signal zu erkennen. Bei der Messung im Nullfeld beträgt die Signalhöhe etwa 1 ns nach der Anregung 114  $\mu\text{V}$ . Die Signalamplitude konnte demnach durch die Verwendung des Leistungsteilers um etwa 70 % erhöht werden.

Trotz der gelungenen Erhöhung des Nutzsignals wird die erhoffte Verdoppelung des Stromes mit diesem Aufbau nicht erreicht. Deshalb wird im weiteren Verlauf ein neuer Ansatz untersucht.

#### 4.4.3.2.c Messungen mit zwei gegenläufigen Flanken

Die Messungen mit zwei Flanken und einem Leistungsteiler haben zwar zu einer deutlichen Erhöhung des Nutzsignals, aber nicht zu einer Verdopplung des Stromes geführt, sodass durch Stromerhöhung eine weitere Erhöhung des Nutzsignals möglich sein sollte. Um eine weitere Erhöhung des Stromes zu erreichen, wird wieder der aus Abbildung 134 bekannte Messaufbau mit zwei TDR-Modulen verwendet, wobei jetzt beide Module sowohl zur Flankenerzeugung als auch zur Messung benutzt werden. Die Module werden so eingestellt, dass sich die erzeugten Spannungsflanken im Vorzeichen unterscheiden. Die Flanke des ersten Moduls ist positiv, die des zweiten negativ. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  ns treffen beide Flanken auf den Nanodraht. Die von den einzelnen Flanken erzeugten Oerstedfelder sind in dieselbe Raumrichtung orientiert, sie verstärken sich also (siehe Schema Abbildung 139 links).

Die Bezeichnung der Messungen erfolgt in Anlehnung an die Untersuchungen mit einer Stufe folgendermaßen: Messungen mit Modul 1 werden als Reflexionsmessungen bezeichnet, Messungen mit Modul 2 als Transmissionsmessungen. Durch die Fehlanpassung der Struktur werden die Signale teilweise am Nanodraht reflektiert und mit dem transmittierten Signal des anderen Kanals überlagert. In der TDR-Messung (nicht dargestellt) wird ein Spannungspegel von näherungsweise 275 mV gemessen. Demnach beträgt der Probenstrom jetzt nahezu 5,5 mA. Der resultierende Stromfluss ist also im Vergleich zur Verwendung von einer Stufe etwa verdoppelt. Mithilfe des Kalibrierungsfaktors folgt aus dem Probenstrom ein resultierendes Transversalfeld von 2,88 mT.

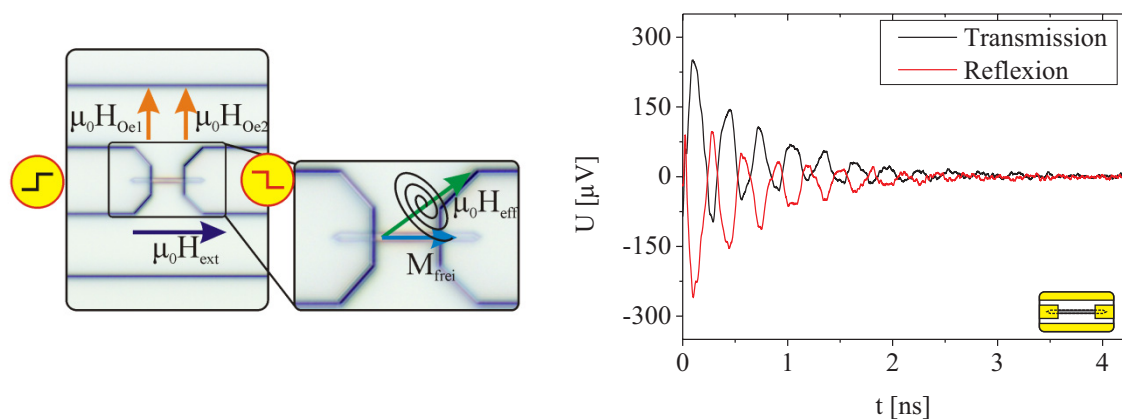


Abbildung 139: Schematische Darstellung der Magnetfelder in einer Mikroskopaufnahme und der resultierenden Präzessionsbewegung der Magnetisierung (links). Die resultierenden, gefilterten Nutzsignale (rechts) nach Anregung mit zwei gegenläufigen Flanken in einem externen Magnetfeld von 1 mT zeigen eine gedämpfte Schwingung. Die Anregung findet im gewählten Maßstab zum Zeitpunkt  $-50$  ps statt.

Analog zu den bisherigen Messungen wird die Referenzmessung in einem Magnetfeld von 50 mT durchgeführt. Das Nutzsignal beim gewünschten (kleineren) Magnetfeld wird durch Differenzbildung beider Messungen erhalten. In Abbildung 139 (rechts) wird beispielhaft das Nutzsignal nach

Anwendung eines Anstiegszeitfilters mit 50 ps gezeigt. Die Messung findet in einem axialen Magnetfeld von 1 mT statt. Sowohl in Transmission als auch in Reflexion ist deutlich die gedämpfte Schwingung aufgrund der Präzessionsbewegung der Magnetisierung zu erkennen. In dieser Messung können bis zu 10 Schwingungen identifiziert werden. Ein kontinuierlicher Anstieg (Abfall) des Untergrundes für etwa 2 ns bewirkt eine gewisse Asymmetrie der beiden Signale. Die maximale Amplitude des Spannungssignals beträgt über 250  $\mu\text{V}$ . Beide Signale weisen eine Phasenverschiebung von etwa  $180^\circ$  auf. Die Phasenverschiebung folgt direkt aus der Art der Signalentstehung. Die Präzession moduliert den Widerstand. Nimmt der Widerstand durch die Präzession zu, nimmt die Transmission ab, die Reflexion zu. Nimmt der Widerstand ab, nimmt die Reflexion ab und die Transmission zu. Die Ursache für die Asymmetrie des Signals wird nicht genauer untersucht. Als mögliche Ursache kommt das Streufeld der Referenzelektrode in Frage (siehe auch Kapitel 4.2.3.2), welches dafür sorgt, dass das effektive Feld bereits im Gleichgewicht aus der Richtung des Nanodrahtes heraus orientiert ist. Die Präzessionsbewegung erfolgt dann bezüglich der Achse des Nanodrahtes asymmetrisch.

In Abbildung 140 werden die Resultate einer Serie von Messungen bei unterschiedlichen externen Magnetfeldern im Bereich bis 18 mT gezeigt. Für eine bessere Übersicht werden nachfolgende Messungen um 0,3 mV nach oben verschoben. Die Zunahme der Präzessionsfrequenz für größere äußere Magnetfelder ist in dieser Darstellung bereits deutlich zu erkennen. Des Weiteren nimmt die Oszillationsamplitude für größere Felder ab. Die Erklärung für dieses Verhalten ist die Präzession der Magnetisierung um das effektive Feld, welches im Verlauf der Messreihe sowohl Betrag als auch Richtung ändert. Die Auslenkung der Magnetisierung aus der Richtung des Drahtes ist für kleine externe Felder größer als im Falle größerer externer Felder. Die Widerstandsänderung und damit auch das Messsignal sind für kleine Auslenkungen proportional zur Auslenkung.

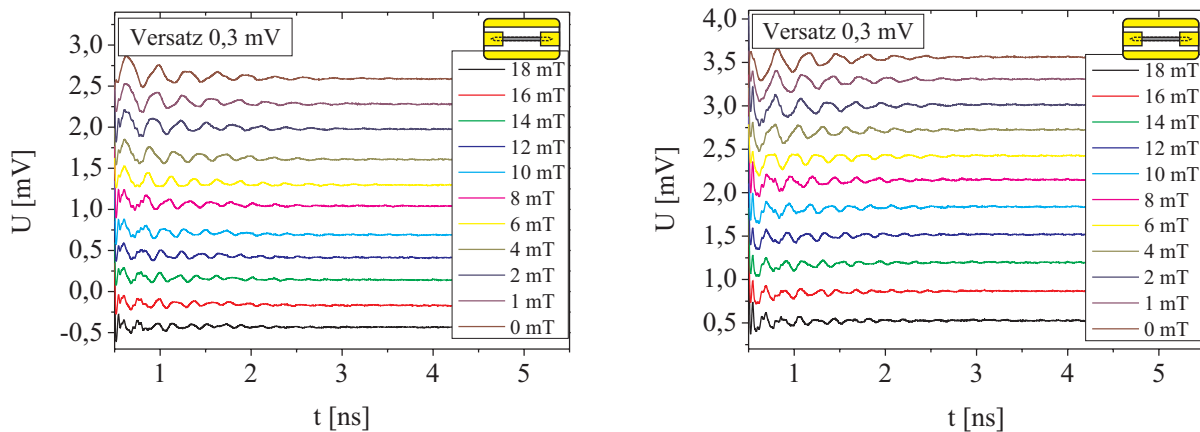


Abbildung 140: Serie von Transmissionsmessungen bei Variation des externen Magnetfeldes im Bereich bis 18 mT bei Anregung mit zwei entgegengesetzten Stufen (links). Die dazu gehörigen Reflexionsmessungen sind rechts dargestellt.

Aus Einzelmessungen wird der zugrundeliegende Gilbert-Dämpfungsparameter  $\alpha$  bestimmt. Die Vorgehensweise wird im Folgenden an einem Beispiel (siehe Abbildung 141 links) diskutiert. Aus der Anpassung der Einhüllenden der gedämpften Schwingung wird zunächst die Abklingkonstante  $\tau$  bestimmt und daraus der Dämpfungsparameter (mit (120)). Das Verfahren wird zunächst an Simulationsdaten getestet, wobei der ursprünglich in der Simulation vorgegebene Dämpfungsparameter mit einer Abweichung von weniger als 2 % bestimmt werden kann. Die Analyse der experimentellen Daten wird aber durch die Asymmetrie der Messungen erschwert. Zur Auswertung werden deshalb aus dem asymmetrischen Signal durch die getrennte Analyse der „oberen“ und „unteren“ Einhüllenden zwei Werte für  $\tau$  ermittelt. Aus den beiden ermittelten Werten im dargestellten Beispiel resultieren für den Dämpfungsparameter Werte von 0,014 und 0,012. Im Mittel aller analysierten Messungen ergibt sich:

$$\alpha = (0,013 \pm 0,002) \quad (124)$$

Dieser Wert des Dämpfungsparameters ist mit dem durch Messungen im Frequenzbereich (Kapitel 4.3.1.2.c) ermittelten Wert innerhalb der Fehlergrenzen vereinbar. Auch in der Literatur finden sich dazu übereinstimmende Werte für NiFe [292]. Im Allgemeinen ist aber davon auszugehen, dass der Dämpfungsparameter einer Schicht in einem GMR-Schichtsystem im Vergleich zur Einzelschicht erhöht ist, da an der Grenzfläche zur nicht magnetischen Zwischenschicht ein weiterer Dämpfungsterm auftreten kann ([265], [188]).

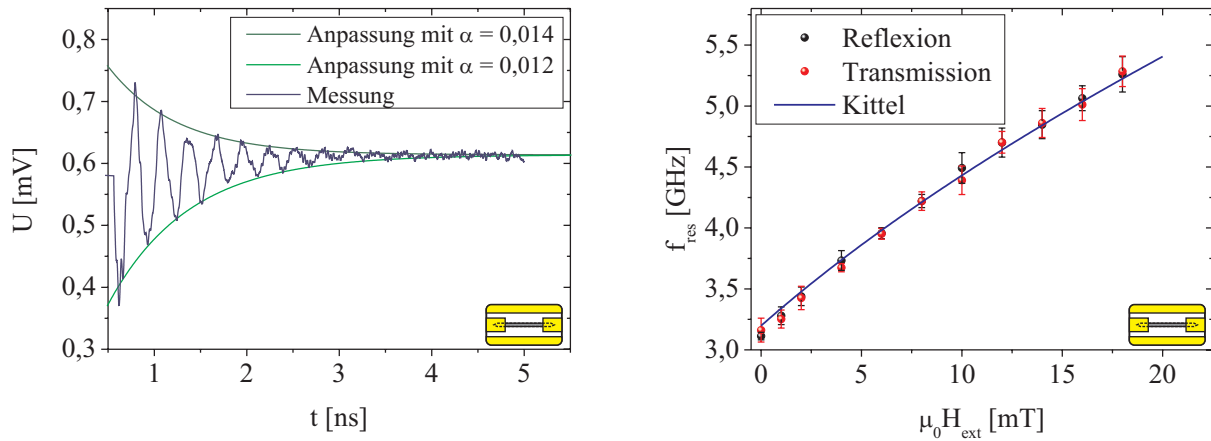


Abbildung 141: Anpassung der Einhüllenden zur Ermittlung der Abklingkonstanten  $\tau$  (links). Das Beispiel zeigt das Differenzsignal einer Messung bei 2 mT in Reflexion (links). Aus den Messdaten ermittelte Resonanzfrequenzen als Funktion des externen Magnetfeldes und der nach der Kittelformel erwartete Verlauf (rechts).

Des Weiteren wird aus der Messreihe die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld ermittelt. Die Resonanzfrequenz wird aus der Schwingungsdauer bestimmt, welche trivial mittels Abzählen von möglichst vielen Schwingungen und Abmessen der dazu benötigten Zeit bestimmt wird. Mehrere Alternativen zur Bestimmung der Präzessionsfrequenz sind denkbar, beispielsweise die Analyse des Messsignals mittels FFT oder die Anpassung einer gedämpften Sinusschwingung an das Spannungssignal. Diese Verfahren können allerdings bei asymmetrischen oder kleinen Signalen zu relativ großen Ungenauigkeiten führen, weshalb das manuelle Verfahren für die Auswertung bevorzugt wird. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass in der FFT-Analyse zwei Frequenzen nachgewiesen werden können. Eine Frequenz stimmt etwa mit der manuell ermittelten Frequenz überein und nimmt mit steigendem Magnetfeld zu. Die zweite Frequenz liefert einen deutlich niedrigeren Beitrag und liegt bei allen Messungen dieser Serie bei etwa 7,9 GHz. Diese Komponente wird der Referenzmessung bei 50 mT zugeordnet.

In Abbildung 141 (rechts) werden die ermittelten Resonanzfrequenzen über das externe Feld aufgetragen. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Frequenzen aus Transmissions- und Reflexionsmessung überein. Die Resonanzfrequenzen nehmen erwartungsgemäß mit steigendem Magnetfeld zu. Im Nullfeld beträgt die ermittelte Resonanzfrequenz  $(3,14 \pm 0,06)$  GHz. Bei 18 mT werden bereits  $(5,27 \pm 0,14)$  GHz beobachtet. Der aus der Kittelformel erwartete Verlauf ist ebenfalls eingezeichnet (blaue Linie). Dem gezeigten Verlauf liegen eine Sättigungsmagnetisierung von 800 kA/m, die weiter oben ermittelten Demagnetisierungsfaktoren sowie ein g-Faktor von 2,17 zugrunde. Die Übereinstimmung zwischen der Anpassung und den Messwerten ist akzeptabel.

Der mittlere g-Faktor wird durch Auswertung mehrerer Messreihen ermittelt. Er beträgt:

$$g = 2,17 \pm 0,05 \quad (125)$$

Dieser Wert liegt im typischen Bereich der Literaturwerte für Permalloy (2,08 [302], 2,1 [303], 2,21 [286]).

#### 4.4.3.2.d Vergleich: Simulation und Experiment

In Abbildung 142 werden Messungen direkt mit Simulationsdaten verglichen. In der linken Darstellung wird der zeitliche Verlauf des Messsignals und der simulierte zeitliche Verlauf der transversalen Magnetisierungskomponente aufgetragen. Im Beispiel wird eine Messung in einem externen Feld von 1 mT bei Anregung mit zwei Stufen ohne zeitlichen Versatz gezeigt. Die Simulation basiert auf der Standardgeometrie mit  $M_S = 860$  kA/m,  $\alpha = 12,8 \cdot 10^{-3}$  und einem externen Feld von 800 A/m ( $\mu_0 H \approx 1$  mT). Die transversale Feldstufe hat in diesem Fall eine Höhe von 1,75 kA/m ( $\mu_0 H \approx 2,2$  mT). Der Vergleich zeigt insgesamt eine akzeptable Übereinstimmung. Die Frequenz des Messsignals ist gegenüber der Simulation leicht erhöht. Auffällig ist die Asymmetrie des Messsignals, die in der Simulation nicht auftritt.

In Abbildung 142 (rechts) wird außerdem der (mittlere) gemessene Verlauf der Resonanzfrequenz als Funktion des äußeren Feldes mit Simulationsdaten verglichen. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmt der Verlauf zwar überein, die aus den Simulationen ermittelten Frequenzen liegen aber tendenziell unter den gemessenen Werten. Die Abweichungen treten aufgrund des in den Simulationen verwendeten Wertes für die Sättigungsmagnetisierung von 860 kA/m (die Anpassung der experimentellen Werte ergibt 800 kA/m) sowie des g-Faktors für freie Elektronen auf (siehe dazu auch Diskussion in 4.3.2.5).

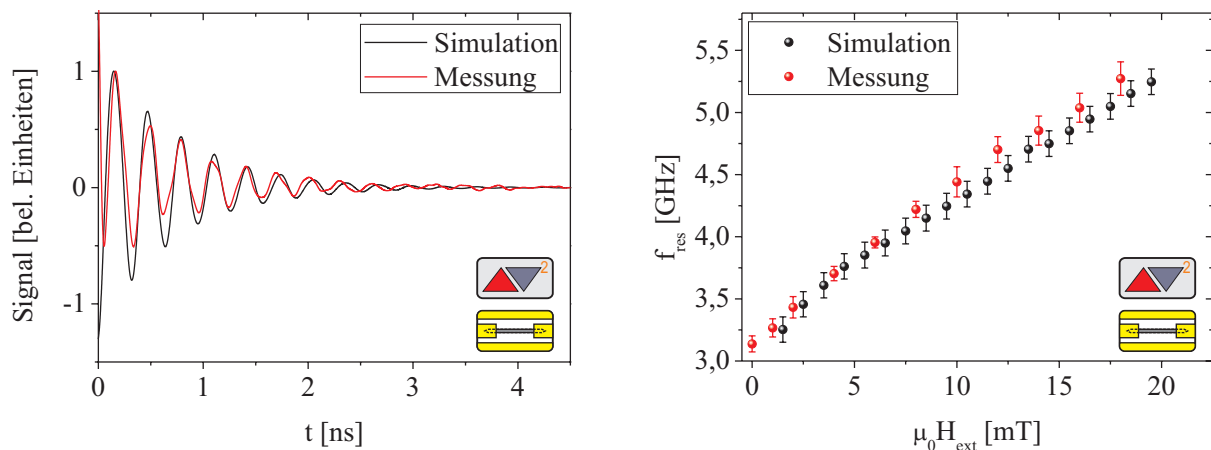


Abbildung 142: Direkter Vergleich des zeitlichen Signalverlaufs einer Messung und einer entsprechenden mikromagnetischen Simulation (links). Gemessener und simulierter Verlauf der Resonanzfrequenz als Funktion des externen, axialen Magnetfeldes (rechts).

#### 4.4.3.2.e Vergleich der Resultate mit Frequenzbereichsmessungen

Im folgenden Abschnitt wird der im Zeitbereich ermittelte Verlauf der Resonanzfrequenz als Funktion des äußeren Feldes mit den entsprechenden Ergebnissen aus Frequenzbereichsmessungen (Kapitel 4.3) verglichen. Zur Orientierung werden auch die aus dem letzten Abschnitt bekannten Simulationsergebnisse mit dargestellt. Die beiden verwendeten Methoden werden für die Untersuchung von GMR-Nanodrähten bewertet. Dazu werden in Abbildung 143 zunächst die mit den unterschiedlichen Methoden ermittelten Resultate gemeinsam dargestellt.

Beim Vergleich der unterschiedlichen Methoden fällt auf, dass sich der zugängliche Feldbereich stark unterscheidet. Während im Frequenzbereich die Bestimmung der Resonanzfrequenz bis in den Magnetfeldbereich von 300 mT möglich ist, ist der zugängliche Feldbereich im Zeitbereich deutlich kleiner. Die Ergebnisse beschränken sich bei dieser Methode (bei den hier verwendeten Proben) auf Magnetfelder bis etwa 20 mT.

Aus der Detaildarstellung in Abbildung 143 (rechts) ist eine geringe Abweichung der Resultate zu erkennen. Die mit den unterschiedlichen Methoden ermittelten Resonanzfrequenzen stimmen innerhalb ihrer Fehlergrenzen gerade nicht überein. Die im Frequenzbereich ermittelten Resonanzfrequenzen liegen systematisch bei niedrigeren Frequenzen, die mittlere Abweichung der Werte beträgt etwa 8 %. Eventuell lassen sich die niedrigeren Resonanzfrequenzen mit der FMR-Methode im Frequenzbereich auf eine stärkere Erwärmung des Nanodrahtes durch den hochfrequenten Wechselstrom und der damit einhergehenden reduzierten Magnetisierung des



Nanodrahtes zurückführen. Die Resonanzfrequenz nimmt im Allgemeinen mit der Sättigungsmagnetisierung des Materials zu (siehe z. B. Abbildung 128 oder (47)).

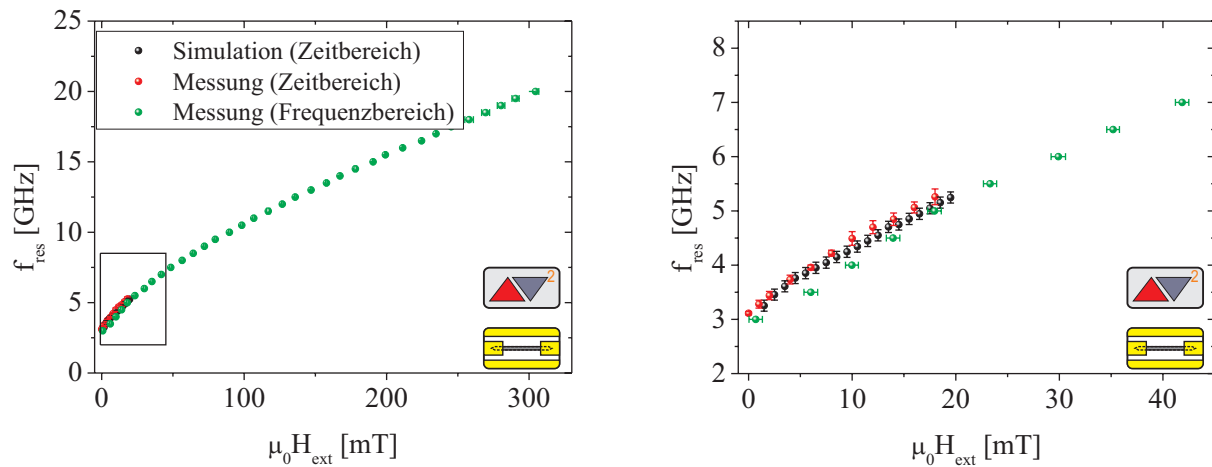


Abbildung 143: Resonanzfrequenzen der freien Elektrode von 90°-GMR-Nanodrähten als Funktion des äußeren Magnetfeldes. Die mikromagnetischen Simulationen basieren auf einem NiFe-Streifen ohne zusätzliche magnetische Schichten. Links: Gesamter untersuchter Feldbereich, rechts: Detaildarstellung des links markierten Bereichs bis 45 mT.

Insgesamt wird festgehalten, dass beide Methoden ihre Stärken und Schwächen haben. Während die ferromagnetische Resonanz im Zeitbereich für die hier durchgeführten Untersuchungen nur in kleinen äußeren Magnetfeldern genutzt werden kann, ist der Feldbereich der FMR im Frequenzbereich stark vergrößert. Allerdings ist die Schwierigkeit der Bestimmung des Resonanzfeldes bei niedrigen Feldern eine Schwäche dieser Methode, da es zu einer Überlagerung der bei kleinen positiven und negativen Feldern auftretenden Resonanzen kommt. Die beiden Methoden werden deshalb als komplementäre Methoden angesehen.

#### 4.4.3.2.f Anregung mit abgestufter Feldflanke

Aus Kapitel 4.4.2.2.a ist das Konzept des parametrischen Pumpens bekannt. Diese Technik bietet die Möglichkeit, eine Präzessionsbewegung durch eine zusätzliche transversale Magnetfeldstufe gezielt zu manipulieren. Durch zeitlich präzise aufeinander abgestimmte Feldflanken kann die Amplitude der Präzessionsbewegung vergrößert oder ausgelöscht werden. Durch mikromagnetische Simulationen wird im genannten Kapitel gezeigt, dass bei abgestuften Feldflanken mit einer Stufenbreite, die der halben Periodendauer entspricht, eine Auslöschung der Oszillation auftritt. Hohe Amplituden treten dann auf, wenn der zeitliche Versatz einem ganzzahligen Vielfachen der Präzessionsfrequenz entspricht. Die höchste Amplitude wird ohne Versatz beobachtet.

Im Folgenden wird dieses Prinzip in der Messung angewandt, wobei der aus Kapitel 4.4.3.2.c bekannte Messaufbau verwendet wird. Es wird weiterhin mit zwei gegenläufigen Spannungsflanken gearbeitet, der wesentliche Unterschied ist die gezielte zeitliche Verzögerung von einer dieser Spannungsflanken. Diese zeitliche Verzögerung bewirkt eine spätere Ankunft einer Flanke am Nanodraht. Das Oerstedfeld besitzt dadurch eine Stufe. Die einstellbare Verzögerung ist vom verwendeten TDR-Modul abhängig und beträgt bis zu  $\pm 250$  ( $\pm 50$ ) ps mit dem 80E10 (80E4) Abtastmodul. Die Verzögerung wird typischerweise dazu benutzt, Laufzeitunterschiede auszugleichen und Signale an einer bestimmten Stelle im Experiment zu synchronisieren.

Die Messungen werden folgendermaßen durchgeführt: In einer Messreihe wird die Verzögerung einer Flanke schrittweise bis auf 250 ps vergrößert. Die Schrittweite beträgt 6,25 ps. Für jede Verzögerung wird eine Messung in einem Feld von 1 mT und eine Referenzmessung bei 50 mT durchgeführt und das Differenzsignal gebildet. Aus den Differenzsignalen wird im Bereich 0,5 ns nach der Anregung die Amplitude bestimmt und diese als Funktion der Verschiebung dargestellt. Aus der Periodizität des Signals wird die Periodendauer ermittelt. Der Nullpunkt entspricht der Verschiebung mit dem maximalen Signal. Das auf diese Weise normierte Signal ist in Abbildung 144 (rechts) dargestellt. Die

Periodendauer beträgt in diesem Fall  $(270 \pm 25)$  ps, entsprechend einer Frequenz von  $(3,70 \pm 0,35)$  GHz. Die Ermittlung der Periodendauer ist aufgrund des asymmetrischen Messverlaufs nur mit einem relativ großen Fehler möglich. Die Resonanzfrequenz wird auch mittels FFT aus Einzelmessungen zu  $(3,3 \pm 0,3)$  GHz bestimmt. Im Rahmen ihrer Fehler sind die Resonanzfrequenzen vereinbar.

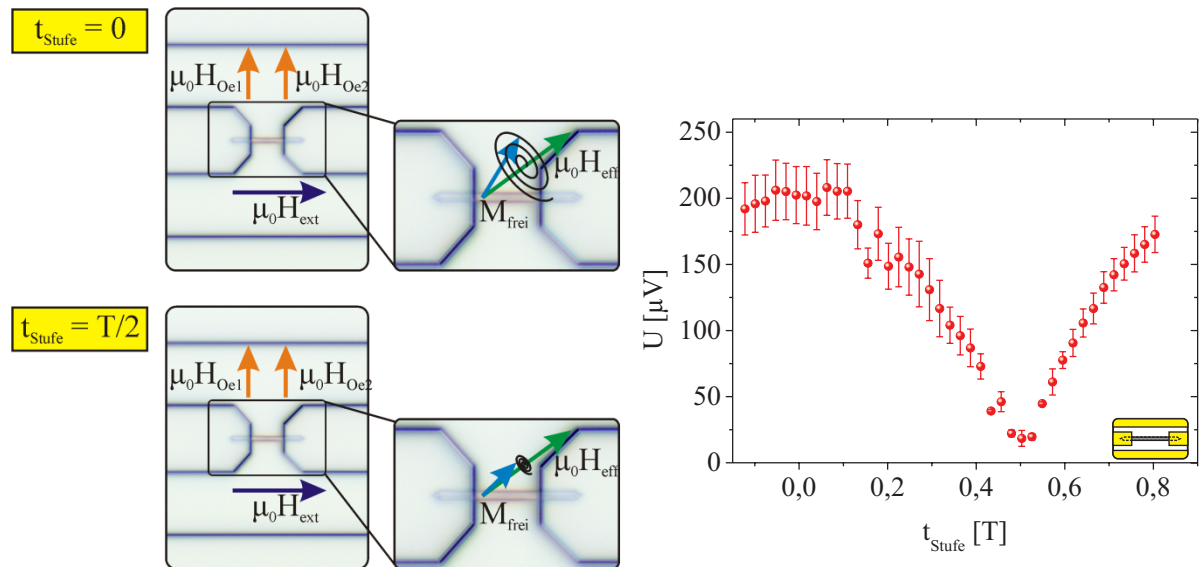


Abbildung 144: Schematische Darstellungen der Magnetfelder und der Präzessionsbewegung in Mikroskopaufnahmen der Probengeometrie für zwei unterschiedliche Stufenbreiten (links). Erreichen die Stufen den Nanodraht gleichzeitig, erfolgt eine Bewegung mit maximaler Amplitude. Erreicht die zweite Stufe den Nanodraht um  $T/2$  später, wird die Präzessionsbewegung nahezu ausgelöscht. Aus Einzelmessungen ermittelte Amplituden des Nutzsignals im Bereich um 0,5 ns als Funktion der Stufenbreite, normiert auf die Periodendauer (rechts).

Im Falle der gleichzeitigen Ankunft beider Flanken beträgt die Amplitude des Differenzsignals in dieser Messreihe etwa 200  $\mu\text{V}$ . Wird nun der Versatz erhöht, nimmt die Amplitude kontinuierlich ab. Die Amplitude für Verschiebungen um  $T/2$  beträgt weniger als 20  $\mu\text{V}$ . Das Signal wird um mehr als eine Größenordnung reduziert. Nimmt der Versatz weiter zu, steigt das Signal, im Einklang mit dem oben dargestellten Modell, wieder an.

Das Auftreten von Messwerten bei nominell negativen Stufenbreiten lässt sich folgendermaßen erklären: Die Flankenerzeugung ist in den verwendeten TDR-Modulen nicht 100 % synchron, sodass das maximale Signal bei einer Verschiebung von etwa 30 ps auftritt. Ist dieser Versatz eingestellt, erreichen beide Flanken den Nanodraht gleichzeitig. Bei Verschiebungen von weniger als 30 ps erreicht die Flanke eines Moduls die Probe früher, bei Verschiebungen größer 30 ps die Flanke des anderen Moduls. Für die entstehende Feldform ist nicht ausschlaggebend, welche Flanke zuerst ankommt, da beide nominell zu einer identischen Oerstedfeldstufe führen.

In Abbildung 145 wird der zeitliche Verlauf jeweils zweier Differenzsignale dargestellt, für Messungen in Reflexion (links) und Transmission (rechts). Die dargestellten Messungen entsprechen einer Stufenbreite von einer halben Periodendauer ( $T/2$  (rot)) bzw. keiner Stufe (0 (schwarz)). Die Anregung findet im gewählten Maßstab bei  $-0,4$  ns statt. Im Falle von  $\Delta t = 0$  ist das Signal aufgrund der Präzessionsbewegung der Magnetisierung deutlich zu erkennen. Die Messungen mit  $\Delta t = T/2$  weisen lediglich ein geringes Signal mit erhöhter Frequenz auf, welches aufgrund der Präzessionsbewegung in der Referenzmessung auftritt.

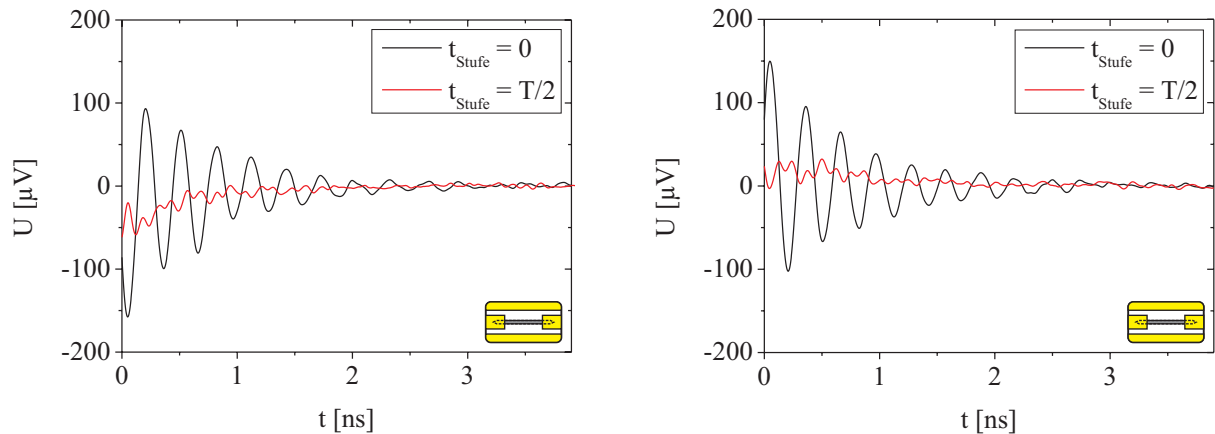


Abbildung 145: Vergleichende Darstellung von Einzelmessungen in Reflexion (links) bzw. Transmission (rechts) für zwei unterschiedliche Stufenbreiten. Entspricht die Stufenbreite  $T/2$ , wird die Präzessionsbewegung resonant unterdrückt und das Signal um mindestens eine Größenordnung reduziert.

In Abbildung 146 werden sämtliche Messungen der Messreihe für beide Kanäle in Form von Konturplots zusammengefasst. Für eine gute Vergleichbarkeit wird von allen Messungen der jeweilige, konstante Untergrund abgezogen, sodass nur die Oszillationsamplitude als Signal bleibt. Die Darstellung wird auf die Verschiebung in Einheiten der Periodendauer normiert. Unterschiedliche Kontraste ergeben sich aufgrund der Asymmetrie der Signale. In beiden Abbildungen ist die resonante Unterdrückung der Präzessionsbewegung bei einer Stufenbreite, die der halben Periodendauer entspricht, deutlich zu erkennen.

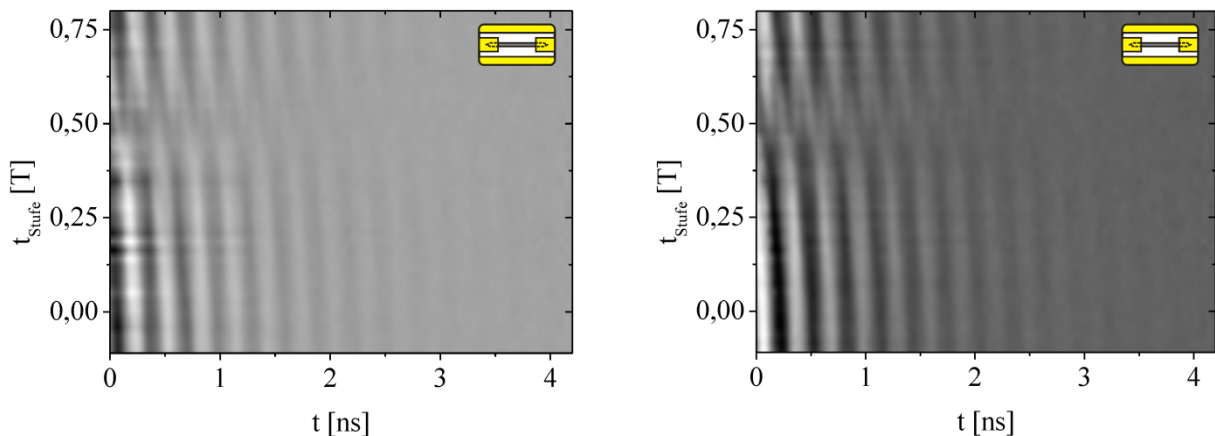


Abbildung 146: Darstellung aller Differenzsignale bei Variation der Stufenbreite bei einem axialen Magnetfeld von 1 mT, aufgenommen in Reflexion (links) und Transmission (rechts).

#### 4.4.4 Fazit

Im vorliegenden Kapitel wurde eine alternative Messmethode für die ferromagnetische Resonanz im Zeitbereich entwickelt. Die Methode beruht auf der periodischen Modulation des Widerstandes eines GMR-Nanodrahtes durch die abklingende Präzessionsbewegung der Magnetisierung der freien Elektrode nach einer transversalen, stufenförmigen Anregung. Die transversale Anregung geschieht durch das Oerstedfeld eines durch den Nanodraht fließenden elektrischen Stromes. Die Widerstandsmodulation führt zu einer messbaren Modulation der Spannung über dem Nanodraht. Das entwickelte Verfahren bietet die Möglichkeit, ferromagnetische Resonanz im Zeitbereich an einzelnen Nanodrähten zu messen und ist besonders für kleine äußere Magnetfelder geeignet.

Zusätzlich wurde die Optimierung des Messverfahrens hin zu einem möglichst großen Nutzsignal dargestellt. Die Anregung der Magnetisierung, anfänglich mit einer einzelnen Spannungsstufe durchgeführt, konnte durch die Verwendung einer zweiten Stufe und dem Zusammenführen beider Stufen mit einem speziellen Leistungsteiler verstärkt und dadurch das Nutzsignal von der Probe erhöht werden. Eine weitere Zunahme des Signals konnte durch die Verwendung zweier gegenläufiger, gegenpoliger Stufen erreicht werden. In Tabelle 10 werden die ermittelten Amplituden der einzelnen Verfahren noch einmal direkt gegenüber gestellt. Um den direkten Vergleich zu ermöglichen, wurden die beschriebenen Messungen an jeweils demselben Nanodraht durchgeführt.

Experiment	Oerstedfeld [mT]	Amplitude [ $\mu$ V]
Anregung mit einer Stufe in Reflexion	1,14	68
Anregung mittels Leistungsteiler kombinierter Stufen in Transmission	1,36	114
Anregung mit 2 Stufen	2,88	> 260

Tabelle 10: Gegenüberstellung der gemessenen Signalamplituden im Nullfeld etwa 1 ns nach der Anregung und ermittelte Oerstedfelder für die durchgeführten Experimente

Um die Leistungsfähigkeit der Methode zu demonstrieren, wurde aus den Messdaten der Dämpfungsparameter und der Landefaktor bestimmt. Die Dämpfung des untersuchten Nanodrahtes beträgt demnach  $\alpha = (0,013 \pm 0,02)$ , der Landefaktor  $g = 2,17 \pm 0,05$ . Diese Werte stimmen mit Literaturwerten für Permalloy gut überein. Des Weiteren wurde der Verlauf der Resonanzfrequenz als Funktion des externen Feldes bestimmt. Der Vergleich mit dem theoretischen Verlauf nach der Kittelformel zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung. Am Ende des Kapitels konnte schließlich die Technik des parametrischen Pumpens erfolgreich gezeigt werden. Die Präzessionsbewegung konnte durch zeitlich präzise abgestimmte Feldflanken gezielt manipuliert (ausgelöscht) werden. Entspricht die entstehende Stufenbreite der halben Periodendauer der Präzessionsbewegung, findet eine Auslöschung der Bewegung statt.

Abschließend werden Vorschläge für die weitere Optimierung der Methode aufgezählt. Eine weitere Erhöhung der Signalamplitude sollte durch bessere Anpassung von Nanodraht und Wellenleiter möglich sein, da die Verringerung der Reflexionen höhere Stromdichten und damit höhere Oerstedfelder ermöglicht. Der Einsatz einer Pulsquelle mit höheren Pulsen erhöht das zur Verfügung stehende Feld ebenfalls.

## 5. Zusammenfassung

Zu Beginn der Arbeit war der Fokus auf Domänenwände in GMR-Nanodrähten gerichtet. Es wurde beispielsweise durch Weiterentwicklung bekannter Konzepte eine schaltbare Domänenwandfalle hergestellt. Die Falle bedient sich der Streufelder zweier Nanomagnete, die sich nahe am Nanodraht befinden. Je nach magnetischer Konfiguration der seitlichen Nanomagnete wird im Draht eine Domänenwand fixiert oder nicht. Die Besonderheit der hergestellten Struktur besteht darin, dass die Domänenwandfalle ein- bzw. ausgeschaltet werden kann.

Bei Experimenten zur strominduzierten Domänenwandbewegung wurde der starke Einfluss des Oerstedfeldes auf die Magnetisierung der freien Elektrode in den verwendeten Strukturen sichtbar. Dieser Einfluss erweist sich als stark genug, um zusammen mit einer induzierten Dipolkopplung den magnetischen Zustand eines mehrere  $\mu\text{m}$  langen PSV-Nanodrahtes gezielt aus dem parallelen in den antiparallelen Zustand umzuschalten. Dieser Prozess, der als Oerstedschalten bezeichnet wird, stellt einen bisher in der Literatur nicht beschriebenen Umschaltprozess dar, der in lateralen PSV-Strukturen mit sehr dünnen freien Elektroden beobachtet werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit konnte nicht nur das einfache Umschalten demonstriert, sondern darüber hinaus gezeigt werden, dass durch das Oerstedschalten gezielt Teilbereiche von geraden Nanodrähten sowie komplette L-förmige Nanodrähte umgeschaltet werden können, selbst wenn sich bereits Domänenwände im Draht befinden.

Im nächsten Schritt wurde die Magnetisierung periodisch durch einen Wechselstrom ausgelenkt, ohne den magnetischen Zustand des Nanodrahtes umzuschalten. Durch die periodische Auslenkung der Magnetisierung und ein spezielles Bauteildesign wurde eine periodische, asymmetrische Widerstandsmodulation erreicht. Diese asymmetrische Widerstandsmodulation führt zur Entstehung einer Gleichspannung über dem Nanodraht. Als Konsequenz wird die Gleichrichtung eines Wechselstromes erreicht. Dieses neuentwickelte Spintronik-Bauteil, welches als laterale GMR-Diode bezeichnet werden kann, wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und modelliert. Bei hohen Frequenzen im GHz-Bereich wird durch das Einsetzen der ferromagnetischen Resonanz im Bauteil die erzeugte Gleichspannung weiter erhöht, sodass das Bauteil als Hochfrequenzdetektor eingesetzt werden kann. Die Entstehung der Gleichspannung im Bauteil konnte auch im Rahmen eines einfachen mathematischen Modells demonstriert werden.

Im weiteren Verlauf der Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Widerstandsmodulation eines GMR-Nanodrahtes auch für Messungen der ferromagnetischen Resonanz der freien Elektrode genutzt werden kann. Die FMR-Messungen wurden sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich durchgeführt.

Im Zeitbereich konnte durch eine zeitaufgelöste Spannungsmessung die FMR nachgewiesen werden, während im Frequenzbereich der Gleichrichtungseffekt genutzt werden konnte, um über die Gleichspannung die FMR direkt zu messen. In diesem Fall ist die Empfindlichkeit so hoch, dass sogar die Charakterisierung einzelner Nanostrukturen möglich war.

## 6. Anhang

### 6.1 Physikalische Konstanten und Literaturwerte

Bezeichnung	Formelzeichen		Wert	Quelle
Magnetische Feldkonstante	$\mu_0$	$\mu_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}$	$4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{A}^2}$	[206]
Elektrische Feldkonstante	$\epsilon_0$	$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	$8,8542 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$	[206]
Bohrsches Magneton	$\mu_B$	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$	$9,2740 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}$	[206]
Elementarladung	$e$		$1,6022 \cdot 10^{-19} \text{C}$	[206]
Lichtgeschwindigkeit	$c$		$2,9979 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	[206]
Plancksche Konstante	$h$		$6,626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$	[206]
Ruhemasse des Elektrons	$m_e$		$9,1094 \cdot 10^{-31} \text{kg}$	[206]
Gyromagnetisches Verhältnis (freies $e^-$ )	$\gamma$	$\gamma_{\text{frei}} = g \frac{\mu_B}{\hbar}$	$175,88 \frac{\text{GHz}}{\text{T}}$	[73]
Gyromagnetisches Verhältnis (NiFe)	$\gamma$	$\gamma_{\text{NiFe}} = g \frac{\mu_B}{\hbar}$	$190,75 \frac{\text{GHz}}{\text{T}}$	
(Landé) g-Faktor (freies $e^-$ )	$g_{\text{frei}}$		2,0023	[73]
(Landé) g-Faktor (NiFe)	$g_{\text{NiFe}}$		2,17	

Tabelle 11: Physikalische Konstanten

Material	$\sigma[\text{S/m}]$	Quelle
Ta	$7,1 \cdot 10^5$	[304]
NiFe	$1,4 \cdot 10^6$	[305]
Cu	$5,0 \cdot 10^7$	[306]
CoFe	$1,1 \cdot 10^6$	[307]
Ru	$2,1 \cdot 10^6$	[304]
PtMn	$2,9 \cdot 10^5$	[308]
CoFeB	$5,2 \cdot 10^5$	[309]

Tabelle 12: Verwendete Werte für die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  dünner Filme bei Raumtemperatur

## 6.2 Umrechnung von Einheiten und Bezugsgrößen

### 6.2.1 Magnetfeld und Flussdichte

Die SI-Einheit der magnetischen Feldstärke  $H$  ist  $A/m$ . Es wird auch die (veraltete) Einheit  $Oe$  (Oersted) des CGS-Systems verwendet. Die Umrechnungsvorschriften lauten:

$$1 \frac{kA}{m} = 12,566 Oe \quad (126)$$

$$1 Oe \approx 79,577 \frac{A}{m} \quad (127)$$

Der Betrag der magnetischen Flussdichte  $B$  in der SI-Einheit  $T = \frac{N}{Am} = \frac{Vs}{m^2}$  (Tesla) im Vakuum folgt aus  $B = \mu_0 H$ :

$$B[T] = 1,256 \cdot 10^{-6} \cdot H \left[ \frac{A}{m} \right] \quad (128)$$

Oder mithilfe der im CGS-System üblichen Einheit  $Gs$  (Gauß):

$$0,1 mT = 1 Gs = \mu_0 \cdot 1 Oe \approx \mu_0 \cdot 79,577 \frac{A}{m} \quad (129)$$

### 6.2.2 Magnetisierung und magnetisches Moment

Die Magnetisierung (Einheit  $A/m$ ) berechnet sich aus dem magnetischen Moment pro Volumen oder der Suszeptibilität  $\chi$  und der magnetischen Feldstärke:

$$\vec{M} = \frac{\vec{\mu}}{V} = \chi \vec{H} \quad (130)$$

Für das magnetische Moment eines Elektrons gilt:

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_B \cdot \frac{\vec{s}}{\hbar} = \gamma \vec{s} \quad (131)$$

mit dem Landé  $g$ -Faktor, dem Bohrschen Magneton  $\mu_B$ , dem Elektronenspin  $\vec{s}$  und dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$ . Die Einheit des magnetischen Moments ist  $Am^2$ .

Der Zusammenhang zwischen Magnetisierung, magnetischer Feldstärke und der Flussdichte lautet:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \vec{H} (1 + \chi) \quad (132)$$

### 6.2.3 Leistungspegel

Der Leistungspegel wird in dieser Arbeit in der Einheit dBm angegeben. Damit ist der Leistungspegel das Verhältnis der Leistung P zu einer Bezugsleistung von 1 mW. Die Umrechnungsvorschriften zwischen Leistungspegel und Leistung lauten:

- Umrechnung Leistung P[mW] in Leistungspegel  $L_P$ [dBm]:

$$L_P[\text{dBm}] = 10 \cdot \log_{10}(P[\text{mW}]) \quad (133)$$

- Umrechnung Leistungspegel  $L_P$ [dBm] in Leistung P[mW]:

$$P[\text{mW}] = 10^{\left(\frac{L_P[\text{dBm}]}{10}\right)} \quad (134)$$

### 6.2.4 Stromamplitude für verschiedene Leistungspegel an 50 $\Omega$

In der folgenden Tabelle werden für einige Leistungspegel an 50  $\Omega$  die nominellen Amplitudenwerte des Wechselstromes angegeben.

$L_P$ [dBm]	$I_{\text{Amplitude}}$ [mA]	$L_P$ [dBm]	$I_{\text{Amplitude}}$ [mA]
20	63,26	-5	3,56
15	35,57	-10	2,00
10	20,00	-15	1,12
5	11,25	-20	0,63
0	6,33	-25	0,36

Tabelle 13: Übersicht: Leistungspegel an 50  $\Omega$  und dazugehörige Stromamplituden



### 6.3 Beispielprogramm *Mumax 2*

Der folgende Programmcode zeigt beispielhaft ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Pythonskript, welches als Eingabedatei für die Simulationssoftware *Mumax 2* dient. Mithilfe des dargestellten Programmes wird die ferromagnetische Resonanz eines Streifens mit spitzen Enden im Zeitbereich simuliert. Die Anregung des Streifens erfolgt durch zwei transversale Feldstufen, die nicht über die gesamte Länge des Nanodrahtes angelegt werden, sondern nur im zentralen Bereich. Im nächsten Kapitel wird ein entwickeltes Shellskript kommentiert.

```
from mumax2 import *
from math import *
from mumax2_magstate import *
from mumax2_geom import *

#Festlegung der Zellenanzahl für die Dimensionen x, y, z
Nx = 2048
Ny = 128
Nz = 1
setgridsize(Nx, Ny, Nz)

#Einstellung der Gesamtgröße des simulierten Bereichs in m
sizeX = 16e-6
sizeY = 1e-6
sizeZ = 10e-9

#Definition der Zellengröße
setcellsize(sizeX/Nx, sizeY/Ny, sizeZ/Nz)

#Laden der benötigten Module
load('micromagnetism')
load('solver/rk12')

#Eingabe der Materialparameter
setv('Msat', 8.6e5)
setv('Aex', 13e-12)
setv('alpha', 12.8e-3)

#Zeit auf null setzen
setv('t', 0)

#Einstellung der Länge des ersten Intervalls
setv('dt', 1e-14)
#setv('m_maxerror', 1./1e5)

#Laden der Maskendatei für laterale Geometrie
setmask_file('Msat', 'wirecpw.png')

#Einstellen der Zeiten in s
#t_1: Dauer der Relaxationszeit vor der ersten Anregung
#t_step: Verzögerung zwischen der ersten und der zweiten Stufe
#t_2: Dauer der Relaxationszeit nach der Anregung
t_1=10e-9
t_step=600e-12
t_2=10e-9
```

```
#Einstellung der Stufenhöhen in A/m  
#x=Höhe der ersten Stufe  
#y=Höhe der zweiten Stufe  
x=875  
y=875
```

```
#Festlegung der Anfangsmagnetisierung  
m=[ [[1]] , [[0]] , [[0]] ]  
setarray ('m',m)
```

```
#Komponentenweise Definition der Magnetfelder in A/m während der ersten Relaxationsphase  
#H_ext: globales äußeres Magnetfeld  
#H_step1: Höhe erste Stufe  
#H_step2: Höhe zweite Stufe  
add_to('H_eff', 'H_ext')  
H_ext_x= 800  
H_ext_y= 0.0  
H_ext_z= 0.0  
setv('H_ext', [H_ext_x, H_ext_y, H_ext_z])
```

```
#Abspeichern des äußeren Feldes als png-Datei zu Kontrollzwecken  
save("H_ext", "png", [], )
```

```
add_to('H_eff', 'H_step1')  
H_step_x1= 0.0  
H_step_y1= 0.0  
H_step_z1= 0.0  
setv('H_step1', [H_step_x1, H_step_y1, H_step_z1])
```

```
#Abspeichern der ersten Stufe als png-Datei zu Kontrollzwecken  
save("H_step1", "png", [], )
```

```
add_to('H_eff', 'H_step2')  
H_step_x2= 0.0  
H_step_y2= 0.0  
H_step_z2= 0.0  
setv('H_step2', [H_step_x1, H_step_y1, H_step_z1])
```

```
#Abspeichern der zweiten Stufe als png-Datei zu Kontrollzwecken  
save("H_step2", "png", [], )
```

```
#Festlegung der in tabellarischer Form gespeicherten Größen  
autotabulate(["t", "H_ext", "H_step1", "H_step2", "<m>", "dt"], "Dateiname.odt", 1e-12)
```

```
#Start der Simulation  
run(t_1)
```

```
#Abspeichern der Magnetisierung als png-Datei zum Ende der ersten Relaxationsphase  
save("m", "png", [], )
```

```
#Einstellungen der ersten Stufe  
H_step_x1= 0.0  
H_step_y1= x  
H_step_z1= 0.0  
setv('H_step1', [H_step_x1, H_step_y1, H_step_z1])
```

*#Festlegung der lateralen Ausdehnung der Feldstufen*

```

mask1= makearray(3, Nx, Ny, Nz)
for i in range(Nz):
    for j in range(Nx):
        for k in range(Ny):
            if j > 512:
                if j < 1536:
                    mask1[0][j][k][i]= 0.0
                    mask1[1][j][k][i]= 1
                    mask1[2][j][k][i]= 0.0
            else:
                mask1[0][j][k][i]= 0.0
                mask1[1][j][k][i]= 0.0
                mask1[2][j][k][i]= 0.0
setmask('H_step1',mask1)

```

*#Feld im inneren Bereich*

*#Feld im äußeren Bereich*

*#Abspeichern der Feldstufe als png-Datei zu Kontrollzwecken*

```
save("H_step1", "png", [], )
```

*#Einstellungen der zweiten Stufe*

```

H_step_x2= 0.0
H_step_y2= 0.0
H_step_z2= 0.0
setv('H_step2', [H_step_x2, H_step_y2, H_step_z2])

```

*#Festlegung der lateralen Ausdehnung der zweiten Feldstufe*

```

mask2= makearray(3, Nx, Ny, Nz)
for i in range(Nz):
    for j in range(Nx):
        for k in range(Ny):
            if j > 512:
                if j < 1536:
                    mask2[0][j][k][i]= 0.0
                    mask2[1][j][k][i]= 1
                    mask2[2][j][k][i]= 0.0
            else:
                mask2[0][j][k][i]= 0.0
                mask2[1][j][k][i]= 0.0
                mask2[2][j][k][i]= 0.0
setmask('H_step2',mask2)

```

*#Feld im inneren Bereich*

*#Feld im äußeren Bereich*

*#Abspeichern der zweiten Feldstufe als png-Datei zu Kontrollzwecken*

```
save("H_step2", "png", [], )
```

*#Start der Simulation für die Stufendauer*

```
run(t_step)
```

*#Abspeichern der Magnetisierung als png-Datei zum Ende der Stufe*

```
save("m", "png", [], )
```

*#Einstellungen der ersten Stufe*

```

#set H_step1
H_step_x1= 0.0
H_step_y1= x
H_step_z1= 0.0
setv('H_step1', [H_step_x1, H_step_y1, H_step_z1])

```

*#Festlegung der lateralen Ausdehnung der ersten Stufe*

```
mask1= makearray(3, Nx, Ny, Nz)
for i in range(Nz):
    for j in range(Nx):
        for k in range(Ny):
            if j > 512:
                if j < 1536:
                    mask1[0][j][k][i]= 0.0
                    mask1[1][j][k][i]= 1
                    mask1[2][j][k][i]= 0.0
            else:
                mask1[0][j][k][i]= 0.0
                mask1[1][j][k][i]= 0.0
                mask1[2][j][k][i]= 0.0
```

*#Feld im inneren Bereich*

*#Feld im äußeren Bereich*

setmask('H\_step1',mask1)

*#Abspeichern der Feldstufe als png-Datei zu Kontrollzwecken*

```
save("H_step1", "png", [], )
```

*#Einstellungen der zweiten Stufe*

```
H_step_x2= 0.0
H_step_y2= y
H_step_z2= 0.0
setv('H_step2', [H_step_x2, H_step_y2, H_step_z2])
```

*#Festlegung der lateralen Ausdehnung der zweiten Stufe*

```
mask2= makearray(3, Nx, Ny, Nz)
for i in range(Nz):
    for j in range(Nx):
        for k in range(Ny):
            if j > 512:
                if j < 1536:
                    mask2[0][j][k][i]= 0.0
                    mask2[1][j][k][i]= 1
                    mask2[2][j][k][i]= 0.0
            else:
                mask2[0][j][k][i]= 0.0
                mask2[1][j][k][i]= 0.0
                mask2[2][j][k][i]= 0.0
```

*#Feld im inneren Bereich*

*#Feld im äußeren Bereich*

setmask('H\_step2',mask2)

*#Abspeichern der zweiten Feldstufe als png-Datei zu Kontrollzwecken*

```
save("H_step2", "png", [], )
```

*#Start der Simulation für die zweite Relaxationszeit*

```
run(t_2)
```

*#Abspeichern der Magnetisierung als png-Datei zu Kontrollzwecken*

```
save("m", "png", [], )
```

```
sync ()
```

## 6.4 Beispielskript

Mithilfe der folgenden Zeilen können *Mumax 2*-Simulationen in OpenSuse gestartet und die Simulationsdaten direkt weiterverarbeitet werden.

Das dargestellte Beispiel startet eine Simulation und wandelt anschließend die erzeugten Simulationsdateien ins *omf*- bzw. ins *vtk*-Format um. Der gesamte Simulationsordner wird archiviert und in einen entsprechenden Ordner verschoben. Anschließend wird das Mathematica-Notebook „Diff“ gestartet. Die Mathematica-Datei muss dazu als txt-Datei gespeichert werden. Zum Schluss wird ein Text angezeigt. Durch Hinzufügen weiterer Zeilen ist das Skript beliebig erweiterbar, 20 und mehr Simulationen wurden auf diese Weise sequenziell abgearbeitet.

```
#Festlegung der Datei als Skriptdatei
#!/bin/sh

#Pfad für Mumax 2 bin festlegen
export PATH=$PATH:~simu/simulationen/mumax2/bin

#Start einer Mumax 2 Simulation mit dem Python-Skript Test.py
mumax2 Test.py

#Umwandlung aller dump-Dateien in omf-Dateien
./mx3-convert -omf text ~simu/simulationen/mumax2/data/Test.py.out/*.dump

#Umwandlung aller dump-Dateien in vtk-Dateien
./mx3-convert -vtk=ascii ~simu/simulationen/mumax2/data/Test.py.out/*.dump

#Packen des Test Ordners in zip-Archiv
zip -r Test.zip Test.py.out

#Verschieben des Archives in Archiv-Ordner
mv Test.zip ~simu/simulationen/mumax2/data/Archive

#Mathematica-notebook starten
math </home/simu/simulationen/mumax2/data/Mathematicafiles/Diff.txt

#Anzeige des Textes „finished“
echo 'finished'
```

## 6.5 UHV-Anlagen

Im folgenden Abschnitt werden zwei UHV-Anlagen vorgestellt. Die Planung, die Beschaffung der Komponenten, der Aufbau, die Inbetriebnahme und die Prozessentwicklung für beide Anlagen stellte eine zentrale Aufgabe während der ersten Jahre dieser Arbeit dar.

### 6.5.1 Argon-Ätzanlage mit Sekundärionenspektrometer

Die Argon-Ätzanlage, zum Abtrag metallischer Schichten und zur Herstellung metallischer Nanostrukturen aufgebaut, besteht aus einer UHV-Kammer mit Argon-Ionenkanone und Endpunktdetektor. In Abbildung 147 befindet sich eine beschriftete Fotografie der Anlage. Im Folgenden werden kurz die wesentlichen Komponenten der Anlage angesprochen.

Die Anlage besteht aus einer UHV-Kammer („1“) mit einem Basisdruck im Bereich von  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar („8“). Zur UVH-Erzeugung werden Turbomolekularpumpen („15“) eingesetzt. Als Vorpumpe dient eine Scrollpumpe. Die Hauptkammer ist durch ein Schieberventil von einer Schleusenkammer („2“) abgetrennt. Durch die Verwendung der Schleuse muss die Hauptkammer beim Probenwechsel nicht belüftet werden, dadurch ist ein schneller Probenwechsel möglich. Durch die Verwendung mehrerer Ventile („6“) ist es durch eine bestimmte Belüftungsprozedur möglich, die Turbopumpen während des Probenwechsels auf voller Drehzahl zu halten. Dadurch ergibt sich eine weitere Beschleunigung des Probenwechsels. Der Transfer des Probenhalters geschieht mithilfe einer Transferstange („4“), die außerdem eine vertikale Bewegung des Probenhalters ermöglicht. Durch ein Schlüssel-Schloss-System erfolgt die Übergabe des Probenhalters auf die Probenbühne („16“).

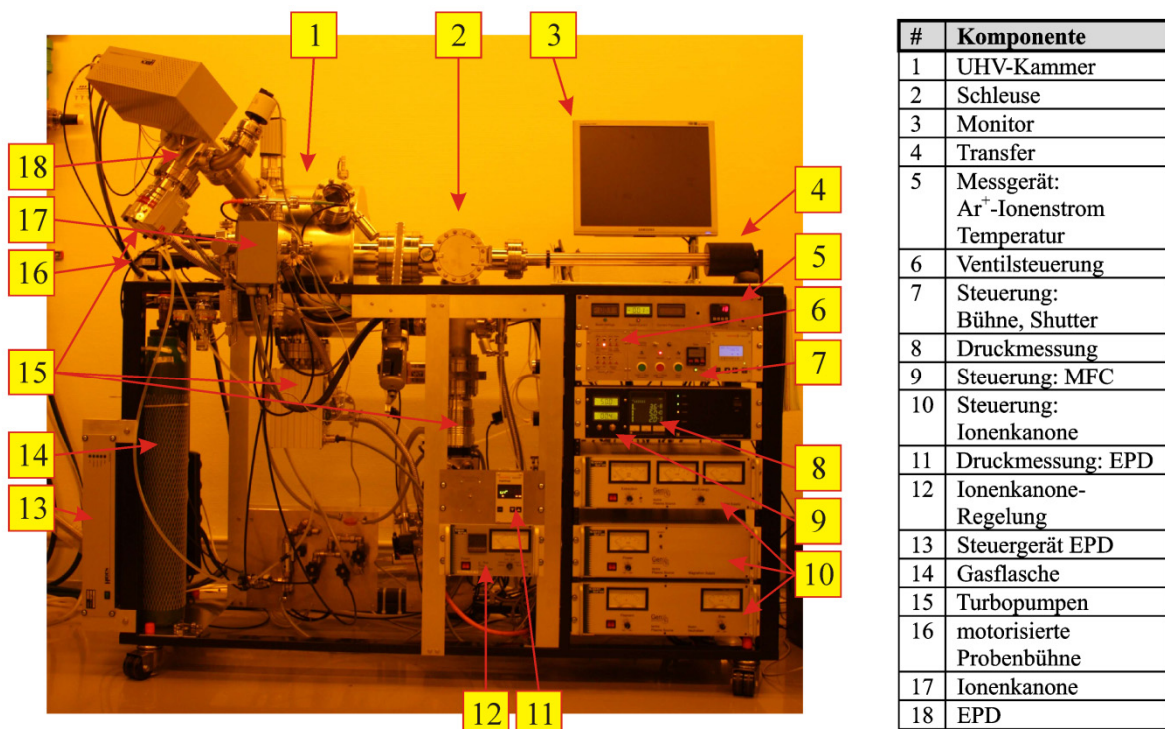


Abbildung 147: Argon-Ätzanlage mit neig- und rotierbarer Probenbühne und Endpunktdetektor.

Die Probenbühne ist (manuell) neigbar. Dadurch lassen sich beliebige Ätzwinkel im Bereich 0° bis 90° einstellen. Außerdem ist der Probenhalter auf der Bühne rotierbar (motorisiert). Mehrere Rotationsgeschwindigkeiten sind über die Steuerung („7“) einstellbar.

Die Ionenkanone („17“) wird über eine eigene Gasflasche („14“) mit Argongas versorgt. Die einströmende Gasmenge wird durch einen Massenflussregler (engl. „mass flow controller“, MFC) gesteuert („9“). Die Einstellung der Plasma- und Strahleigenschaften geschieht manuell über die dazugehörigen Steuergeräte („10“). Der resultierende Ionenstrom des Strahls wird am geschlossenen Shutter gemessen („5“). Bei geöffnetem Shutter kann der Ionenstrom ebenfalls gemessen und geregelt werden („12“). Die Ätzzraten sind für bestimmte Einstellungen der Ionenkanone zusätzlich stark vom

Material und dem Ätzwinkel abhängig. Für senkrechten Ionenbeschuss beträgt die Ätzrate für die in Rahmen dieser Arbeit verwendeten Einstellungen im Mittel etwa  $0,25 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$ .

Eine Besonderheit der Anlage stellt der Endpunktdetektor („18“) dar. Der Endpunktdetektor ist ein differentiell gepumptes Sekundärionenmassenspektrometer, welches unter anderem die von der geätzten Probe stammenden positiven Sekundärionen nach ihrer Masse und Anzahl zeitaufgelöst analysiert. Durch die Betrachtung der Zählrate bestimmter Ionensorten als Funktion der Ätzzeit entstehen Ätzprofile des geätzten Schichtsystems. In Abbildung 148 werden beispielhaft zwei Spektren dargestellt, jeweils zusammen mit einer schematischen Darstellung des zugrundeliegenden Schichtsystems. Das linke Beispiel zeigt das Spektrum einer Spinventil-Schichtstruktur, rechts ist das Beispielspektrum eines PSV-Schichtsystems zu sehen. Aus den Darstellungen geht hervor, dass Schichten mit einer Dicke von wenigen nm problemlos detektiert werden können, wobei die verwendete Probengröße typischerweise weniger als  $1 \text{ cm}^2$  beträgt.

Die minimal nachweisbare Schichtdicke (vertikale Auflösung) hängt von mehreren Faktoren ab, unter anderem dem Material, den benachbarten Schichten, der Probengröße und der Homogenität des Ionenstrahls. Schichtdicken von 1 nm können im Normalfall noch erkannt werden.

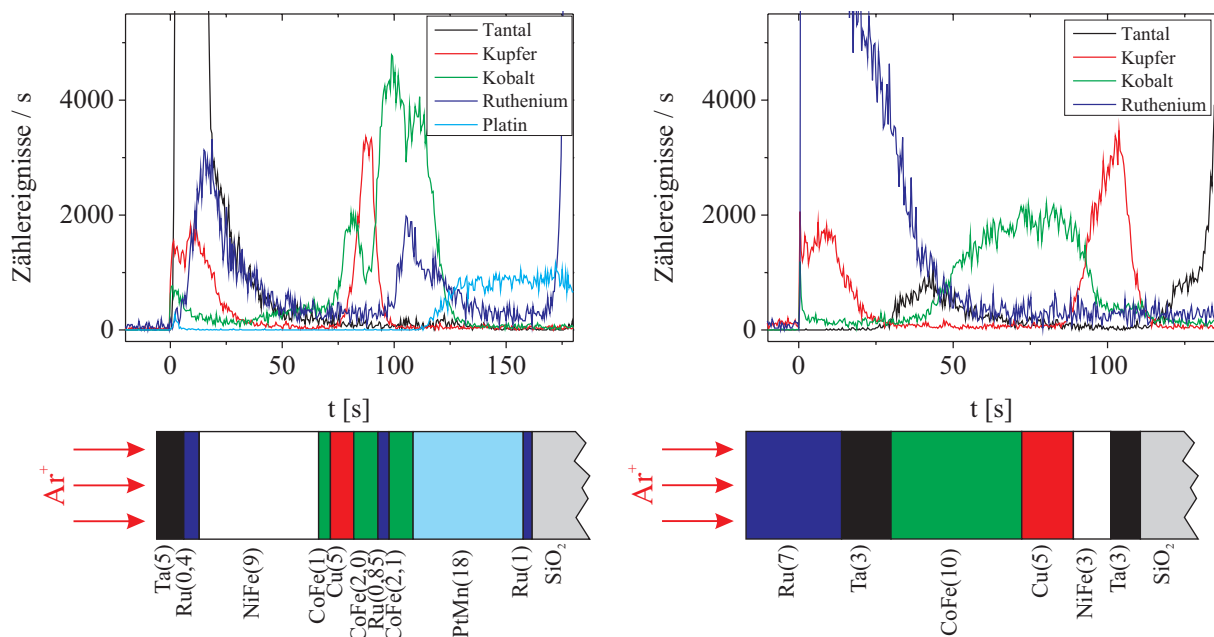


Abbildung 148: Beispielspektren (oben) mit schematischer Darstellung der zugrundeliegenden Schichtfolge (unten). Die Schichtdicken werden in nm angegeben. Bei der linken Darstellung handelt es sich um eine SV-, bei der rechten Darstellung um eine PSV-Struktur.

Durch das Auftreten von zahlreichen Artefakten ist zur (qualitativen) Interpretation der Spektren eine gewisse Erfahrung nötig. So stellt beispielsweise die in Abbildung 148 (links) nach dem Öffnen des Shutters auftretende Zählrate für Kupferionen keinesfalls eine Kupferschicht dar. Die chemische Umgebung beeinflusst die Sekundärionenausbeute stark (sogenannte Matrixeffekte, siehe z. B. [310]). Besonders Sauerstoff wirkt sich stark auf die Sekundärionenausbeute aus. So kann sich die Anzahl der Sekundärionen von einer sauberen und einer oxidierten Metalloberfläche drastisch unterscheiden. Nach [311] beträgt der Unterschied z. B. im Fall von Ta einen Faktor von knapp 300. Dies erklärt den starken Anstieg der Ta-Zählrate im rechten Beispiel in Abbildung 148 beim Erreichen der SiO<sub>2</sub>-Schicht. Neben diesen durch Matrixeffekte verursachten Artefakten kann es durch die Strahlhomogenität und die Probenrotation zusätzlich zu einer oszillierenden Zählrate kommen.

Durch Schließen des Shutters kann der Ätzzvorgang an einer beliebigen Stelle im Spektrum unterbrochen oder beendet werden. Auf diese Weise ist es möglich, ein Schichtsystem bis zu einer gewünschten Schicht abzutragen. Soll beispielsweise in der 5 nm dicken Kupferschicht (im Beispielspektrum (links), im Bereich um 90 s) gestoppt werden, ist durch die Breite des Signals von etwa 15 s, ein rechtzeitiges Schließen des Shutters problemlos möglich.

### 6.5.2 Sputterkammer

Zur Deposition funktionaler Schichtsysteme wurde eine UHV-Sputterkammer aufgebaut. Die Anlage ist in ein UHV-Cluster integriert, in welchem neben der Sputterdeposition weitere Depositionsverfahren zur Verfügung stehen. Die Sputterkammer verfügt über neun Sputterquellen und eine Ausheizstation mit Permanentmagnet. Im folgenden Abschnitt werden die Anlage sowie die wichtigsten Komponenten kurz vorgestellt. Der gesamte Aufbau der Anlage ist so ausgelegt, dass die Schichtdeposition automatisiert werden kann.

Die Sputteranlage (siehe Abbildung 149) besteht aus einer UHV-Kammer („1“) mit Schleuse („2“). Durch die Verwendung einer Schleuse ist ein schneller Probenwechsel ohne Belüftung der Hauptkammer möglich. Zur UHV-Erzeugung werden Turbomolekularpumpen, als Vorpumpe eine Scrollpumpe eingesetzt. Durch die Verwendung mehrerer Ventile ist es durch eine bestimmte Belüftungsprozedur möglich, die Turbopumpen während des Probenwechsels auf voller Drehzahl zu halten. Der Basisdruck in der Hauptkammer liegt nach Ausheizen im Bereich  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar. Der Transfer des Probenhalters aus der vorevakuierten Schleuse in die Hauptkammer geschieht mithilfe einer Transferstange („4“), die außerdem eine vertikale Bewegung des Probenhalters ermöglicht. Im Inneren der Anlage wird der Probenhalter auf einem speziellen, linearen Transfersystem abgelegt, welches eine schrittmotorgesteuerte Positionierung ermöglicht. Am Ende der Anlage befindet sich ein Zugang zur zentralen Verteilungskammer des UHV-Clusters.

In der Anlage befinden sich insgesamt neun Sputterquellen („3“), die jeweils mit einem Faltenbalg montiert sind. Auf diese Weise ist auch ohne Belüftung der Anlage eine Anpassung des Abstandes zwischen Target und Probe möglich. Jede Sputterquelle verfügt über eine eigene ventilgesteuerte Gaszufuhr („4“). Zum Sputtern kommt hochreines (7N) Argongas zum Einsatz, welches aus einer Gasflasche entnommen wird, die sich direkt an der Anlage befindet. Das Gas wird über ein Edelstahlrohrsystem verteilt. Die einströmende Gasmenge wird durch Massenflussregler eingestellt, der resultierende Prozessdruck wird kapazitiv („7“) gemessen. Zusätzlich kann der Prozessdruck durch Drosselung der Pumpleistung mithilfe eines „Butterfly“-Ventils erhöht werden.

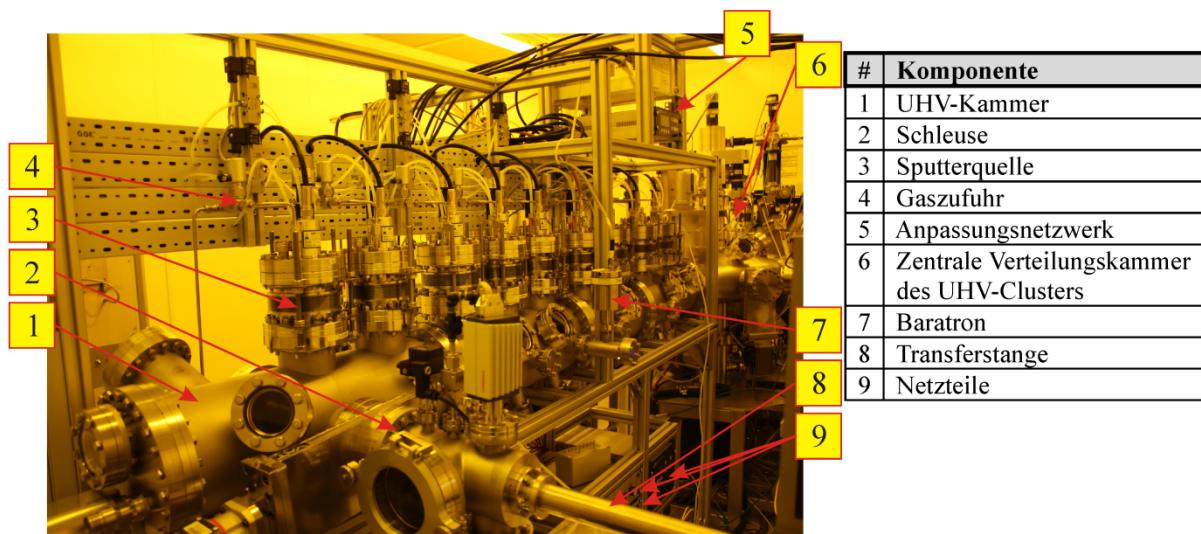


Abbildung 149: UHV-Sputteranlage mit Schleuse, neun Sputterquellen und einer Ausheizstation mit 400 mT Magnet

Die Sputterquellen können mit einem DC- oder einem RF-Plasma betrieben werden. Das RF-Plasma wird durch ein automatisches Anpassungsnetzwerk („5“) stabilisiert. Für die physikalischen Grundlagen zum Sputtern wird auf entsprechende Literatur verwiesen (z. B. [104]).

Eine weitere Besonderheit der Anlage ist die Ausheizstation. Hier können im 400 mT-Magnetfeld eines Permanentmagneten Temperaturen von mehr als 500 °C erreicht werden. Der Probenhalter ist in der Ausheizstation neigbar, sodass das Magnetfeld unter beliebigen Winkeln zur Probenoberfläche angelegt werden kann. Die Ausheizstation kann ohne Verlassen des Vakuums (in-situ) erreicht werden. Zu Kontrollzwecken befindet sich außerdem ein Restgasanalysator in der Anlage.



Die Sputterkammer verfügt über keine integrierte Schichtdickenmessung, sodass vor der Abscheidung eine Kalibrierung der Depositionsrate  $D$  (siehe Kapitel 3.1) nötig ist. Die Schichtdicke von Kalibrierungsproben wird durch zwei unterschiedliche Verfahren gemessen: Profilometer oder XRR. Die Profilometermessungen ermöglichen eine ortsspezifische Messung, erfordern aber eine strukturierte Probe. Die XRR-Messungen können an flächigen Proben mit hoher Genauigkeit durchgeführt werden. Allerdings eignet sich diese Untersuchungsmethode nicht für alle Materialien. Die Ermittlung der Schichtdicke erfordert einen Fit der Messdaten. In Abbildung 150 werden Beispielmessungen beider Methoden dargestellt.

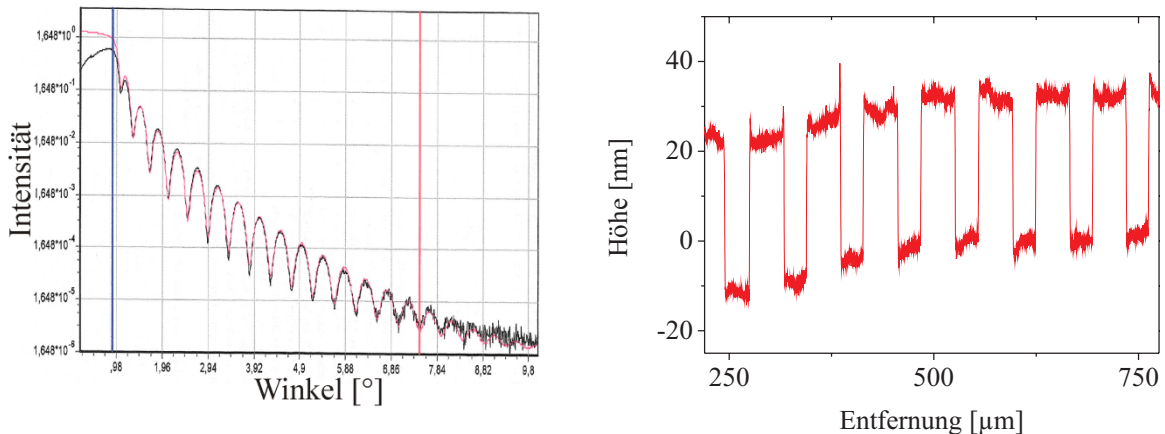


Abbildung 150: Gegenüberstellung von Messdaten für die Kalibrierung der Ruthenium-Depositionsrate für unterschiedliche Plasmaleistungen. Links: XRR-Messdaten (100 sccm, 25 W, 58 s: 19,09 nm, Rauheit 0,25 nm.), rechts: Profilometermessung (100 sccm, 10 W, 300 s:  $(33,0 \pm 0,9)$  nm).

Aus den dargestellten Messungen werden die dazugehörigen Depositionsraten bestimmt. Aus der XRR-Messung folgt eine Depositionsrate von  $D_{25W} = (0,329 \pm 0,004) \frac{\text{nm}}{\text{s}}$ . Die aus der Profilometermessung resultierende Depositionsrate beträgt  $D_{10W} = (0,110 \pm 0,003) \frac{\text{nm}}{\text{s}}$ .

Im Rahmen dieser Arbeit werden folgende Prozessbedingungen verwendet:

Material	Leistung [W]	Gasfluss [sccm]	Druck [ $10^{-4}$ mbar]	$D$ [ $\frac{\text{nm}}{\text{s}}$ ]
Co	25	10	6,9	0,29
Co <sub>50</sub> Fe <sub>50</sub>	50	10	6,9	0,43
Co <sub>20</sub> Fe <sub>60</sub> B <sub>20</sub>	50	10	7,3	0,33
Cu	50	100	61,0	0,61
Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub>	50	10	7,3	0,51
Ru	25	100	65,0	0,33
Ta	25	10	7,2	0,32

Tabelle 14: Depositionsraten der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Materialien für typische Prozessbedingungen

Neben GMR-Schichtsystemen ([190] und diese Arbeit) konnten mit dieser Anlage unter anderem auch erfolgreich TMR-Schichtsysteme hergestellt werden (siehe [312]).

### 6.5.2.1 TEM-Aufnahmen

Im folgenden Abschnitt werden (aus Gründen der Vollständigkeit) TEM-Aufnahmen verschiedener Schichtsysteme zusammengestellt. Die Aufnahmen wurden von Herrn Dr. Frank Heyroth erstellt. Für die Aufnahmen kamen zwei unterschiedliche Mikroskope des Herstellers Jeol (siehe [313]) zum Einsatz, ein JEM2010 sowie ein JEM4010. Die Schichtsysteme wurden im Rahmen der Prozessentwicklung für die Sputterkammer hergestellt. Die Depositionsrichtung wird jeweils durch einen Pfeil angezeigt.

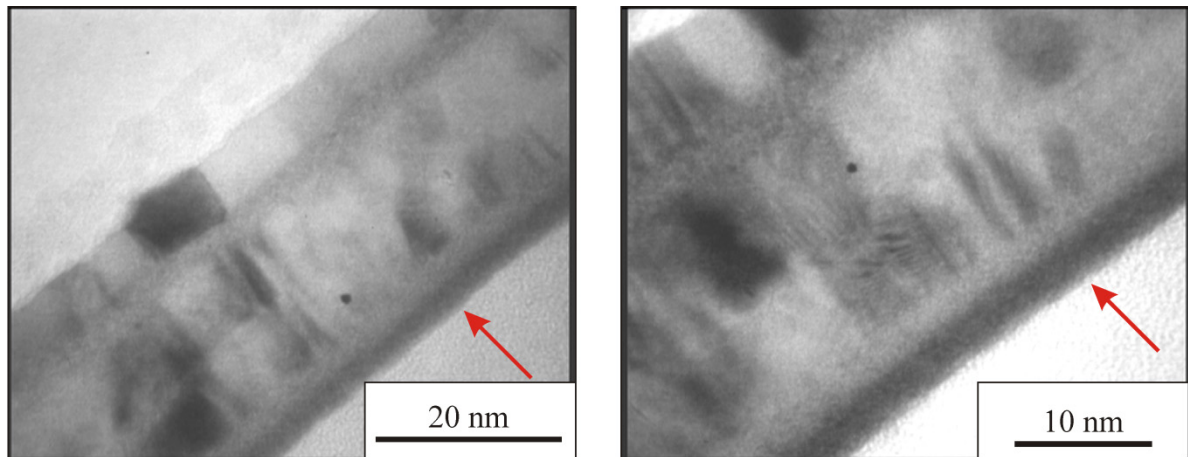


Abbildung 151: TEM-Aufnahmen (JEM2010) mit 200k-facher Vergrößerung (links) und 300k-facher Vergrößerung (rechts) folgender Schichtfolge: Ta(3)/CoFeB(3)/Cu(8)/CoFe(10)/Ta(3)/Ru(7). Die Schichtdicken in nm stellen die nominellen Schichtdicken dar.

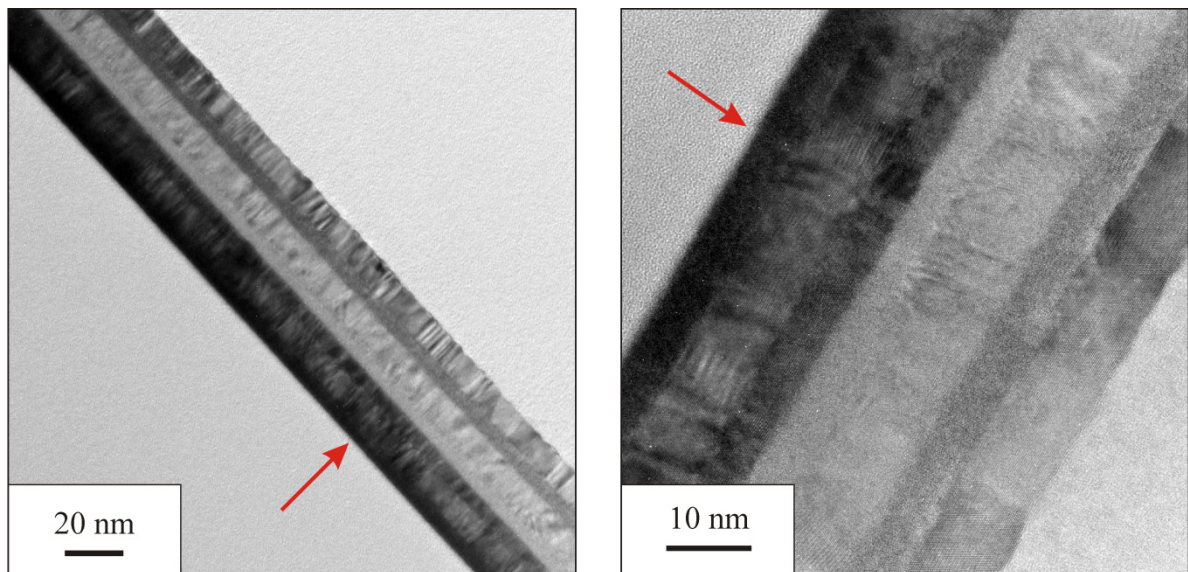


Abbildung 152: TEM-Aufnahmen (JEM4010) folgender Schichtfolge: Ta(5)/Ru(10)/Ta(5)/CoFeB(5)/Cu(11)/CoFe(10)/Ta(5)/Ru(10)

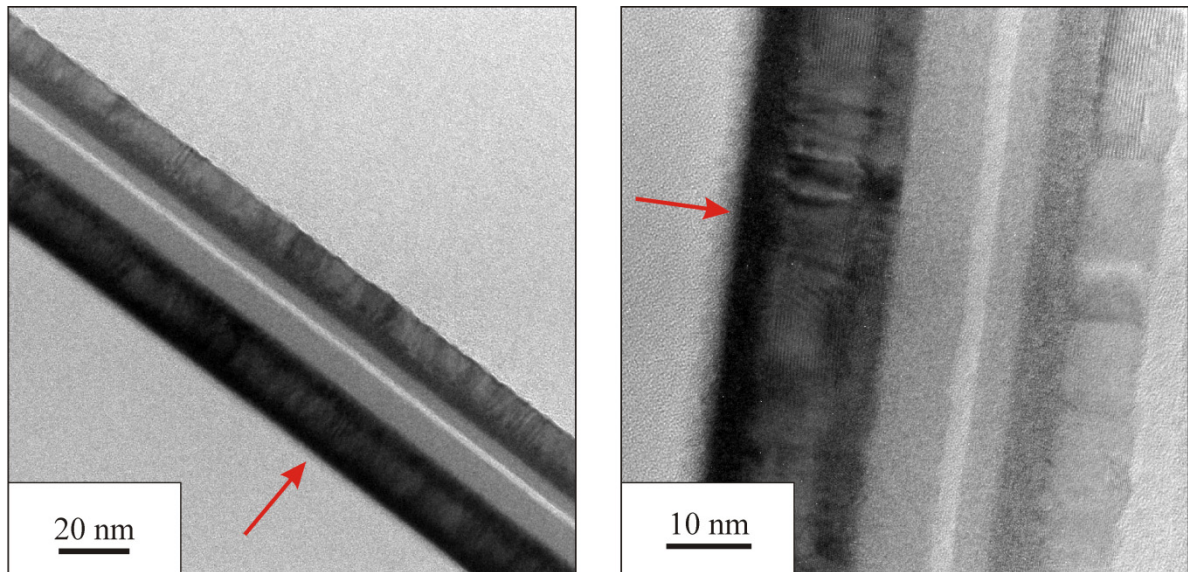
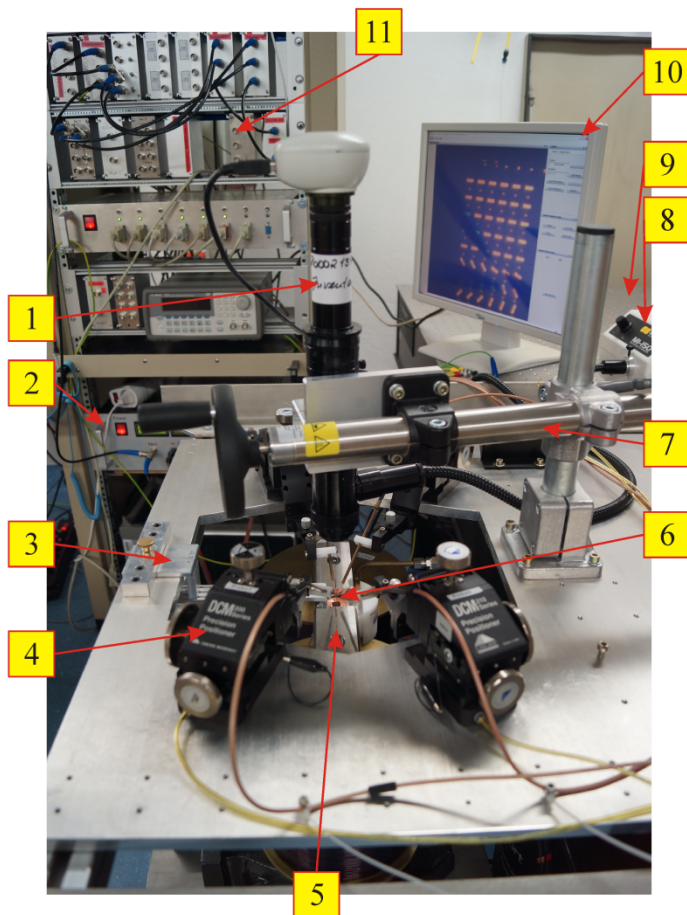


Abbildung 153: TEM-Aufnahmen (JEM4010) folgender Schichtfolge: Ta(5)/Ru(10)/Ta(5)/CoFeB(10)/MgO(1,8)/CoFeB(5)/Ta(5)/Ru(10)

## 6.6 Nadelmessplatz

Zur elektrischen Charakterisierung strukturierter Proben wurde ein Nadelmessplatz aufgebaut. Hauptaufgabe des Messplatzes sind Strom-Spannungs-Messungen (IV-Messungen) sowie MR-Messungen bei Zimmertemperatur. Im Rahmen dieser Arbeit wurden an diesem Messplatz sämtliche elektrische Messungen (als Messaufbau A und B bezeichnet), mit Ausnahme der Messungen bei hohen Frequenzen, durchgeführt.

In Abbildung 154 befindet sich eine beschriftete Fotografie, die einen Ausschnitt des Messplatzes zeigt. Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten des Messplatzes kurz angesprochen.



#	Komponente
1	Mikroskop
2	Netzteil Elektromagnet
3	Probenhalter
4	Positionierer
5	rotierbarer Elektromagnet
6	Probe
7	Stativ für Mikroskop
8	Beleuchtung
9	schwingungsgedämpfter Tisch
10	Monitor
11	Elektronenschrank

Abbildung 154: Nadelmessplatz für Messungen von IV-Kennlinien sowie Magnetowiderstand bei Zimmertemperatur

Der Messplatz befindet sich auf einem schwingungsgedämpften Tisch („9“) und besteht aus insgesamt vier Nadelpositionierern („4“). Die Kontaktierung der Probe („6“) wird durch ein Mikroskop („1,7“) beobachtet, die Darstellung des Mikroskopbildes erfolgt auf einem Monitor („10“). Die Probe befindet sich auf einem herausnehmbaren Probenhalter („3“) im Joch eines rotierbaren Elektromagneten („5“). Die Rotation des Magneten erfolgt mithilfe eines Rotationstisches und eines Schrittmotors. Das Magnetfeld wird mithilfe eines kalibrierten Hallensensors gemessen. Die maximale erreichbare magnetische Flussdichte beträgt etwa 0,4 T.

Die zum Messplatz gehörende Elektronik befindet sich in einem Elektronenschrank („11“). Die Spannungsausgabe erfolgt mithilfe eines softwaregesteuerten DACs. Die Referenzwiderstände, Differenzverstärker etc. liegen jeweils modular vor. Auf diese Weise können Messaufbauten mit sehr großer Flexibilität realisiert werden. Die Spannungsmessung erfolgt mithilfe eines Nanovoltmeters.

## 7. Literaturverzeichnis

- [1] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova und D. M. Treger, "Spintronics: A spin-based electronics vision for the future". *Science* **294**, 1488 (2001).
- [2] I. Zutic, J. Fabian und S. Das Sarma, "Spintronics: Fundamentals and applications". *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [3] G. A. Prinz, "Device physics - Magnetoelectronics". *Science* **282**, 1660 (1998).
- [4] S. D. Bader, "Colloquium: Opportunities in nanomagnetism". *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1 (2006).
- [5] G. Hrkac, J. Dean und D. A. Allwood, "Nanowire spintronics for storage class memories and logic". *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3214 (2011).
- [6] S. S. P. Parkin, M. Hayashi und L. Thomas, "Magnetic domain-wall racetrack memory". *Science* **320**, 190 (2008).
- [7] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit und R.P. Cowburn, "Magnetic domain-wall logic". *Science* **309**, 1688 (2005).
- [8] D. C. Ralph und M. D. Stiles, "Spin transfer torques". *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
- [9] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie und R. A. Buhrman, "Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices". *Science* **285**, 867 (1999).
- [10] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers und D. C. Ralph, "Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars". *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- [11] L. Thomas und S. S. P. Parkin, "Current Induced Domain-wall Motion in Magnetic Nanowires," in *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Volume 2: Micromagnetism*, H. Kronmüller und S. S. P. Parkin, Eds.: John Wiley & Sons, Ltd., 2007.
- [12] G. S. D. Beach, M. Tsoi und J. L. Erskine, "Current-induced domain wall motion". *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1272 (2008).
- [13] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford University Press Inc., New York, 1996.
- [14] R. Gross und A. Marx, *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag München, 2012.
- [15] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Vandau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas, "Giant magnetoresistance of (001) Fe / (001) Cr magnetic superlattices". *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [16] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn, "Enhanced magnetoresistance in layered

- magnetic-structures with antiferromagnetic interlayer exchange". *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [17] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant und S. H. Yang, "Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers". *Nat. Mater.* **3**, 862 (2004).
- [18] S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh und L. H. Chen, "Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films". *Science* **264**, 413 (1994).
- [19] P. Zahn, I. Mertig, M. Richter und H. Eschrig, "Ab-initio Calculations of the Giant Magnetoresistance". *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2996 (1995).
- [20] T. Shinjo, T. Ono, Y. Sugita, K. Mibu und N. Hosoi, "Magnetoresistance of Multilayers on Microstructured Substrates". *ICR Annual Report* **2**, 16 (1995).
- [21] R. Schad, C. D. Potter, P. Belien, G. Verbanck, V. V. Moshchalkov und Y. Bruynseraede, "Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices with very thin Fe layers". *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3500 (1994).
- [22] N. F. Mott, "The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals". *Proc. R. Soc. Lond. A* **156**, 368 (1936).
- [23] E. Y. Tsymbal und D. G. Pettifor, "Perspectives of Giant Magnetoresistance". *Solid State Phys.* **56**, 113 (2001).
- [24] R. Gross und A. Marx, "Spinelektronik", Technische Universität München, Vorlesungsskript, 2004.
- [25] K. M. Schep, P. J. Kelly und G. E. W. Bauer, "Ballistic transport and electronic structure". *Phys. Rev. B* **57**, 8907 (1998).
- [26] R. Lehndorff, "Strominduzierte Magnetisierungsdynamik in einkristallinen Nanosäulen", Universität Köln, Dissertation, 2008.
- [27] J. A. Bland und B. Heinrich, Eds., *Ultrathin Magnetic Structures III*. Springer Berlin, Heidelberg, New York, 2005.
- [28] I. Mertig, P. Zahn, M. Richter, H. Eschrig, R. Zeller und P. H. Dederichs, "Ab initio calculation of residual resistivity in dilute Fe alloys and giant magnetoresistance in Fe/Cr multilayers". *J. Magn. Magn. Mater.* **151**, 363 (1995).
- [29] P. Zahn, J. Binder, I. Mertig, R. Zeller und P. H. Dederichs, "Origin of giant magnetoresistance: Bulk or interface scattering". *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4309 (1998).
- [30] T. Valet und A. Fert, "Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers". *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [31] J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grünberg und W. Zinn, "Novel magnetoresistance effect in

- layered magnetic-structures: Theory and experiment". *Phys. Rev. B* **42**, 8110 (1990).
- [32] K. Fuchs, "The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals". *Math. Proc. Cambridge* **34**, 100 (1938).
- [33] E. H. Sondheimer, "The mean free path of electrons in metals". *Adv. Phys.* **1**, 1 (1952).
- [34] K. Tauber, "Boltzmann-Gleichung für geladene Teilchen mit Spin", Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Masterarbeit, 2010.
- [35] U. Hartmann, Ed., *Magnetic Multilayers And Giant Magnetoresistance - Fundamentals And Industrial Applications*. Springer Berlin, Heidelberg, New York, 2000.
- [36] Y. F. Tian und S. S. Yan, "Giant magnetoresistance: history, development and beyond". *Sci. China. Phys. Mech.* **56**, 2 (2013).
- [37] X. G. Zhang und W. H. Butler, "Conductivity of metallic-films and multilayers". *Phys. Rev. B* **51**, 10085 (1995).
- [38] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit und D. Mauri, "Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers". *Phys. Rev. B* **43**, 1297 (1991).
- [39] A. Barthelemy et al., "Magnetoresistance and spin electronics". *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 68 (2002).
- [40] S. S. P. Parkin, R. Bhadra und K. P. Roche, "Oscillatory Magnetic Exchange Coupling through Thin Copper Layers". *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991).
- [41] T. L. Monchesky, B. Heinrich, R. Urban, K. Myrtle, M. Klaua und J. Kirschner, "Magnetoresistance and magnetic properties of Fe/Cu/Fe/GaAs(100)". *Phys. Rev. B* **60**, 10242 (1999).
- [42] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. Metin, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, P. Baumgart und D. R. Wilhoit, "Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures". *J. Appl. Phys.* **69**, 4774 (1991).
- [43] B. Dieny, "Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers". *J. Magn. Magn. Mater.* **136**, 335 (1994).
- [44] B. Dieny, P. Humbert, V. S. Speriosu, S. Metin, B. A. Gurney, P. Baumgart und H. Lefakis, "Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence on temperature and on layer thicknesses". *Phys. Rev. B* **45**, 806 (1992).
- [45] H. Kano, K. Kagawa, A. Suzuki, A. Okabe, K. Hayashi und K. Aso, "Substrate temperature effect on giant magnetoresistance of sputtered Co/Cu multilayers". *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2839 (1993).
- [46] C. H. Marrows und B. J. Hickey, "Impurity scattering from delta-layers in giant magnetoresistance systems". *Phys. Rev. B* **63**, 220405 (2001).

- [47] S. S. P. Parkin, "Origin of Enhanced Magnetoresistance of Magnetic Multilayers: Spin-dependent Scattering from Magnetic Interface States". *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1641 (1993).
- [48] H. J. M. Swagten, G. J. Strijkers, P. J. H. Bloemen, M. M. H. Willekens und W. J. M. deJonge, "Enhanced giant magnetoresistance in spin-valves sandwiched between insulating NiO". *Phys. Rev. B* **53**, 9108 (1996).
- [49] L. B. Steren, A. Barthelemy, J. L. Duvail, A. Fert, R. Morel, F. Petroff, P. Holody, R. Loloee und P. A. Schroeder, "Angular-dependence of the giant magnetoresistance effect". *Phys. Rev. B* **51**, 292 (1995).
- [50] B. Dieny, C. Cowache, A. Nossou, P. Dauguet, J. Chaussy und P. Gandit, "Anisotropy and angular variation of the giant magnetoresistance in magnetic multilayers". *J. Appl. Phys.* **79**, 6370 (1996).
- [51] W. H. Meiklejohn und C. P. Bean, "New Magnetic Anisotropy". *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
- [52] J. Nogues und I. K. Schuller, "Exchange bias". *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- [53] J. L. Leal und M. H. Kryder, "Spin valves exchange biased by Co/Ru/Co synthetic antiferromagnets". *J. Appl. Phys.* **83**, 3720 (1998).
- [54] N. Wiese, "Coupling phenomena and scalability of CoFeB/Ru/CoFeB sandwiches", Universität Bielefeld, Dissertation, 2006.
- [55] A. Johnson, "Spin Valve Systems for Angle Sensor Applications", Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2004.
- [56] W. H. Meiklejohn, "Exchange Anisotropy - A Review". *J. Appl. Phys.* **33**, 1328 (1962).
- [57] J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Surinach, J. S. Munoz und M. D. Baro, "Exchange bias in nanostructures". *Phys.Rep.* **422**, 65 (2005).
- [58] A. E. Berkowitz und K. Takano, "Exchange anisotropy - a review". *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- [59] M. Kiwi, "Exchange bias theory". *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
- [60] A. P. Malozemoff, "Random-field model of exchange-anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces". *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
- [61] P. A. Tipler, *Physik*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, Berlin, Oxford, 2000.
- [62] C. Udriste und S. Udriste, "Biot-Savart-Laplace Dynamical Systems". *Balkan J. Geom. Appl.* **1**, 125 (1996).
- [63] M. Hayashi, "Current driven dynamics of magnetic domain walls in permalloy nanowires", Stanford University, Dissertation, 2006.
- [64] freescale-semiconductor, "MRAM", Technical Guide, 2007.



- [65] L. Savtchenko, B. N. Engel, N. D. Rizzo, M. F. Deherrera und J. A. Janesky, Method of writing to scalable magnetoresistance random access memory element, 2003, US Patent 6,545,906
- [66] V. Uhlir et al., "Direct observation of Oersted-field-induced magnetization dynamics in magnetic nanostripes". *Phys. Rev. B* **83**, 020406 (2011).
- [67] Y. S. Gui, N. Mecking, X. Zhou, G. Williams und C. M. Hu, "Realization of a room-temperature spin dynamo: The spin rectification effect". *Phys. Rev. Lett.* **98**, 107602 (2007).
- [68] M. Harder, Z. X. Cao, Y. S. Gui, X. L. Fan und C. M. Hu, "Analysis of the line shape of electrically detected ferromagnetic resonance". *Phys. Rev. B* **84**, 054423 (2011).
- [69] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader und A. Hoffmann, "Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory". *Phys. Rev. Lett.* **104**, 046601 (2010).
- [70] N. Kuhlmann, A. Vogel und G. Meier, "Magnetization dynamics and cone angle precession in permalloy rectangles". *Phys. Rev. B* **85**, 014410 (2012).
- [71] D. Morecroft, I. A. Colin, F. J. Castano, J. A. C. Bland und C. A. Ross, "Current-induced magnetization reversal in NiFe/Cu/Co/Au notched mesoscopic bars". *Phys. Rev. B* **76**, 054449 (2007).
- [72] P. S. Keatley, V. V. Kruglyak, P. Gangmei und R. J. Hicken, "Ultrafast magnetization dynamics of spintronic nanostructures". *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3115 (2011).
- [73] M. Farle, "Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers". *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755 (1998).
- [74] H. Kronmüller, "General micromagnetic theory," in *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials; Volume 2: Micromagnetism*, H. Kronmüller und S. S. P. Parkin, Eds.: John Wiley & Sons, Ltd., 2007.
- [75] M. Farle, T. Silva und G. Woltersdorf, "Spin Dynamics in the Time and Frequency Domain," in *Magnetic Nanostructures, Springer Tracts in Modern Physics 246*, H. Zabel und M. Farle, Eds.: Springer Berlin, Heidelberg, 2013.
- [76] K. Baberschke, "Ferromagnetic resonance in nanostructures, rediscovering its roots in paramagnetic resonance". *J. Phys. Conf. Ser.* **324**, 012011 (2011).
- [77] M. D. Stiles und J. Miltat, "Spin-transfer torque and dynamics," in *Spin Dynamics In Confined Magnetic Structures III*, B. Hillebrands und A. Thiaville, Eds.: Springer Berlin, 2006.
- [78] A. Hubert und R. Schäfer, *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer Berlin, Heidelberg, 2009.
- [79] W. Greiner, *Klassische Elektrodynamik*. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, 2002.
- [80] P. Miltényi, "Mikroskopischer Ursprung der Austauschkopplung in

- ferromagnetischen/antiferromagnetischen Schichten", RWTH Aachen, Dissertation, 2000.
- [81] B. Hausmanns, "Magnetowiderstand und Ummagnetisierungsprozesse in einzelnen nanostrukturierten magnetischen Leiterbahnen", Universität Duisburg, Dissertation, 2003.
- [82] E. C. Stoner und E. P. Wohlfarth, "A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys". *Philos. Tr. R. Soc. S-A* **240**, 599 (1948).
- [83] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen und M. Marysko, "Derivation of the resonance frequency from the free-energy of ferromagnets". *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988).
- [84] M. Demand, A. Encinas-Oropesa, S. Kenane, U. Ebels, I. Huynen und L. Piraux, "Ferromagnetic resonance studies of nickel and permalloy nanowire arrays". *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 228 (2002).
- [85] A. Riegler, "Ferromagnetic resonance study of the Half-Heusler alloy NiMnSb", Universität Würzburg, Dissertation, 2011.
- [86] C. Kittel, "On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption". *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- [87] A. Aharoni, "Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms". *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998).
- [88] L. Lopez-Diaz, D. Aurelio, L. Torres, E. Martinez, M. A. Hernandez-Lopez, J. Gomez, O. Alejos, M. Carpentieri, G. Finocchio und G. Consolo, "Micromagnetic simulations using Graphics Processing Units". *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 323001 (2012).
- [89] OOMMF, <http://math.nist.gov/oommf/>
- [90] magpar, <http://www.magpar.net>
- [91] Nmag, <http://nmag.soton.ac.uk/nmag/>
- [92] MicroMagus, <http://www.micromagus.de/>
- [93] GPMagnet, <http://www.goparallel.net/>
- [94] A. Vansteenkiste und B. Van de Wiele, "MUMAX: A new high-performance micromagnetic simulation tool". *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 2585 (2011).
- [95] Python, <http://www.python.org/>
- [96] J. McCord, S. Dieter und K. Seemann, "Observation and analysis of mixed domain states in sputtered Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub> films". *J. Magn. Magn. Mater.* **271**, 46 (2004).
- [97] A. Manzin und O. Bottauscio, "Micromagnetic modelling of the anisotropy properties of permalloy antidot arrays with hexagonal symmetry". *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 095001 (2012).
- [98] I. Wolff, *Coplanar microwave integrated circuits*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New

- Jersey, 2006.
- [99] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [100] R. Y. Yang, C. Y. Hung, Y. K. Su, M. H. Weng und H. W. Wu, "Loss characteristics of silicon substrate with different resistivities". *Microw. Opt. Techn. Let.* **48**, 1773 (2006).
- [101] AppCAD, <http://www.hp.woodshot.com/>
- [102] Sonnet, "Sonnet User's Guide", 2009.
- [103] Sonnet, <http://www.sonnetsoftware.com/>
- [104] D. M. Mattox, *Handbook of physical vapor deposition (PVD) processing*. Noyes Publications, 1998.
- [105] Allresist, "Datenblatt: Image Reversal Resistsystem AR-U 4000", 2011.
- [106] M. Krumrey, M. Hoffmann und M. Kolbe, "Schichtdickenbestimmung mit Röntgenreflektometrie". *PTB-Mitteilungen* **115**, 38 (2005).
- [107] D. B. Williams und C. B. Carter, *Transmission Electron Microscopy - A Textbook For Materials Science*. Springer Science + Business Media, LLC, 2009.
- [108] R. E. Lee, "Microfabrication by ion-beam etching". *J. Vac. Sci. Technol.* **16**, 164 (1979).
- [109] M. E. Walsh, Y. W. Hao, C. A. Ross und H. I. Smith, "Optimization of a lithographic and ion beam etching process for nanostructuring magnetoresistive thin film stacks". *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 3539 (2000).
- [110] K. P. Müller und J. Pelka, "Redeposition in argon milling". *Microelectron. Eng.* **7**, 91 (1987).
- [111] Microchemicals, Lift-off Processes with Photoresists, 2013
- [112] Allresist, "Datenblatt: PMMA Polymere", 2012.
- [113] M. Wang, Ed., *Lithography*. InTech, 2010.
- [114] M. Altissimo, "E-beam lithography for micro-/nanofabrication". *Biomicrofluidics* **4**, 026503 (2010).
- [115] G. R. Sune, "Electron Beam Lithography for Nanofabrication", Universitat Autònoma de Barcelona, Dissertation, 2008.
- [116] M. A. Mohammad, M. Muhammad, S. K. Dew und M. Stepanova, "Fundamentals of Electron Beam Exposure and Development," in *Nanofabrication*, M. Stepanova und S. Dew, Eds.: Springer Wien, 2012.
- [117] C. Vieu, F. Carcenac, A. Pepin, Y. Chen, M. Mejias, A. Lebib, L. Manin-Ferlazzo, L. Couraud und H. Launois, "Electron beam lithography: resolution limits and applications". *Appl. Surf. Sci.* **164**, 111 (2000).

- [118] Raith,  
<http://www.raith.com/?xml=solutions%7CLithography+%26+nanoengineering%7CPIONEER>
- [119] Raith, "Pioneer System Manual", 2011.
- [120] Q. L. Hang, D. A. Hill und G. H. Bernstein, "Efficient removers for poly(methylmethacrylate)". *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 91 (2003).
- [121] Microchemicals, "MicroChemicals - Unsere Produkte", 2014.
- [122] M. V. Costache, S. M. Watts, M. Sladkov, C. H. van der Wal und B. J. van Wees, "Large cone angle magnetization precession of an individual nanopatterned ferromagnet with dc electrical detection". *Appl. Phys. Lett.* **89**, 232115 (2006).
- [123] C. Kittel, "Physical Theory of Ferromagnetic Domains". *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949).
- [124] W. Rave und A. Hubert, "Magnetic ground state of a thin-film element". *IEEE T. Magn.* **36**, 3886 (2000).
- [125] J. Miltat, G. Albuquerque und A. Thiaville, "An introduction to micromagnetics in the dynamic regime," in *Spin Dynamics In Confined Magnetic Structures I*, B. Hillebrands und K. Ounadjela, Eds.: Springer Berlin, 2002.
- [126] M. Klauui, "Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures". *J. Phys.: Condens. Matter.* **20**, 313001 (2008).
- [127] R. D. McMichael und M. J. Donahue, "Head to head domain wall structures in thin magnetic strips". *IEEE T. Magn.* **33**, 4167 (1997).
- [128] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern und R. Wiesendanger, "Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores". *Science* **298**, 577 (2002).
- [129] Y. Nakatani, A. Thiaville und J. Miltat, "Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram". *J. Magn. Magn. Mater.* **290**, 750 (2005).
- [130] N. Rougemaille, V. Uhler, O. Fruchart, S. Pizzini, J. Vogel und J. C. Toussaint, "Phase diagram of magnetic domain walls in spin valve nano-strips". *Appl. Phys. Lett.* **100**, 172404 (2012).
- [131] F. Cayssol, D. Ravelosona, C. Chappert, J. Ferre und J. P. Jamet, "Domain wall creep in magnetic wires". *Phys. Rev. Lett.* **92**, 107202 (2004).
- [132] D. Rugar, H. J. Mamin, P. Guethner, S. E. Lambert, J. E. Stern, I. McFadyen und T. Yogi, "Magnetic force microscopy: General-principles and application to longitudinal recording media". *J. Appl. Phys.* **68**, 1169 (1990).
- [133] L. Baumgarten, C. M. Schneider, H. Petersen, F. Schäfers und J. Kirschner, "Magnetic-X-Ray Dichroism in Core-Level Photoemission from Ferromagnets". *Phys. Rev. Lett.* **65**, 492 (1990).
- [134] C. M. Schneider, "Perspectives in element-specific magnetic domain imaging". *J. Magn. Magn.*

- Mater.* **156**, 94 (1996).
- [135] C. M. Schneider, K. Meinel, J. Kirschner, M. Neuber, C. Wilde, M. Grunze, K. Holldack, Z. Celinski und F. Baudelet, "Element specific imaging of magnetic domains in multicomponent thin film systems". *J. Magn. Magn. Mater.* **162**, 7 (1996).
- [136] C. M. Schneider, U. Pracht, W. Kuch, A. Chasse und J. Kirschner, "Magnetic dichroism in photoemission as a spin-resolving probe for electronic correlations". *Phys. Rev. B* **54**, 15618 (1996).
- [137] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye und M. E. Welland, "Probing submicron nanomagnets by magneto-optics". *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3947 (1998).
- [138] C. C. Faulkner, M. D. Cooke, D. A. Allwood, D. Petit, D. Atkinson und R. P. Cowburn, "Artificial domain wall nanotraps in Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> wires". *J. Appl. Phys.* **95**, 6717 (2004).
- [139] A. Tonomura, "Electron-holographic interference microscopy". *Adv. Phys.* **41**, 59 (1992).
- [140] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang und S. S. P. Parkin, "Dependence of current and field driven depinning of domain walls on their structure and chirality in permalloy nanowires". *Phys. Rev. Lett.* **97**, 207205 (2006).
- [141] D. Atkinson, D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner und R. P. Cowburn, "Magnetic domain-wall dynamics in a submicrometre ferromagnetic structure". *Nat. Mater.* **2**, 85 (2003).
- [142] R. P. Cowburn, D. A. Allwood, G. Xiong und M. D. Cooke, "Domain wall injection and propagation in planar Permalloy nanowires". *J. Appl. Phys.* **91**, 6949 (2002).
- [143] S. Glathe, R. Mattheis und D. V. Berkov, "Direct observation and control of the Walker breakdown process during a field driven domain wall motion". *Appl. Phys. Lett.* **93**, 072508 (2008).
- [144] L. Thomas, C. Rettner, M. Hayashi, M. G. Samant, S. S. P. Parkin, A. Doran und A. Scholl, "Observation of injection and pinning of domain walls in magnetic nanowires using photoemission electron microscopy". *Appl. Phys. Lett.* **87**, 262501 (2005).
- [145] N. L. Schryer und L. R. Walker, "The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields". *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
- [146] G. S. D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi und L. Erskine, "Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires". *Nat. Mater.* **4**, 741 (2005).
- [147] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto und T. Shinjo, "Magnetization reversal in submicron magnetic wire studied by using giant magnetoresistance effect". *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1116 (1998).
- [148] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoito und T. Shinjo, "Propagation of a magnetic domain wall in a submicrometer magnetic wire". *Science* **284**, 468 (1999).

- [149] J. Grollier, D. Lacour, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaures, A. Fert, D. Adam und G. Faini, "Switching the magnetic configuration of a spin valve by current-induced domain wall motion". *J. Appl. Phys.* **92**, 4825 (2002).
- [150] L. J. Chang, P. Lin und S. F. Lee, "Current induced localized domain wall oscillators in NiFe/Cu/NiFe submicron wires". *Appl. Phys. Lett.* **101**, 242404 (2012).
- [151] S. Glathe und R. Mattheis, "Magnetic domain wall pinning by kinks in magnetic nanostripes". *Phys. Rev. B* **85**, 024405 (2012).
- [152] A. W. Holleitner, H. Knotz, R. C. Myers, A. C. Gossard und D. D. Awschalom, "Pinning a domain wall in (Ga,Mn)As with focused ion beam lithography". *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5622 (2004).
- [153] J. H. Franken, M. Hoeijmakers, R. Lavrijsen und H. J. M. Swagten, "Domain-wall pinning by local control of anisotropy in Pt/Co/Pt strips". *J. Phys.-Condens. Mat.* **24**, 024216 (2012).
- [154] M. Kläui et al., "Direct observation of domain-wall pinning at nanoscale constrictions". *Appl. Phys. Lett.* **87**, 102509 (2005).
- [155] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya und S. S. P. Parkin, "Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires". *Nat. Phys.* **3**, 21 (2007).
- [156] L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner und S. S. P. Parkin, "Dynamics of Magnetic Domain Walls Under Their Own Inertia". *Science* **330**, 1810 (2010).
- [157] C. K. Lim, T. Devolder, C. Chappert, J. Grollier, V. Cros, A. Vaures, A. Fert und G. Faini, "Domain wall displacement induced by subnanosecond pulsed current". *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2820 (2004).
- [158] A. Himeno, T. Ono, S. Nasu, K. Shigeto, K. Mibu und T. Shinjo, "Dynamics of a magnetic domain wall in magnetic wires with an artificial neck". *J. Appl. Phys.* **93**, 8430 (2003).
- [159] D. Atkinson, D. S. Eastwood und L. K. Bogart, "Controlling domain wall pinning in planar nanowires by selecting domain wall type and its application in a memory concept". *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022510 (2008).
- [160] J. M. B. Ndjaka, A. Thiaville und J. Miltat, "Transverse wall dynamics in a spin valve nanostrip". *J. Appl. Phys.* **105**, 023905 (2009).
- [161] R. J. Spain, "Controlled Domain Tip Propagation. Part I". *J. Appl. Phys.* **37**, 2572 (1966).
- [162] R. J. Spain und H. I. Jauvtis, "Controlled Domain Tip Propagation. Part II". *J. Appl. Phys.* **37**, 2584 (1966).
- [163] S. Basu, P. W. Fry, M. R. J. Gibbs, T. Schrefl und D. A. Allwood, "Control of the switching behavior of ferromagnetic nanowires using magnetostatic interactions". *J. Appl. Phys.* **105**,

- 083901 (2009).
- [164] M. T. Bryan, and J. S. Claydon N. A. Porter, M. A. Bashir, G. Burnell, C. H. Marrows, T. Schrefl und D. A. Allwood, "Stochastic switching asymmetry in magnetoresistive stacks due to adjacent nanowire stray field". *Appl. Phys. Lett.* **101**, 262404 (2012).
- [165] L. Ji, "Domain wall trapping by localized field on submicron supermalloy wires", University of Notre Dame, Dissertation, 2009.
- [166] G. Malinowski, O. Boulle und M. Kläui, "Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements". *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 384005 (2011).
- [167] J. Grollier, A. Chanthbouala, R. Matsumoto, A. Anane, V. Cros, F. Nguyen van Dau und A. Fert, "Magnetic domain wall motion by spin transfer". *C. R. Phys.* **12**, 309 (2011).
- [168] C. H. Marrows, "Spin-polarised currents and magnetic domain walls". *Adv. Phys.* **54**, 585 (2005).
- [169] L. Berger, "Exchange interaction between ferromagnetic domain-wall and electric-current in very thin metallic-films". *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
- [170] L. Berger, "Motion of a magnetic domain-wall traversed by fast-rising current pulses". *J. Appl. Phys.* **71**, 2721 (1992).
- [171] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke und R. P. Cowburn, "Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection". *Europhys. Lett.* **65**, 526 (2004).
- [172] O. Boulle, G. Malinowski und M. Kläui, "Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements". *Mat. Sci. Eng. R* **72**, 159 (2011).
- [173] J. L. Tsai, T. Y. Chen, K. W. Cheng, S. F. Lee und Y. D. Yao, "Magnetoresistance and domain wall motion in horseshoe Ni(80)Fe(20) wires". *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, E328 (2006).
- [174] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner und S. S. P. Parkin, "Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length". *Nature* **443**, 197 (2006).
- [175] S. H. Florez, C. Krafft und R. D. Gomez, "Spin-current-induced magnetization reversal in magnetic nanowires with constrictions". *J. Appl. Phys.* **97**, 10C705 (2005).
- [176] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya und S. S. P. Parkin, "Dynamics of domain wall depinning driven by a combination of direct and pulsed currents". *Appl. Phys. Lett.* **92**, 162503 (2008).
- [177] L. Heyne, J. Rhensius, A. Bisig, S. Krzyk, P. Punke, M. Kläui, L. J. Heyderman, L. Le Guyader und F. Nolting, "Direct observation of high velocity current induced domain wall motion". *Appl. Phys. Lett.* **96**, 032504 (2010).

- [178] L. Heyne et al., "Direct imaging of current-induced domain wall motion in CoFeB structures". *J. Appl. Phys.* **103**, 07D928 (2008).
- [179] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura und H. Ohno, "Current-induced domain-wall switching in a ferromagnetic semiconductor structure". *Nature* **428**, 539 (2004).
- [180] J. Curiale, A. Lemaitre, T. Niazi, G. Faini und V. Jeudy, "Joule heating and current-induced domain wall motion". *J. Appl. Phys.* **112**, 103922 (2012).
- [181] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaures, A. Fert und G. Faini, "Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion". *Appl. Phys. Lett.* **83**, 509 (2003).
- [182] S. Laribi et al., "Reversible and irreversible current induced domain wall motion in CoFeB based spin valves stripes". *Appl. Phys. Lett.* **90**, 232505 (2007).
- [183] S. Pizzini et al., "High Domain Wall Velocity at Zero Magnetic Field Induced by Low Current Densities in Spin Valve Nanostripes". *Appl. Phys. Express* **2**, 023003 (2009).
- [184] C. T. Boone, J. A. Katine, M. Carey, J. R. Childress, X. Cheng und I. N. Krivorotov, "Rapid Domain Wall Motion in Permalloy Nanowires Excited by a Spin-Polarized Current Applied Perpendicular to the Nanowire". *Phys. Rev. Lett.* **104**, 097203 (2010).
- [185] K. W. Cheng, C. Yu, S. F. Lee, Y. D. Yao, Y. Liou und J. H. Huang, "Current-driven domain wall in giant magnetoresistance half-ring series wires with varied linewidth". *J. Appl. Phys.* **105**, 07D115 (2009).
- [186] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa und P. P. Freitas, "Current-induced precessional magnetization reversal". *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2205 (2003).
- [187] H.W. Schumacher, C. Chappert, T. Devolder, R.C. Sousa und P.P. Freitas, "Bias field dependence of current-induced precessional magnetization reversal". *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 362 (2005).
- [188] L. Berger, "Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current". *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [189] J. C. Slonczewski, "Current-driven excitation of magnetic multilayers". *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [190] A. Müller, "GMR Nanostrukturen für strominduziertes Schalten", Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Masterarbeit, 2012.
- [191] K. Bussmann, G. A. Prinz, F. F. Cheng und D. Wang, "Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device". *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2476 (1999).
- [192] J. A. Katine, F. J. Albert und R. A. Buhrman, "Current-induced realignment of magnetic domains in nanostructured Cu/Co multilayer pillars". *Appl. Phys. Lett.* **76**, 354 (2000).
- [193] A. Yamaguchi, S. Nasu, H. Tanigawa, T. Ono, K. Miyake, K. Mibu und T. Shinjo, "Effect of



- Joule heating in current-driven domain wall motion". *Appl. Phys. Lett.* **86**, 012511 (2005).
- [194] H. Fangohr, D. S. Chernyshenko, M. Franchin, T. Fischbacher und G. Meier, "Joule heating in nanowires". *Phys. Rev. B* **84**, 054437 (2011).
- [195] J. F. Sierra et al., "Interface and Temperature Dependent Magnetic Properties in Permalloy Thin Films and Tunnel Junction Structures". *J. Nanosci. Nanotechnol.* **11**, 7653 (2011).
- [196] C. Hou, H. Fujiwara, K. Zhang, A. Tanaka und Y. Shimizu, "Temperature dependence of the exchange-bias field of ferromagnetic layers coupled with antiferromagnetic layers". *Phys. Rev. B* **63**, 024411 (2001).
- [197] K. Nagasaka, L. Varga, Y. Shimizu, S. Eguchi und A. Tanaka, "The temperature dependence of exchange anisotropy in ferromagnetic/PdPtMn bilayers". *J. Appl. Phys.* **87**, 6433 (2000).
- [198] C. L. Platt, A. E. Berkowitz, D. J. Smith und M. R. McCartney, "Correlation of coercivity and microstructure of thin CoFe films". *J. Appl. Phys.* **88**, 2058 (2000).
- [199] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner und S. S. P. Parkin, "Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register". *Science* **320**, 209 (2008).
- [200] H. Yu, S. Granville, D. P. Yu und J. P. Ansermet, "Evidence for Thermal Spin-Transfer Torque". *Phys. Rev. Lett.* **104**, 146601 (2010).
- [201] V. Uhler, J. Vogel, N. Rougemaille, O. Fruchart, Z. Ishaque, V. Cros, J. Camarero, J. C. Cezar, F. Sirotti und S. Pizzini, "Current-induced domain wall motion and magnetization dynamics in CoFeB/Cu/Co nanostripes". *J. Phys.-Condens. Mat.* **24**, 024213 (2012).
- [202] J. S. Moodera und G. Mathon, "Spin polarized tunneling in ferromagnetic junctions". *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 248 (1999).
- [203] S. X. Huang, T. Y. Chen und C. L. Chien, "Spin polarization of amorphous CoFeB determined by point-contact Andreev reflection". *Appl. Phys. Lett.* **92**, 242509 (2008).
- [204] <http://de.wikipedia.org/wiki/Gleichrichter>
- [205] U. Tietze und C. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer Berlin, Heidelberg, New York, 2002.
- [206] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag München, Wien, 2006.
- [207] S. M. Sze, *Physics of semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1982.
- [208] N. Mecking, Y. S. Gui und C. M. Hu, "Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips". *Phys. Rev. B* **76**, 224430 (2007).
- [209] L. H. Bai, Y. S. Gui, A. Wirthmann, E. Recksiedler, N. Mecking, C. M. Hu, Z. H. Chen und S. C. Shen, "The rf magnetic-field vector detector based on the spin rectification effect". *Appl.*

- Phys. Lett.* **92**, 032504 (2008).
- [210] A. Yamaguchi, K. Motoi, A. Hirohata, H. Miyajima, Y. Miyashita und Y. Sanada, "Broadband ferromagnetic resonance of Ni(81)Fe(19) wires using a rectifying effect". *Phys. Rev. B* **78**, 104401 (2008).
- [211] M. V. Costache, M. Sladkov, C. H. van der Wal und B. J. van Wees, "On-chip detection of ferromagnetic resonance of a single submicron Permalloy strip". *Appl. Phys. Lett.* **89**, 192506 (2006).
- [212] Y. S. Gui, L. H. Bai und C. M. Hu, "The physics of spin rectification and its application". *Sci. China. Phys. Mech.* **56**, 124 (2013).
- [213] S. T. B. Goennenwein et al., "Electrically detected ferromagnetic resonance". *Appl. Phys. Lett.* **90**, 162507 (2007).
- [214] Y. Tserkovnyak, A. Brataas und G. E. W. Bauer, "Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers". *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- [215] M. V. Costache, M. Sladkov, S. M. Watts, C. H. van der Wal und B. J. van Wees, "Electrical detection of spin pumping due to the precessing magnetization of a single ferromagnet". *Phys. Rev. Lett.* **97**, 216603 (2006).
- [216] G. Woltersdorf, O. Mosendz, B. Heinrich und C. H. Back, "Magnetization dynamics due to pure spin currents in magnetic double layers". *Phys. Rev. Lett.* **99**, 246603 (2007).
- [217] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leao, R. L. Rodriguez-Suarez, A. F. Lacerda Santos und S. M. Rezende, "Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment". *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
- [218] L. Bai, P. Hyde, Y. S. Gui, C. M. Hu, V. Vlaminck, J. E. Pearson, S. D. Bader und A. Hoffmann, "Universal method for separating spin pumping from spin rectification voltage of ferromagnetic resonance". *Phys. Rev. Lett.* **111**, 217602 (2013).
- [219] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman und D. C. Ralph, "Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current". *Nature* **425**, 380 (2003).
- [220] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe und S. Yuasa, "Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions". *Nature* **438**, 339 (2005).
- [221] H. Kubota et al., "Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions". *Nat. Phys.* **4**, 37 (2008).
- [222] J. C. Sankey, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, I. N. Krivorotov, R. A. Buhrman und D. C. Ralph, "Spin-transfer-driven ferromagnetic resonance of individual nanomagnets". *Phys. Rev. Lett.* **96**, 227601 (2006).

- [223] J. C. Sankey, Y. T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, R. A. Buhrman und D. C. Ralph, "Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions". *Nat. Phys.* **4**, 67 (2008).
- [224] S. Miwa et al., "Highly sensitive nanoscale spin-torque diode". *Nat. Mater.* **13**, 50 (2014).
- [225] C. Wang, Y. T. Cui, J. Z. Sun, J. A. Katine, R. A. Buhrman und D. C. Ralph, "Sensitivity of spin-torque diodes for frequency-tunable resonant microwave detection". *J. Appl. Phys.* **106**, 053905 (2009).
- [226] R. X. Wang, P. B. He, Q. H. Liu, Z. D. Li, A. L. Pan, B. S. Zou und Y. G. Wang, "Tilted spin torque-driven ferromagnetic resonance in a perpendicular-analyzer magnetic trilayer". *J. Magn. Mater.* **322**, 2264 (2010).
- [227] W. Chen, J.-M. L. Beaujour, G. de Loubens, A. D. Kent und J. Z. Sun, "Spin-torque driven ferromagnetic resonance of Co/Ni synthetic layers in spin valves". *Appl. Phys. Lett.* **92**, 012507 (2008).
- [228] W. Chen, G. de Loubens, J.-M. L. Beaujour, J. Z. Sun und A. D. Kent, "Spin-torque driven ferromagnetic resonance in a nonlinear regime". *Appl. Phys. Lett.* **95**, 172513 (2009).
- [229] T. Staudacher und M. Tsoi, "Spin-torque-driven ferromagnetic resonance in point contacts". *J. Appl. Phys.* **109**, 07C912 (2011).
- [230] T. Staudacher und M. Tsoi, "Ferromagnetic resonance driven by spin transfer torque". *Thin Solid Films* **519**, 8260 (2011).
- [231] A. Yamaguchi, H. Miyajima, T. Ono, Y. Suzuki, S. Yuasa, A. Tulapurkar und Y. Nakatani, "Rectification of radio frequency current in ferromagnetic nanowire". *Appl. Phys. Lett.* **90**, 182507 (2007).
- [232] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer und B. I. Halperin, "Spin battery operated by ferromagnetic resonance". *Phys. Rev. B* **66**, 060404 (2002).
- [233] J. Kleinlein, B. Ocker und G. Schmidt, "Using giant magneto resistance stripes to efficiently generate direct voltage signals from alternating current excitations". *Appl. Phys. Lett.* **104**, 153507 (2014).
- [234] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 2001.
- [235] D. G. Cahill, "Thermal-conductivity measurement from 30-k to 750-k - the 3-omega method". *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 802 (1990).
- [236] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura und H. Ohno, "A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction". *Nat. Mater.* **9**, 721 (2010).

- [237] Krytar, "Datasheet: Zero bias schottky detectors - model 202B", 2009.
- [238] J. Zhu et al., "Voltage-Induced Ferromagnetic Resonance in Magnetic Tunnel Junctions". *Phys. Rev. Lett.* **108**, 197203 (2012).
- [239] C. Wang, H. Seinige und M. Tsoi, "Current-driven parametric resonance in magnetic multilayers". *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 285001 (2013).
- [240] Z. Frait und H. MacFaden, "Ferromagnetic Resonance in Metals. Frequency Dependence". *Phys. Rev.* **139**, 1173 (1965).
- [241] S. M. Bhagat, L. L. Hirst und J. R. Anderson, "Ferromagnetic Resonance in Nickel and Iron". *J. Appl. Phys.* **37**, 194 (1966).
- [242] S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Z. Wu, C. E. Patton, M. L. Schneider, P. Kabos, T. J. Silva und J. P. Nibarger, "Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods". *J. Appl. Phys.* **99**, 093909 (2006).
- [243] C. Chappert, K. Ledang, P. Beauvillain, H. Hurdequint und D. Renard, "Ferromagnetic-resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate". *Phys. Rev. B* **34**, 3192 (1986).
- [244] C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland und G. Lauhoff, "Magnetism in ultrathin film structures". *Rep. Prog. Phys.* **71**, 056501 (2008).
- [245] U. Ebels, J. L. Duvail, P. E. Wigen, L. Piraux, L. D. Buda und K. Ounadjela, "Ferromagnetic resonance studies of Ni nanowire arrays". *Phys. Rev. B* **64**, 144421 (2001).
- [246] C. Tannous, A. Ghaddar und J. Gieraltowski, "Nanowire arrays, surface anisotropy, magnetoelastic effects and spintronics". *Appl. Phys. Lett.* **100**, 182401 (2012).
- [247] O. Yalcin, Ed., *Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications*. InTech, 2013.
- [248] C. Bilzer, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, S. Cardoso und P. P. Freitas, "Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguides: Comparison of different evaluation methods". *J. Appl. Phys.* **101**, 074505 (2007).
- [249] J. Su, C. S. Tsai und C. C. Lee, "Determination of magnetic properties of ultrathin iron films using microwave stripline technique". *J. Appl. Phys.* **87**, 5968 (2000).
- [250] E. Moraitakis, L. Kompotiatis, M. Pissas und D. Niarchos, "Permeability measurements of permalloy films with a broad band stripline technique". *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 168 (2000).
- [251] O. Klein, G. De Loubens, V. V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich und N. Vukadinovic, "Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples". *Phys. Rev. B* **78**, 144410 (2008).
- [252] Rohde&Schwarz, "Specifications: SMF100A Microwave Signal Generator", 2009.
- [253] Rohde&Schwarz, "Specifications: FSV Signal and Spectrum Analyzer", 2013.

- [254] H. J. Juretschke, "Electromagnetic Theory Of dc Effects in Ferromagnetic Resonance". *J. Appl. Phys.* **31**, 1401 (1960).
- [255] CascadeMicrotech, "Probe Selection Guide", <http://www.cmicro.com/files/Probe-Selection-Guide.pdf>, 2013.
- [256] Anritsu, "Datenblatt: Ultra-Wideband Bias Tees, Models K251 and V251, Rev. A", 2000.
- [257] Datacom Buchverlag GmbH, Fernspeiseweiche
- [258] Richard Feynman, *Feynman-Vorlesungen über Physik*. Oldenbourg Verlag München, Wien, 2007, vol. 1: Mechanik, Strahlung, Wärme.
- [259] A. Wirthmann, X. Fan, Y. S. Gui, K. Martens, G. Williams, J. Dietrich, G. E. Bridges und C. M. Hu, "Direct Phase Probing and Mapping via Spintronic Michelson Interferometry". *Phys. Rev. Lett.* **105**, 017202 (2010).
- [260] A. Banholzer, R. Narkowicz, C. Hassel, R. Meckenstock, S. Stienen, O. Posth, D. Suter, M. Farle und J. Lindner, "Visualization of spin dynamics in single nanosized magnetic elements". *Nanotechnology* **22**, 295713 (2011).
- [261] T. G. Phillips und H. M. Rosenberg, "Spin waves in ferromagnets". *Rep. Prog. Phys.* **29**, 285 (1966).
- [262] S. Stienen, "Spin-dynamik und -manipulation an nanostrukturierten Systemen in Simulation und Experiment", Universität Duisburg-Essen, Dissertation, 2013.
- [263] H. Suhl, "Theory of the magnetic damping constant". *IEEE T. Magn.* **34**, 1834 (1998).
- [264] G. Woltersdorf, "Spin-pumping and two-magnon scattering in magnetic multilayers", Simon Fraser University, Dissertation, 2004.
- [265] B. Heinrich, R. Urban und G. Woltersdorf, "Magnetic relaxation in metallic films: Single and multilayer structures". *J. Appl. Phys.* **91**, 7523 (2002).
- [266] C. Vittoria, S. D. Yoon und A. Widom, "Relaxation mechanism for ordered magnetic materials". *Phys. Rev. B* **81**, 014412 (2010).
- [267] E. van de Riet und F. Roozeboom, "Ferromagnetic resonance and eddy currents in high-permeable thin films". *J. Appl. Phys.* **81**, 350 (1997).
- [268] V. Kambersky, "On ferromagnetic resonance damping in metals". *Czech. J. Phys. B* **26**, 1366 (1976).
- [269] R. Urban, G. Woltersdorf und B. Heinrich, "Gilbert damping in single and multilayer ultrathin films: Role of interfaces in nonlocal spin dynamics". *Phys. Rev. Lett.* **87**, 217204 (2001).
- [270] Y. Tserkovnyak, A. Brataas und G. E. W. Bauer, "Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films". *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).

- [271] B. Heinrich, G. Woltersdorf, R. Urban und E. Simanek, "Role of dynamic exchange coupling in magnetic relaxations of metallic multilayer films (invited)". *J. Appl. Phys.* **93**, 7545 (2003).
- [272] B. Heinrich, Y. Tserkovnyak, G. Woltersdorf, A. Brataas, R. Urban und G. E. W. Bauer, "Dynamic exchange coupling in magnetic bilayers". *Phys. Rev. Lett.* **90**, 187601 (2003).
- [273] Kh. Zakeri et al., "Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering". *Phys. Rev. B* **76**, 104416 (2007).
- [274] B. Heinrich, J. F. Cochran und R. Hasegawa, "FMR linebroadening in metals due to 2-magnon scattering". *J. Appl. Phys.* **57**, 3690 (1985).
- [275] D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin und B. W. Chui, "Single spin detection by magnetic resonance force microscopy". *Nature* **430**, 329 (2004).
- [276] J. Wrachtrup, C. von Borczyskowski, J. Bernard, M. Orrit und R. Brown, "Optical-detection of magnetic-resonance in a single molecule". *Nature* **363**, 244 (1993).
- [277] J. Köhler, J. A. J. M. Disselhorst, M. C. J. M. Donckers, E. J. J. Groenen, J. Schmidt und W. E. Moerner, "Magnetic resonance of a single molecular spin". *Nature* **363**, 242 (1993).
- [278] F. Jelezko, I. Popa, A. Gruber, C. Tietz, J. Wrachtrup, A. Nizovtsev und S. Kilin, "Single spin states in a defect center resolved by optical spectroscopy". *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2160 (2002).
- [279] Y. Manassen, R. J. Hamers, J. E. Demuth und A. J. Castellano, "Direct Observation of the Precession of Individual Paramagnetic Spins on Oxidized Silicon Surfaces". *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2531 (1989).
- [280] C. Durkan und M. E. Welland, "Electronic spin detection in molecules using scanning-tunneling-microscopy-assisted electron-spin resonance". *Appl. Phys. Lett.* **80**, 458 (2002).
- [281] M. Xiao, I. Martin, E. Yablonovitch und H. W. Jiang, "Electrical detection of the spin resonance of a single electron in a silicon field-effect transistor". *Nature* **430**, 435 (2004).
- [282] M. R. Freeman und J. F. Smyth, "Picosecond time-resolved magnetization dynamics of thin-film heads". *J. Appl. Phys.* **79**, 5898 (1996).
- [283] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz und M. R. Freeman, "Direct observation of magnetic relaxation in a small permalloy disk by time-resolved scanning Kerr microscopy". *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1134 (1997).
- [284] R. J. Hicken und J. Wu, "Observation of ferromagnetic resonance in the time domain". *J. Appl. Phys.* **85**, 4580 (1999).
- [285] T. Gerrits, T. J. Silva, J. P. Nibarger und T. Rasing, "Large-angle magnetization dynamics investigated by vector-resolved magnetization-induced optical second-harmonic generation". *J. Appl. Phys.* **96**, 6023 (2004).
- [286] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford und C. T. Rogers, "Inductive measurement of ultrafast

- magnetization dynamics in thin-film Permalloy". *J. Appl. Phys.* **85**, 7849 (1999).
- [287] W. Dietrich und W. E. Proebster, "Millimicrosecond magnetization reversal in thin magnetic films". *J. Appl. Phys.* **31**, S281 (1960).
- [288] I. Neudecker, G. Woltersdorf, B. Heinrich, T. Okuno, G. Gubbiotti und C. H. Back, "Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods". *J. Magn. Mater.* **307**, 148 (2006).
- [289] M. Covington, T. M. Crawford und G. J. Parker, "Time-resolved measurement of propagating spin waves in ferromagnetic thin films". *Phys. Rev. Lett.* **89**, 237202 (2002).
- [290] T. Martin, B. Becker, S. Ganzer, T. Hagler, M. Sperl und G. Bayreuther, "Inductive time-domain measurement of magnetization dynamics in epitaxial Fe(1-x)Co(x) single and double layers". *J. Appl. Phys.* **97**, 10A718 (2005).
- [291] T. Martin, M. Belmeguenai, M. Maier, K. Perzlmaier und G. Bayreuther, "Pulsed inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in interlayer exchange coupled NiFe/Ru/NiFe films". *J. Appl. Phys.* **101**, 09C101 (2007).
- [292] S. Serrano-Guisan, K. Rott, G. Reiss und H. W. Schumacher, "Inductive and magneto-resistive measurements of Gilbert damping in Ni(81)Fe(19) thin films and microstructures". *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 164015 (2008).
- [293] R. H. Koch, J.G. Deak, D. W. Abraham, P. L. Trouilloud, R. A. Altman, Y. Lu, W. J. Gallagher, R. E. Scheuerlein, K. P. Roche und S. S. P. Parkin, "Magnetization reversal in micron-sized magnetic thin films". *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4512 (1998).
- [294] J. W. Cooley und J. W. Tukey, "An Algorithm For Machine Calculation Of Complex Fourier Series". *Math. Comp.* **19**, 297 (1965).
- [295] O. Wid, "Parametrisch gepumpte ferromagnetische Resonanz im Zeitbereich", Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Masterarbeit, 2013.
- [296] H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas und M. Bauer, "Coherent suppression of magnetic ringing in microscopic spin valve elements". *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3781 (2002).
- [297] T. M. Crawford, P. Kabos und T. J. Silva, "Coherent control of precessional dynamics in thin film permalloy". *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2113 (2000).
- [298] Tektronix, "Datenblatt: Elektrische Abtastmodule", 2006.
- [299] Agilent, "Application note: Time domain reflectometry theory", 2013.
- [300] Tektronix, "TDR Impedance Measurements: A Foundation for Signal Integrity", 2007.
- [301] T. J. Russell, "Matched-line Directional Dividers". *IEEE T. Microw. Theory* **41**, 1094 (1993).
- [302] M. H. Seavey und P. E. Tannenwald, "Ferromagnetic Resonance in Ultra-thin Films". *J. Appl.*

- Phys.* **29**, 292 (1958).
- [303] J. P. Nibarger, R. Lopusnik, Z. Celinski und T. J. Silva, "Variation of magnetization and the Lande g factor with thickness in Ni-Fe films". *Appl. Phys. Lett.* **83**, 93 (2003).
- [304] D. S. Wu, C. C. Chan und R. H. Horng, "Material characteristics and thermal stability of cosputtered Ta–Ru thin films". *J.Vac.Sci.Technol.A* **17**, 3327 (1999).
- [305] L. Heyne, "Manipulation of Magnetic Domain Walls and Vortices by Current Injection", Universität Konstanz, Dissertation, 2010.
- [306] P. J. Ding, W. A. Lanford, S. Hymes und S. P. Murarka, "Oxidation resistant high conductivity copper films". *Appl.Phys.Lett.* **64**, 2897 (1994).
- [307] Y. T. Chen, S. U. Jen, Y. D. Yao, J. M. Wu, G. H. Hwang, T. L. Tsai, Y. C. Chang und A. C. Sun, "Magnetic, structural and electrical properties of ordered and disordered Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub> films". *J.Magn.Magn.Mater* **304**, e71 (2006).
- [308] H. Xi, B. Bian, K. R. Mountfield, Z. Zhuang, D. E. Laughlin und R. M. White, "Dependence of exchange bias in NiFe/PtMn bilayers on composition and microstructure". *J.Magn.Magn.Mater* **260**, 273 (2003).
- [309] S. U. Jen, Y. D. Yao, Y. T. Chen, J. M. Wu, C. C. Lee, T. L. Tsai und Y. C. Chang, "Magnetic and electrical properties of amorphous CoFeB films". *J.Appl.Phys.* **99**, 05371 (2006).
- [310] J. C. Vickerman und I. S. Gilmore, Eds., *Surface Analysis – The Principal Techniques*. John Wiley & Sons, Ltd., 2009.
- [311] A. Benninghoven, "Developments in secondary ion mass-spectroscopy and applications to surface studies". *Surf. Sci.* **53**, 596 (1975).
- [312] T. Richter, "Strominduziertes Schalten in TMR-Nanostrukturen", Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Masterarbeit, 2012.
- [313] Jeol, <http://www.jeol.de/electronoptics/index.php>



## 8. Liste eigener Veröffentlichungen

J. Kleinlein, F. Syrowatka, M. Schirmer und G. Schmidt: „Hybrid high sensitivity resists for high resolution negative electron beam lithography”, Poster, Micro & Nano Engineering 2010, Genua

M. Grünewald, J. Kleinlein, F. Syrowatka, F. Würthner, L. W. Molenkamp und G. Schmidt, „Large room-temperature magnetoresistance in lateral organic spin valves fabricated by in situ shadow evaporation“, *Org. Electron.***14**, 2083 (2013)

J. Kleinlein, B. Ocker und G. Schmidt, „Using giant magneto resistance stripes to efficiently generate direct voltage signals from alternating current excitations“, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 153507 (2014)

J. Kleinlein und G. Schmidt, „Current-induced magnetization reversal in pseudo spin valves in current-in-plane configuration“, eingereicht (2014)

M. Grünewald, N. Homonnay, J. Kleinlein und G. Schmidt, „Voltage Controlled Oxide Barriers in Organic/Hybrid Spin Valves Based on Tunneling Anisotropic Magnetoresistance“, eingereicht (2014)

## 9. Angaben zur Person

<i>Familiennamen</i>	Kleinlein
<i>Vorhandener akademischer Grad</i>	Diplom-Ingenieur Univ.
<i>Vorname</i>	Johannes
<i>Geburtsdatum</i>	25.09.1980
<i>Geburtsort</i>	Neustadt/Aisch
<i>Geschlecht</i>	männlich
<i>Anschrift</i>	Gartenweg 10, 96160 Geiselwind
<i>Staatsangehörigkeit</i>	deutsch
<i>Fachgebiet der Promotion</i>	Physik
<i>Besuchte Hochschulen und abgelegte Abschlussprüfungen</i>	Universität Würzburg, Diplomprüfung

Gemäß §§ 5 und 7 der Promotionsordnung der Naturwissenschaftlichen Fakultäten I, II, III und des Zentrums für Ingenieurwissenschaften der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg vom 13.06.2012 erkläre ich hiermit, dass ich weder vorbestraft bin noch dass gegen mich Ermittlungsverfahren anhängig sind.

Johannes Kleinlein

Geiselwind, 03.10.2014

# 10. Eidesstattliche Erklärung

Gemäß §§ 5 und 7 der Promotionsordnung der Naturwissenschaftlichen Fakultäten I, II, III und des Zentrums für Ingenieurwissenschaften der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg vom 13.06.2012 erkläre ich hiermit an Eides statt, dass ich die Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Außerdem erkläre ich, dass ich bisher keine vergeblichen Promotionsversuche unternommen habe und die Dissertation in der gegenwärtigen bzw. in einer anderen Fassung bei keiner anderen Fakultät vorgelegt habe.

Johannes Kleinlein

Geiselwind, 03.10.2014