

Kopplung und Dynamik in
magnetischen Mikrostrukturen
untersucht mit
zeitaufgelöster Photoelektronen-
Emissionsmikroskopie

im Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin
eingereichte Dissertation



von

Julia Kurde

Dezember 2011

Gutachter: 1. Prof. Dr. Wolfgang Kuch
2. Prof. Dr. Paul Fumagalli

Tag der Abgabe: 29.12.2011

Tag der Disputation 15.02.2012

Kurzfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Kopplung und Dynamik in magnetischen Mikrostrukturen. Als experimentelle Methode dient die zeitaufgelöste Photoelektronenemissionsmikroskopie (TR-PEEM). Diese Methode erlaubt einerseits eine elementspezifische Abbildung der Magnetisierung, was bei Mehrschichten von besonderem Vorteil ist, andererseits lässt sich die Magnetisierungsdynamik auf einer Pikosekunden-Zeitskala stroboskopisch aufzeichnen. Mit kurzen Magnetfeldpulsen werden Präzessions- und Gyrationenmoden in magnetischen Einfach- und Dreifachlagen-Mikrostrukturen angeregt. Ihre Frequenz und Amplitude ist insbesondere von der Domänenkonfiguration und der Wechselwirkung der magnetischen Schichten abhängig.

Es werden die angeregten Moden in PermalloyTM (Py) -Mikrostrukturen verschiedener Form und Domänenkonfiguration gegenübergestellt. Dabei wird gezeigt, dass die Präzessionsfrequenz in den Domänen größer ist, wenn diese an eine *cross-tie*-Wand angrenzen. Mikromagnetische Simulationen geben darüber hinaus Aufschluss über die Vortex-Dynamik, insbesondere über den Einfluss (i) von Domänenwänden auf die Vortex-Gyration und (ii) der Präzessionsbewegung der Magnetisierung auf die Schaltprozesse des Vortex-Zentrums.

Die Dreifachlagen-Mikrostrukturen bestehen aus einer Py-Schicht und einer Co-Schicht, die durch eine dünne Cu-Schicht getrennt sind. Es wird zunächst die Wechselwirkung der beiden magnetischen Schichten über die nichtmagnetische Zwischenschicht ohne Anregung (statisch) untersucht. Das Experiment zeigt, dass die Domänenwände in der magnetisch weicheren Py-Schicht abhängig von der Dicke der Cu-Schicht eine komplexe innere Struktur besitzen. Diese Beobachtung wird mit mikromagnetischen Simulationen verglichen und mit magnetostatischen Streufeldern erklärt. Die Magnetisierungsdynamik der Dreifachlagen-Mikrostrukturen wird vorwiegend mit mikromagnetischen Simulationen untersucht. Sie zeigen, dass (i) die Magnetisierungsdynamik sowohl in der magnetisch

weicheren als auch in der magnetisch härteren Schicht von der gegenseitigen Wechselwirkung beeinflusst wird und (ii) die Gyration der Domänenwände von ihrer inneren Struktur in der Py-Schicht abhängig ist.

Um bei BESSY II das Nutzer-Experiment SPEEM für zeitaufgelöste Messungen zu erweitern, wurde dort ein Femtosekunden-Laser-System aufgebaut, das im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich in Betrieb genommen wurde. In diesem Zusammenhang wurde das gesamte Experiment von dem PEEM der AG-Kuch auf das SPEEM umgestellt. Die Methode zur Probenkontaktierung wurde dabei mit einem modifizierten Probenhalter erheblich vereinfacht.

Abstract

This thesis deals with the coupling and dynamics in magnetic microstructures. Time-resolved photoelectron emission microscopy (TR-PEEM) serves as experimental method. This method allows on the one hand an element-specific imaging of the magnetization, which is an essential advantage for multilayered samples, on the other hand the magnetization dynamics can be followed stroboscopically on a picosecond time scale. With short magnetic pulses precession and gyration modes are excited in magnetic single- and multilayered microstructures. Their frequency depends particularly on the domain configuration and the interaction of the magnetic layers.

The excited modes in PermalloyTM (Py) microstructures with different shape and domain configuration are contrasted. It is shown that the precession frequency is higher in the presence of a cross-tie wall. Micromagnetic simulations in addition give insight to the vortex dynamics, especially to the influence of (i) domain walls on the vortex gyration and (ii) the magnetization precession in the domains on the switching of the vortex core.

The trilayer microstructures consist of a Py layer and a Co layer, separated by a thin Cu layer. First the interaction of the magnetic layers through the non-magnetic Cu spacer layer is investigated statically, i.e. without excitation. It is shown that the domain walls in the magnetically softer Py layer have a complex inner structure depending on the thickness of the Cu layer. This observation is compared to micromagnetic simulations and explained by magnetostatic stray-fields. The magnetization dynamics of the trilayer microstructures is mainly investigated by micromagnetic simulations. They show that (i) the magnetization dynamics is influenced by the coupling in both, the magnetically harder as well as in the magnetically softer layer, and (ii) the gyration of the domain walls depends on their inner structure in the Py layer.

To extend the user experiment SPEEM at BESSY II for time-resolved measu-

rements, a femtosecond laser system has been set up, which started its operation during this thesis. In this context, the experiment has been moved from the PEEM of the AG-Kuch to the SPEEM. The mechanism for sample contacting has been simplified significantly with a new sampleholder.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen des Ferromagnetismus	5
2.1. Maxwell-Gleichungen	5
2.2. Mikromagnetismus	6
2.2.1. Austauschwechselwirkung	7
2.2.2. Anisotropie	7
2.2.3. Externes Magnetfeld	8
2.2.4. Magnetostatisches Dipolfeld	8
2.3. Magnetische Domänen und Domänenwände	11
2.4. Magnetische Mehrschichtsysteme	13
2.5. Magnetisierungsdynamik	14
2.5.1. Anregungen eines Ferromagneten	14
2.5.2. Die Landau-Lifshitz-Gleichung	19
2.5.3. Mikromagnetische Simulationen	20
3. Experimentelle Methoden	23
3.1. Grundlagen	23
3.1.1. Ultrahochvakuum	23
3.1.2. Synchrotronstrahlung	25
3.2. Experimenteller Aufbau	28
3.2.1. Photoelektronenmikroskopie	28
3.2.2. Die Anrege-Abfrage-Technik	31
3.3. Proben und Probenhalter	33
3.3.1. Probenherstellung	35
3.3.2. Probenhalter	36
3.3.3. Charakterisierung des Magnetfeldpulses	39

4. Magnetisierungsdynamik in Permalloy-Mikrostrukturen	43
4.1. Rechteckstruktur mit <i>cross-tie</i> -Wänden	43
4.1.1. Einführung und Motivation	43
4.1.2. Statische Domänenkonfiguration	44
4.1.3. Magnetisierungsdynamik	45
4.1.4. Zusammenfassung und Diskussion	49
4.2. Mikrostrukturen in Diamant- und Vortex-Konfiguration	52
4.2.1. Einführung und Motivation	52
4.2.2. Experimentelle Ergebnisse	52
4.2.3. Zusammenfassung und Diskussion	56
4.3. Mikrostrukturen verschiedener Formen	57
4.3.1. Einführung und Motivation	57
4.3.2. Simulationen mit Standard-Parametern	57
4.3.3. Simulationen mit Parametervariation	62
4.3.4. Zusammenfassung und Diskussion	68
4.4. Vortex-Dynamik	70
4.4.1. Einführung und Motivation	70
4.4.2. Vortex-Gyration	70
4.4.3. Vortex-Schaltprozesse	75
4.4.4. Zusammenfassung und Diskussion	77
5. Kopplung und Dynamik in Dreifachlagen-Mikrostrukturen	79
5.1. Domänenkonfiguration der Co-Mikrostrukturen	79
5.2. Magnetostatische Domänenwandkopplung	81
5.2.1. Einführung und Motivation	81
5.2.2. Experimentelle Ergebnisse	82
5.2.3. Simulationen	89
5.2.4. Zusammenfassung und Diskussion	95
5.3. Magnetisierungsdynamik	97
5.3.1. Einführung und Motivation	97
5.3.2. Experimentelle Ergebnisse	97
5.3.3. Simulationen	99
5.3.4. Zusammenfassung und Diskussion	105
6. Zusammenfassung und Ausblick	107

A. Elmitec Probenhalter mit Probenkontaktierung	113
Literaturverzeichnis	123
Publikationen	134
Curriculum Vitae	139
Danksagung	141

1. Einleitung

Das Verstehen und Interpretieren von Bildern und Mustern ist eine grundlegende Eigenschaft, jedoch ist die örtliche und zeitliche Auflösung des menschlichen Auges beschränkt. Strukturen, die kleiner sind als etwa 0,1 mm, können wir mit dem bloßen Auge nicht erkennen, eben sowenig Bewegungen mit mehr als etwa 15 Bilder pro Sekunde. Die Entwicklung von Geräten zur Erweiterung unserer Wahrnehmung ist grundlegend für das heutige Verständnis der Welt. Der Mensch besitzt keine Rezeptoren für Magnetismus. Dennoch wird Magnetismus heute auf Längenskalen von wenigen Nanometern und Zeitskalen von wenigen Femtosekunden erforscht. Allerdings vergingen Jahrhunderte, um den heutigen Stand der Forschung zu erreichen.

Die Eigenschaft des Minerals Magnetit eisenhaltige Gegenstände anzuziehen, war bereits im antiken Griechenland und in China bekannt. Die ersten Aufzeichnungen über die Anziehungskraft von Magnetsteinen machte Thales von Milet um 500 v. Chr. Bis Magnetit zu einer praktisch-technischen Anwendung wurde, vergingen Jahrhunderte. Den Anfang bildete ein aus Magnetit gefertigter Löffel, der um 200 v. Chr. in China entwickelt wurde. Er diente nicht der Navigation, sondern war eine Art Kompass zum Ausrichten von Straßen und Häusern und wird bis heute im Feng Shui verwendet. Ende des 11. Jahrhunderts beschrieb der chinesische Wissenschaftler Shen Kuo die Nutzung eines Magneten für die Navigation. Sein Buch enthält die erste klare Beschreibung des magnetischen Kompasses, ein Jahrhundert bevor der Kompass in Europa von dem englischen Wissenschaftler Alexander Neckam beschrieben wurde.

Die wissenschaftlich systematische Erforschung des Magnetismus nahm ihren Anfang mit dem um 1600 veröffentlichten lateinischen Werk *De Magnete* des englischen Wissenschaftlers William Gilbert. Er beschrieb die Analogie des Erdmagnetfeldes zu den Magnetsteinen und erklärte den Kompass durch die Beschreibung der Erde als großen Magneten. 1820 entdeckte Hans Christian Ørsted den

Zusammenhang zwischen Magnetismus und Elektrizität. In den folgenden Jahrzehnten wurde dieser Zusammenhang intensiv experimentell untersucht, hauptsächlich von Michael Faraday, der den Begriff des Kraftlinienfeldes einführte, aber auch von André Marie Ampère, Charles Augustin de Coulomb und Wilhelm Weber, die sich mit der Fernwirkungstheorie beschäftigten. James Clerk Maxwell begründete 1864 aufbauend auf die Arbeiten Faradays die einheitliche Theorie des Elektromagnetismus und postulierte die Existenz von elektromagnetischen Wellen, die Heinrich Hertz 1886 experimentell nachweisen konnte.

Spätere Untersuchungen des Magnetismus gingen zunehmend von einem atomaren bzw. molekularen Ursprung des Magnetismus aus. 1905 stellte der französische Physiker Paul Langevin eine Theorie auf, welche die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von Paramagneten erklärte [Lan05]. Pierre Ernst Weiss erweiterte 1907 die Theorie Langevins, indem er die Existenz eines inneren *molekularen* Magnetfeldes in ferromagnetischen Materialien postulierte [Wei07]. Werner Heisenberg konnte 1928 dieses Feld mit dem quantenmechanischen Austauschereffekt erklären [Hei28]. Experimentelle Untersuchungen von magnetischen Domänen, wie sie beispielhaft in Abb. 2.1 gezeigt sind, wurden erst mit der Entwicklung von Methoden möglich, die Magnetismus abbilden konnten. Die *Bitter-Methode* ist die älteste, sie wurde 1931 von F. Bitter [Bit31, Bit32] entwickelt, der die Verteilung eines sehr feinen magnetischen Puders bestehend aus etwa $1\ \mu\text{m}$ großen Fe_2O_3 -Partikeln in einer Ethylacetat-Lösung auf der Probenoberfläche mit einem optischen Mikroskop untersuchte.

Bis heute wurde eine Vielzahl von mikroskopischen Methoden entwickelt, die magnetische Eigenschaften mit bis in die Nähe atomarer Auflösung abbilden können. Ein Übersichtsartikel ist [HO05]. Mit der in dieser Arbeit verwendeten Methode, der Photoelektronenemissionsmikroskopie (PEEM), kann eine Auflösung im Nanometer-Bereich erreicht werden. Sie bietet den besonderen Vorteil der Elementselektivität, die es ermöglicht, Teile der Probe, die aus unterschiedlichen Materialien bestehen, unabhängig von einander zu untersuchen.

Erste Experimente, die eine zeitaufgelöste Abbildung der Magnetisierung ermöglichten, wurden in den 1960er Jahren von Dillon *et al.* entwickelt [DKR63]. Mit einer *magneto-optischen Kamera* [KH69] konnten Kryder und Humphrey Umagnetisierungsprozesse von $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$ -Filmen mit einer Ortsauflösung von $10\ \mu\text{m}$ und einer für diese Zeit enorm hohen Zeitauflösung von $10\ \text{ns}$ aufnehmen. Bereits

1960 wurden von Dietrich und Proebster Ummagnetisierungsprozesse in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filmen mit einer induktiven Methode ohne Ortsauflösung gemessen, die in der Zeit von etwa einer ps ablaufen [DP60]. Oszillationen im detektierten Signal deuteten bereits hier auf eine Präzessionsbewegung der Magnetisierung hin. Laser mit Pulsdauern von wenigen Picosekunden bis hin zu Femtosekunden ermöglichen seit Ende der 1980er Jahre eine zeitaufgelöste Abbildung der Magnetisierung auf diesen ultrakurzen Zeitskalen. In Experimenten, mit denen erstmals eine Zeitauflösung im Picosekunden-Bereich erreicht werden konnte, wurde von Freeman *et al.* eine Anrege-Abfrage-Technik mit einem photosensitiven Schalter verwendet [FRG91].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Dynamik der Magnetisierung in magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen-Systemen nach einer Anregung mit einem externen Magnetfeldpuls im Picosekunden-Bereich. Die Magnetisierung wird zeit- und orts- sowie lagenaufgelöst abgebildet. Der Gleichgewichtszustand der Magnetisierung ist eine parallele Orientierung der Elementarmagnete zum lokalen effektiven Magnetfeld, das sich aus dem externen Feld und den vom Material abhängigen internen Feldern ergibt. Bei einer idealerweise sprunghaften Änderung des externen Feldes wird der neue Gleichgewichtszustand bereits nach einigen Nanosekunden erreicht. Die Bewegung der magnetischen Momente aus dem Anfangs- in den Gleichgewichtszustand wird als Magnetisierungsdynamik bezeichnet. Die Anregung versetzt die Magnetisierung in eine gedämpfte Präzessionsbewegung im GHz-Bereich um den lokalen Gleichgewichtszustand. Es treten je nach Domänenkonfiguration verschiedene Schwingungsmoden der Magnetisierung auf. Dabei wird zwischen der Präzession der Magnetisierung in den näherungsweise homogen magnetisierten Domänen und Gyration magnetischer Objekte wie Domänenwände oder Vortex-Zentren unterschieden. In Dreifachlagen-Systemen wird neben der Dynamik auch das Kopplungsverhalten via magnetostatischer Streufelder untersucht. Die zentralen Fragen sind

- Welche Frequenzen besitzen die in den Mikrostrukturen angeregten Moden?
- Welche Abhängigkeit zeigen die Moden von der Domänenkonfiguration, der Form der Mikrostruktur und der Kopplung im Dreifachlagen-System?
- Welchen Einfluss hat eine nicht-magnetische Zwischenschicht auf die innere Struktur von 90° -Domänenwänden?
- Welchen Einfluss hat die innere Struktur der 90° -Domänenwände auf ihre

Gyration?

Diese Fragen stehen zunächst in keiner direkten Beziehung zu einer bestimmten technischen Anwendung, oder wie Albert Einstein bemerkte „*Die höhere Schule hat die geistigen und menschlichen Qualitäten zu entwickeln ohne Rücksicht auf die unmittelbare Brauchbarkeit des Vermittelten.*“

Die Arbeit ist in folgende Kapitel gegliedert:

1 Einleitung

2 Grundlagen des Ferromagnetismus Die Modelle des Mikromagnetismus zur Beschreibung magnetischer Domänen und der Magnetisierungsdynamik sowie die Kopplungsmechanismen in magnetischen Mehrschichtsystemen werden dargestellt.

3 Experimentelle Methoden Die Grundlagen der Synchrotronstrahlung und der experimentelle Aufbau, bestehend aus einem Photoelektronenemissionsmikroskop (PEEM) und einem Femtosekunden-Laser zur Realisierung einer Anrege-Abfrage-Technik, sowie die Probenherstellung und der Probenhalter werden beschrieben.

In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse der Experimente und deren Simulationen dargestellt und diskutiert.

4 Magnetisierungsdynamik in Permalloy-Mikrostrukturen Der Einfluss der Form der Mikrostrukturen und deren Domänenkonfiguration auf die angeregten Präzessions- und Gyrationenmoden werden untersucht. Experimentellen Ergebnisse werden mit mikromagnetischen Simulationen verglichen, die darüber hinaus Einblick in die dem Experiment nicht zugängliche Vortex-Dynamik liefern.

5 Kopplung und Dynamik in Dreifachlagen-Mikrostrukturen Als Voruntersuchung wird auf die statische Domänenkonfiguration in Kobalt-Einfachlagen eingegangen. Anschließend wird das Kopplungsverhalten an 90°-Domänenwänden in Dreifachlagen analysiert und die Magnetisierungsdynamik insbesondere der Domänenwände diskutiert. Mikromagnetische Simulationen erklären das experimentell beobachtete Kopplungsverhalten. Sie liefern über die Magnetisierungsdynamik detaillierte Informationen, die im Experiment nicht beobachtet werden konnten.

6 Zusammenfassung und Ausblick Die erzielten Ergebnisse werden zusammengefasst und ein Ausblick auf weiterführende Untersuchungen wird gegeben.

2. Grundlagen des Ferromagnetismus

In den folgenden Abschnitten werden die für das Verständnis dieser Arbeit benötigten Grundlagen des Ferromagnetismus beschrieben. Es werden die Modelle des Mikromagnetismus zur Beschreibung magnetischer Domänen und Magnetisierungsdynamik vorgestellt und Kopplungsmechanismen in magnetischen Mehrschichtsystemen erläutert. Außerdem wird auf mikromagnetische Simulationen eingegangen.

2.1. Maxwell-Gleichungen

Die wohlbekanntesten Maxwell-Gleichungen in SI-Einheiten lauten [Gre02]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (2.4)$$

$$\text{Elektrische Flussdichte} \quad [\text{As/m}^2] \quad \mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.5)$$

$$\text{Magnetische Flussdichte} \quad [\text{Vs/m}^2] \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.6)$$

mit	elektr. Stromdichte	\mathbf{j} [A/m ²],	elektr. Ladungsdichte	ρ [As/m ³],
	elektr. Polarisation	\mathbf{P} [As/m ²],	Permittivität	ϵ_0 [As/Vm],
	elektrisches Feld	\mathbf{E} [V/m],	Permeabilität	μ_0 [Vs/Am],
	magnetisches Feld	\mathbf{H} [A/m],	Magnetisierung	\mathbf{M} [A/m].

2.2. Mikromagnetismus

Der Begriff des Magnetismus gliedert sich in drei Hauptgruppen: Dia-, Para- und Ferromagnetismus. Gegenstand dieser Arbeit ist der Ferromagnetismus. Er tritt nur in Festkörpern auf. Die Orientierung der magnetischen Momente in einem ferromagnetischen Körper ist unterhalb seiner Ordnungstemperatur (Curie-Temperatur T_C) nicht zufällig, sondern geordnet, wobei die Form der Ordnung vom Material und der Größe bzw. Form des Körpers selbst wie auch von äußeren Bedingungen abhängt. Da die Experimente weit unterhalb der Curie-Temperatur durchgeführt wurden, konnten Temperatureinflüsse vernachlässigt werden.

L. Landau und E. Lifshitz zeigten 1935 erstmalig analytisch, dass die Gesamtenergie eines Domänen-Zustands niedriger liegt als der eines einförmig magnetisierten Zustands [LL35]. Aufbauend auf das Model von Landau und Lifshitz veröffentlichte W.F. Brown 1963 eine Kontinuum-Theorie für ferro- bzw. ferrimagnetische Materialien [Bro63], die er als *Micromagnetics* bezeichnete. Sie beruht auf den Annahmen, dass der Betrag M_S der Magnetisierung \mathbf{M} konstant ist und dass die Richtung benachbarter magnetischer Momente auf einer atomaren Skala nur wenig variiert. Der magnetische Körper wird als ein Kontinuum beschrieben, dessen Gleichgewichtszustand durch die verschiedenen Energiebeiträge E_i definiert ist. Die Gesamtenergie des Körpers E_{ges} ist die Summe aller Beiträge E_i . Der Energiebeitrag E_i ist das Integral der Energiedichte e_i über das Volumen V des magnetischen Körpers:

$$E_{\text{ges}} = \sum E_i = \sum \left(\int e_i \, dV \right) = \int \left(\sum e_i \right) dV \quad (2.7)$$

Die Energiedichten e_i in J/m^3 in Abhängigkeit von der normierten Magnetisierung $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$ mit der Sättigungsmagnetisierung M_S in A/m werden im folgenden näher erläutert sofern sie für die Beschreibungen in dieser Arbeit relevant sind:

e_{ex}	Austauschwechselwirkung
e_{ku}	Anisotropie
e_z	Externes Magnetfeld
e_d	Magnetostatisches Dipolfeld
e_{coupl}	Interlagen-Austauschwechselwirkung

2.2.1. Austauschwechselwirkung

Die quantenmechanische Austauschwechselwirkung führt in einem Ferromagneten zu einer parallelen Ausrichtung benachbarter magnetischer Momente (*Spins*). Die mit einer Abweichung von diesem Idealfall verbundene Energiedichte e_{ex} wird aus dem Heisenbergmodell abgeleitet [HS09, Aha01]:

$$e_{\text{ex}} = A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2]. \quad (2.8)$$

Die Austauschkonstante A in J/m kann klassisch als Steifigkeit des Spinsystems verstanden werden. Die Austauschwechselwirkung ist richtungsunabhängig (isotrop).

2.2.2. Anisotropie

Unter dem Einfluss einer Anisotropie hängt die Energie eines Ferromagneten von der Richtung der Magnetisierung relativ zu den Anisotropieachsen ab. Es wird unterschieden zwischen magnetokristalliner Anisotropie [vV37] des ungestörten Kristallgitters und induzierter Anisotropie, die z.B. durch Abweichungen von der idealen Gittersymmetrie oder durch partielle Ordnung eines polykristallinen Materials hervorgerufen wird. Der Energiebeitrag der Anisotropie lässt sich phänomenologisch über die Definition von Richtungen kleinster oder größter Energie, den Anisotropieachsen, beschreiben. Für uniaxiale Anisotropie ist die Energiedichte [HS09]

$$e_{\text{ku}} = K_u \sin^2 \theta \quad (2.9)$$

mit dem Winkel θ der Magnetisierung zur leichten Richtung bzw. zur leichten Ebene, die über die Anisotropieachse und die Anisotropiekonstante K_u in J/m³ definiert wird:

leichte	Richtung entlang der	Anisotropieachse	mit	$K_u > 0$,
leichte	Ebene senkrecht zur	Anisotropieachse	mit	$K_u < 0$.

2.2.3. Externes Magnetfeld

Die Wechselwirkung der Magnetisierung mit einem externen Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} in A/m führt zur Zeeman-Energie mit der Energiedichte [HS09]

$$e_z = -\mu_0 M_S \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{m}. \quad (2.10)$$

Für ein homogenes \mathbf{H}_{ext} hängt e_z nur von der gemittelten Magnetisierung ab.

2.2.4. Magnetostatisches Dipolfeld

Der am aufwendigsten zu berechnende Beitrag zur Gesamtenergie liefert das magnetostatische Dipolfeld \mathbf{H}_d , das vom magnetischen Körper selbst generiert wird. Jedes magnetische Moment \mathbf{m}_i des Körpers erzeugt ein Dipolfeld [Gre02]

$$\mathbf{h}_i(\mathbf{r}) = \frac{3(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - r^2\mathbf{m}_i}{r^5}, \quad (2.11)$$

welches auf alle übrigen magnetischen Momente \mathbf{m}_j ein Drehmoment ausübt. Das Dipolfeld \mathbf{H}_d des Körpers ergibt sich aus der Summe der Einzelfelder (2.11). Die Energiedichte ist analog zum externen Magnetfeld (2.10)

$$e_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M_S \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{m}, \quad (2.12)$$

wobei der Faktor $\frac{1}{2}$ eingeführt wurde, um die Wechselwirkung von \mathbf{m}_i mit \mathbf{m}_j und \mathbf{m}_j mit \mathbf{m}_i nur einmal zu berücksichtigen [Aha01]. Innerhalb des Körpers wird \mathbf{H}_d als Entmagnetisierungsfeld, außerhalb als Streufeld bezeichnet. Magnetische Ladungen an der Oberfläche des magnetischen Körpers können als Quellen des Streufeldes interpretiert werden (siehe z.B. Abb. 2.4).

Das Dipolfeld \mathbf{H}_d lässt sich auch über ein skalares Potential U berechnen [Aha01], da für das Dipolfeld die Maxwell-Gleichung (2.4) $\nabla \times \mathbf{H}_d = 0$ gilt, mit der allgemeinen Lösung

$$\mathbf{H}_d = -\nabla U. \quad (2.13)$$

Einsetzen von (2.6) und (2.13) in die Maxwell-Gleichung (2.2) liefert einen Ausdruck für das Potential U in Abhängigkeit von der Magnetisierung \mathbf{M} :

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H}_d + \mathbf{M}) = -\mu_0 \nabla \cdot (\nabla U - \mathbf{M}) \quad (2.14)$$

$$\Leftrightarrow \nabla^2 U = \begin{cases} \nabla \mathbf{M} & \text{innerhalb des Körpers} \\ 0 & \text{außerhalb des Körpers.} \end{cases} \quad (2.15)$$

Für den Spezialfall eines homogen magnetisierten Körpers in ellipsoider Form ist \mathbf{H}_d homogen innerhalb des Körpers und lässt sich mit dem Entmagnetisierungstensor \mathbf{N} berechnen [Aha01]:

$$\mathbf{H}_d = -M_S \mathbf{N} \cdot \mathbf{m}. \quad (2.16)$$

wenn die Achsen des Ellipsoids auf den Achsen des Koordinatensystems liegen. Ist die Magnetisierung \mathbf{M} parallel zu einer der Achsen x , y oder z des Ellipsoids, so ist \mathbf{H}_d antiparallel zu \mathbf{M} . Somit sind nur die Diagonalelemente von \mathbf{N} ungleich null und (2.16) vereinfacht sich zu

$$\mathbf{H}_d = -M_S \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = -M_S \begin{pmatrix} N_x m_x \\ N_y m_y \\ N_z m_z \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Die Energiedichte (2.12) ist dann

$$e_d = \frac{\mu_0 M_S^2}{2} (N_x m_x^2 + N_y m_y^2 + N_z m_z^2). \quad (2.18)$$

Die Diagonalelemente N_x , N_y und N_z werden als Entmagnetisierungsfaktoren bezeichnet. Der Tensor \mathbf{N} ist so definiert, dass $\text{Spur}(\mathbf{N}) = N_x + N_y + N_z = 1$ gilt [Sch62]. Aus geometrischen Überlegungen folgt

$$(N_x, N_y, N_z) = \begin{cases} (\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}) & \text{für eine Kugel} \\ (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0) & \text{für einen } \infty \text{ langen Zylinder entlang der } z\text{-Achse} \\ (0, 0, 1) & \text{für einen } \infty \text{ ausgedehnten Film in der } x\text{-}y\text{-Ebene} \end{cases} \quad (2.19)$$

Für die Entmagnetisierungsfaktoren existieren Formeln für einen allgemeinen Ellipsoid [Os45] und für rechteckige Prismen [Aha98]. Diese lassen sich bei der numerischen Berechnung des Dipolfeldes eines beliebig geformten und beliebig magnetisierten Körpers mit finiten Differenzen oder finiten Elementen anwenden, wenn die Magnetisierung in jeder Zelle bzw. jedem Element als homogen angenommen wird.

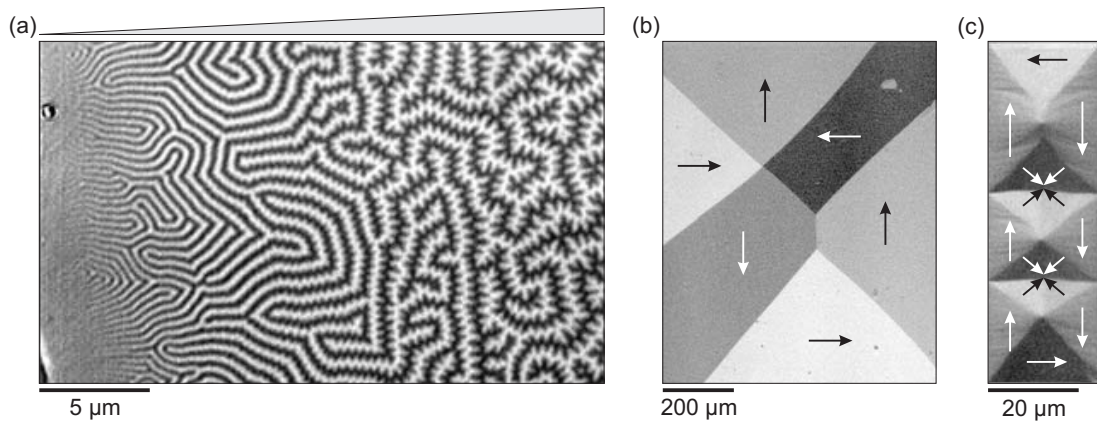


Abbildung 2.1.: Beispiele für magnetische Domänen. Die Richtung der Magnetisierung wird als Schwarz-Weiß-Kontrast abgebildet. Der Maßstab ist als schwarzer Balken dargestellt. (a) Keilförmiger Kobaltfilm, von links nach rechts 0 – 5 µm dick. Die Magnetisierung ist senkrecht zur Filmebene. (b) (100)-Oberfläche eines epitaktischen Eisenfilms, 40 nm dick. Die Magnetisierung liegt in der Filmebene, wie durch Pfeile angedeutet. (c) Permalloy-Mikrostruktur in *cross-tie*-Konfiguration, 40 nm dick (alle drei aus [HS09]).

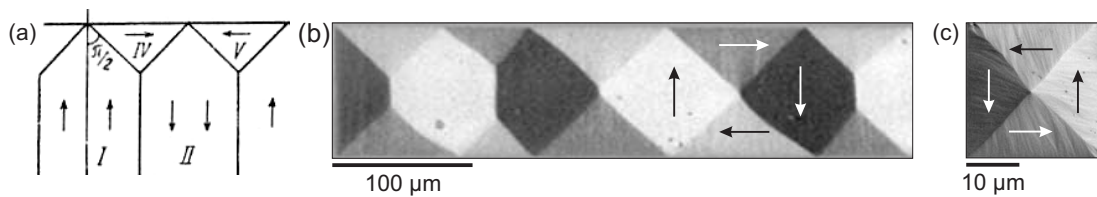


Abbildung 2.2.: Landau-Konfigurationen der magnetischen Domänen. (a) Erstes realistisches Modell zur Ausbildung magnetischer Domänen von Landau und Lifschitz 1935 (aus [LL35]), (b) magneto-optische Abbildung einer FeNi-Mikrostruktur, 130 nm dick (aus [HS09]). (c) Einfachste Landau-Konfiguration in einer quadratischen Permalloy-Mikrostruktur, 20 nm dick (aus [HS09]).

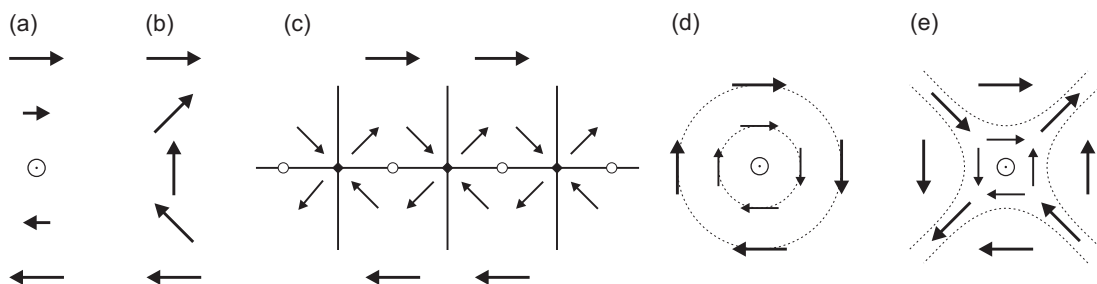


Abbildung 2.3.: Magnetische Konfigurationen. (a) Bloch-Wand, (b) Néel-Wand, (c) *cross-tie*-Wand mit sich senkrecht kreuzenden 90°-Wänden, Vortizes (kleine weiße Kreise) und Antivortices (kleine schwarze Rauten), (d) Vortex, (e) Antivortex. (nach [HS09])

2.3. Magnetische Domänen und Domänenwände

Die oben aufgeführten Energiedichten (2.8), (2.9) und (2.10) sind minimal bei einer homogenen Magnetisierung. Eine inhomogene Magnetisierung ist auf die Energiedichte (2.12) des Dipolfeldes \mathbf{H}_d zurückzuführen, die dann reduziert wird, wenn \mathbf{H}_d möglichst im Inneren des magnetischen Körpers verbleibt, d.h. wenn das Streufeld reduziert wird [LL35]. In einem geschlossenen magnetischen Fluss innerhalb des Körpers ändert die Magnetisierung ihre Richtung. Da die relativ starke Austauschwechselwirkung (2.8) die magnetischen Momente möglichst parallel ausrichtet, reduziert sich die Richtungsänderung der Magnetisierung auf sogenannte Domänenwände, die Bereiche (Domänen) mit unterschiedlicher Richtung der Magnetisierung von einander trennen. In den Domänen, auch Weißsche Bezirke genannt, sind benachbarte magnetische Momente näherungsweise parallel. Die Breite der Domänenwände wird ebenfalls von der Austauschwechselwirkung bestimmt [Blo32].

Die Form der Domänen wird, abgesehen von äußeren Einflüssen wie Magnetfelder oder mechanische Kräfte, hauptsächlich von der Stärke und den Achsen der Anisotropie bestimmt. Die Energiedichte (2.9) beschreibt eine uniaxiale Anisotropie, es kann jedoch auch mehr als eine Anisotropieachse geben. In Filmen mit einer zur Filmebene senkrechten Anisotropie bilden sich Streifendomänen aus (Abb. 2.1-a). Mit einer kubischen Anisotropie in der Filmebene entstehen hauptsächlich 90°-Wände (Abb. 2.1-b). In strukturierten Materialien mit kleiner oder verschwindender Anisotropie (weichmagnetisch) wird die Minimierung der Gesamtenergie von der Vermeidung der Streufelder \mathbf{H}_d dominiert. Die Magnetisierung folgt dann dem Rand der Struktur und bildet Domänenkonfigurationen mit einem geschlossenen magnetischen Fluss. In rechteckigen Mikrostrukturen werden z.B. *cross-tie*- [HSG58] oder Landau-Konfigurationen [LL35, Zwi31] gebildet (Abb. 2.1-c und 2.2). Die einfachste Landau-Konfiguration ist in einer quadratischen Mikrostruktur zu finden (Abb. 2.2-c). Sie besteht aus vier Domänen, getrennt durch 90°-Domänenwände, die von den Ecken der Mikrostruktur zum Zentrum verlaufen.

Diese Domänenkonfigurationen sind stabil in weichmagnetischen Mikrostrukturen in der Größenordnung von etwa 0,1 bis 50 μm [HS09]. In großen Mikrostrukturen (Kantlänge $L \approx 50 \mu\text{m}$) werden sie in einem alternierenden externen

Magnetfeld mit kleiner werdender Amplitude (Entmagnetisierung) hergestellt. In kleinen Mikrostrukturen (Kantenlänge $L \approx 0,1 \mu\text{m}$) sind sie die energetisch niedrigste Konfiguration. Noch kleinere Mikrostrukturen besitzen keine Domänen, sie sind näherungsweise homogen magnetisiert.

Die innere Struktur von Domänenwänden hängt vom Material und von anderen äußeren Einflüssen wie der Filmdicke oder Magnetfeldern ab. Die einfachste aller Domänenwände ist eine 180° -Wand in einem unendlich ausgedehnten Körper ohne Anisotropie. Am wenigsten Energie kostet hier die sogenannte Bloch-Wand [Blo32, LL35] (Abb. 2.3-a), da sie streufeld-frei ist. Die Magnetisierung dreht parallel zur Wandebene. In dünnen Filmen, in denen die Magnetisierung in der Filmebene liegt, ist die Wandebene durch die Filmdicke begrenzt. Ober- und unterhalb einer Bloch-Wand existieren dann magnetische Ladungen und die Wand ist nicht mehr streufeld-frei. Wenn die Filmdicke kleiner wird als die Wandbreite, ist eine Néel-Wand energetisch günstiger, in der die Magnetisierung in der Filmebene dreht [HS09, TRK⁺01] (Abb. 2.3-b). Hier entstehen zwar auch magnetische Ladungen zu beiden Seiten der Wand, die Streufeldenergie ist jedoch kleiner [Née55].

In Néels Modell beträgt die Energie einer 90° -Néel-Wand nur etwa 12% im Vergleich zu einer 180° -Néel-Wand. Es kann somit Energie gewonnen werden, wenn eine 180° -Néel-Wand durch eine Kombination von 90° -Néel-Wänden ersetzt wird. Eine solche Konstruktion wird als *cross-tie*-Wand [HSG58] bezeichnet. Hier dreht die Magnetisierung in der Nähe der Wand abwechselnd zur Wand hin und von ihr weg. Dabei entstehen sich senkrecht kreuzende 90° -Wände mit Antivortizes in ihren Schnittpunkten und Vortizes jeweils dazwischen (Abb. 2.3-c).

Als Vortex wird die Drehung der Magnetisierung um ein Zentrum (Vortex-Zentrum) bezeichnet (Abb. 2.3-d). In einem Antivortex verläuft die Magnetisierung auf gegenüberliegenden Seiten des Zentrums senkrecht auf des Zentrum zu bzw. von ihm weg (Abb. 2.3-e). In beiden Konfigurationen steigt die örtliche Änderung der Magnetisierung in der Filmebene mit kleiner werdendem Abstand zum Zentrum. Die Austauschwechselwirkung zwingt die Magnetisierung schließlich aus der Filmebene heraus. Im Zentrum steht sie senkrecht zur Filmebene, wobei ihre Orientierung auch als Polarisation des Vortizes oder Antivortizes bezeichnet wird.

2.4. Magnetische Mehrschichtsysteme

Magnetische Wechselwirkung tritt nicht nur zwischen den magnetischen Momenten eines Materials auf, sondern auch zwischen zwei unterschiedlichen magnetischen Materialien, die sowohl ferromagnetisch, als auch antiferromagnetisch sein können. Es lassen sich grundsätzlich zwei Arten von magnetischer Wechselwirkung zwischen zwei magnetischen Schichten M1 und M2 unterscheiden:

- Interlagen-Austauschwechselwirkung
- magnetostatische Wechselwirkung

Bei direkter Interlagen-Austauschwechselwirkung stehen M1 und M2 in direktem Kontakt. Eine Anwendung ist die sogenannte Austausch-Verschiebung (*exchange bias*): Die Wechselwirkung einer ferromagnetischen Schicht (FM) mit einer antiferromagnetischen Schicht (AFM) führt zu einer Verbreiterung und Verschiebung der Hysterese-Kurve des FM, womit sich die Eigenschaften des AFM untersuchen lassen [MB57]. Die Reichweite der direkten Austauschwechselwirkung ist im wesentlichen auf nächste Atomnachbarn beschränkt. Sie wird somit durch eine nicht-magnetische Zwischenschicht unterdrückt. In solchen Schichtsystemen können abhängig von der Beschaffenheit der Zwischenschicht verschiedene Kopplungsmechanismen auftreten. In einer metallischen Zwischenschicht vermitteln die quasi-freien Elektronen im Leitungsband eine indirekte Interlagen-Austauschwechselwirkung. Diese führt zu einer oszillatorischen Abhängigkeit der Austauschkonstanten von der Dicke der Zwischenschicht, d.h. zu einer zwischen parallel und antiparallel alternierenden Orientierung der Magnetisierung in M1 bezüglich M2 [GSP86, PMR90]. Die Reichweite der indirekten Austauschwechselwirkung beträgt etwa 1 bis 2 nm. Phänomenologisch lässt sich die Interlagen-Austauschwechselwirkung mit der Oberflächenenergiedichte

$$e_{\text{coupl}} = C_{\text{bl}}(1 - \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2) + C_{\text{bq}} [1 - (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)^2] \quad (2.20)$$

beschreiben [HS09]. Dabei sind \mathbf{m}_1 und \mathbf{m}_2 die Magnetisierungsrichtungen an den jeweiligen Grenzflächen von M1 und M2. Die Kopplungskonstanten C_{bl} (bilinear) und C_{bq} (bikubisch) in J/m^2 bestimmen die Orientierung der Magnetisierung in M1 bezüglich M2. Die Oberflächenenergiedichte (2.20) wird minimal wenn

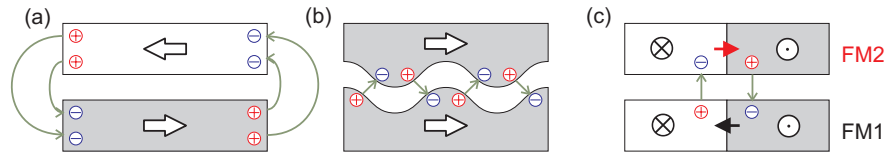


Abbildung 2.4.: Magnetostatische Kopplung zweier ferromagnetischer Schichten FM1 und FM2 via Streufelder. (a) Am Rand der Schichten, (b) bei rauen Grenzflächen zur Zwischenschicht, (c) bei Richtungsänderung der Magnetisierung in der Filmebene, wie z.B. in Domänenwänden.

$$\begin{array}{lll}
 \mathbf{m}_1 & \text{parallel} & \mathbf{m}_2 \text{ mit } C_{bl} > 0, \\
 \mathbf{m}_1 & \text{antiparallel} & \mathbf{m}_2 \text{ mit } C_{bl} < 0, \\
 \mathbf{m}_1 & \text{senkrecht} & \mathbf{m}_2 \text{ mit } C_{bq} < 0 \text{ und } C_{bl} \text{ klein.}
 \end{array}$$

Eine nicht quantenmechanische, sondern rein magnetostatische Wechselwirkung wird über magnetische Dipolfelder (2.11) vermittelt, wenn diese an der Oberfläche des Körpers austreten, wie beispielhaft in Abb. 2.4 für drei Fälle gezeigt ist: (a) am Rand der Schichten, (b) bei rauen Grenzflächen zur Zwischenschicht oder (c) bei Richtungsänderung der Magnetisierung in der Filmebene, wie z.B. in Domänenwänden. Bei dieser Art der Wechselwirkung dient die Zwischenschicht lediglich als Abstandshalter, ihr Material ist daher irrelevant (Vakuum ginge theoretisch auch). Bei optimaler Streufeld-Minimierung wird jede magnetische Ladung der einen Schicht durch eine entsprechende Gegenladung in der anderen Schicht kompensiert. Fall (b) in Abb. 2.4 wird auch als Néel-Kopplung bezeichnet. Da sie stets eine parallele Ausrichtung der beiden Schichten bevorzugt, kann sie mit der Oberflächenenergiedichte (2.20) beschrieben werden, wobei $C_{bq} = 0$ und $C_{bl} > 0$ entsprechend dem Grad der Rauigkeit und der Zwischenschichtdicke gewählt werden muss.

2.5. Magnetisierungsdynamik

2.5.1. Anregungen eines Ferromagneten

Im Grundzustand eines isotropen unendlich ausgedehnten Ferromagneten sind alle magnetischen Momente wegen ihrer Austauschwechselwirkung parallel ausgerichtet. Die Anregungen des Spinsystems des Ferromagneten lassen sich in Normalmoden zerlegen, die als Spinwellen bezeichnet werden [Blo30]. Ihre Quantisierungseinheit ist das Magnon. In einer Spinwelle präzedieren sämtliche Spins um

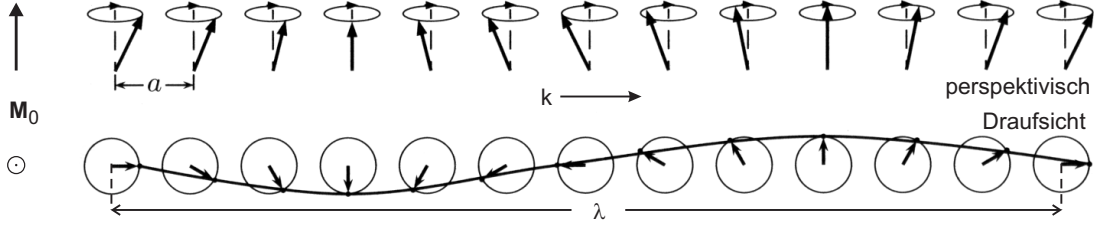


Abbildung 2.5.: Kette von Spins im Abstand a in einer Spinwelle mit Wellenlänge λ und Wellenvektor \mathbf{k} , oben: perspektivisch, unten: Draufsicht (nach [Kit05]). Links: Magnetisierung M_0 in der Ruhelage. In diesem Beispiel ist $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$.

ihre Ruhelage (Abb. 2.5). Benachbarte Spins mit dem Abstand a in einer Spinwelle mit der Wellenlänge λ besitzen eine konstante Phasenverschiebung $ka = 2\pi a/\lambda$. Der Wellenvektor \mathbf{k} der Länge $k = 2\pi/\lambda$ zeigt in die Ausbreitungsrichtung der Spinwelle. Die Präzessionsfrequenz $\omega(k)$ der Spins in einer Spinwelle kann im isotropen Heisenberg-Modell aus der Austauschenergie benachbarter Spins \mathbf{m}_1 und \mathbf{m}_2 abgeschätzt werden [Kit05]:

$$\omega_H(k) \propto 1 - \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2 = 1 - \cos(ka) \approx 1 - \left[1 - \frac{1}{2}(ka)^2\right] = \frac{a^2}{2} k^2. \quad (2.21)$$

Für große Wellenlängen ($\lambda \gg a$ bzw. $ka \ll 1$) ist ω_H proportional k^2 . Für $\lambda \rightarrow \infty$ bzw. $k = 0$, präzedieren sämtliche Spins mit der Phasenverschiebung $ka = 0$ um ihre Ruhelage, was als gleichförmige oder uniforme Mode bezeichnet wird. Diese Mode besitzt in einem isotropen Ferromagneten keine Energie ($\omega_H = 0$), da sämtliche Spins parallel sind und die Richtung der Ruhelage ohne äußeres Feld nicht vorgegeben ist.

Ein Magnetfeld \mathbf{H} übt auf die Magnetisierung \mathbf{M} ein Drehmoment \mathbf{T} der Form $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$ aus [Gre02], das gleich der zeitlichen Änderung der Magnetisierung $d\mathbf{M}/dt$ ist. Das Feld \mathbf{H} kann extern erzeugt werden ($\mathbf{H} = \mathbf{H}(t)$) oder durch die Wechselwirkung der Spins selbst ($\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{m})$). Die Summe aller Felder \mathbf{H} liefert ein effektives Feld \mathbf{H}_{eff} , mit dem die Bewegungsgleichung für die normierte Magnetisierung $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$ als

$$\gamma \mathbf{T} = \frac{d\mathbf{m}(t)}{dt} = -\gamma \mathbf{m}(t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{m}, t) \quad (2.22)$$

aufgestellt werden kann [LL35]. Sie beschreibt eine ungedämpfte Präzessionsbewegung der Magnetisierung um das effektive Feld mit einer Frequenz ω . Das

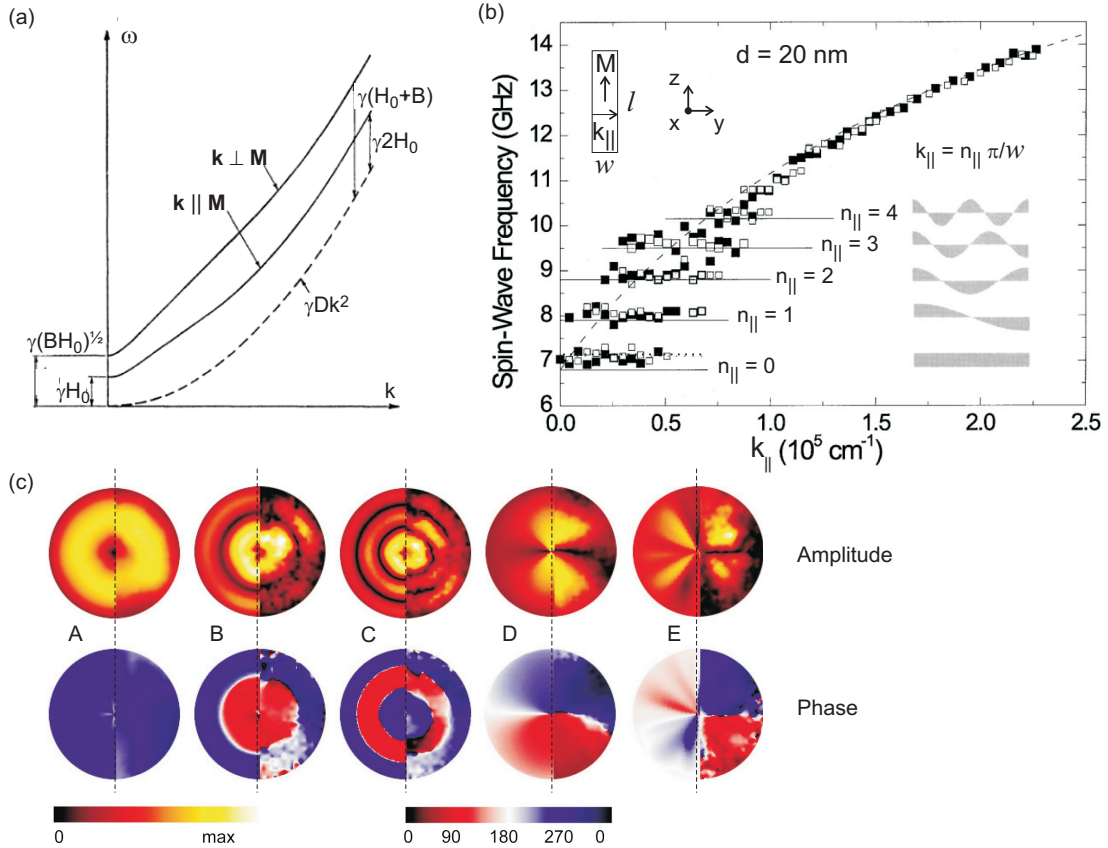


Abbildung 2.6.: Dispersionsrelation von Spinwellen. (a) In einem unendlich ausgedehnten Körper. Die gestrichelte Linie entspricht dem ersten Term in (2.24), durchgezogene Linien repräsentieren (2.24) für $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ ($\theta_k = \pi/2$) und $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ ($\theta_k = 0$) (nach [HK51]). (b) In einer rechteckigen Mikrostruktur mit homogener Magnetisierung und der Breite $w = 1,8 \mu\text{m}$, Länge $l = 500 \mu\text{m}$ und Dicke $d = 40 \text{ nm}$. Die gestrichelte Linie ist eine numerische Rechnung für einen ausgedehnten Film. Durchgezogene Linien wurden mit (2.26) und quantisiertem $k_{\parallel} = n_{\parallel} \pi / w$ bestimmt. Die gepunktete Linie wurde mit (2.27) und $N_x = 1 - N_y$, $N_y = 2d / (\pi w)$, $N_z = 0$ bestimmt. Symbole repräsentieren experimentelle Ergebnisse (nach [JDM⁺99]). (c) Stehende Spinwellen mit der Frequenz ω in einer kreisförmigen Mikrostruktur mit inhomogener Magnetisierung (Vortex-Konfiguration, $6 \mu\text{m}$ Durchmesser, $d = 15 \text{ nm}$) nach Anregung mit einem Magnetfeldpuls senkrecht zur Filmebene. Amplitude (oben) und Phase (unten) bei (A) $\omega = 2,80 \text{ GHz}$, (B) $\omega = 3,91 \text{ GHz}$, (C) $\omega = 4,49 \text{ GHz}$, (D) $\omega = 2,08 \text{ GHz}$, (E) $\omega = 1,69 \text{ GHz}$. Die rechte Hälfte der dargestellten Struktur zeigt das experimentelle Ergebnis, die linke Hälfte eine Simulation (nach [BKH⁺05]).

gyromagnetische Verhältnis

$$\gamma = \frac{\mu_0 g e}{2 m_e} = g \, 1,105 \times 10^5 \frac{\text{m}}{\text{As}} \quad (2.23)$$

mit der Elektronenladung e und der Elektronenmasse m_e ist gleich dem Verhältnis des magnetischen Moments zum Drehimpuls des Systems. Der dimensionslose Landé-Faktor g hat Werte nahe 2 für viele ferromagnetische Materialien, für ein freies Elektron ist $g_e = 2,0023$.

Für einen unendlich ausgedehnten Körper mit homogener Magnetisierung führt die Lösung von (2.22) mit $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_0$ zur Herring-Kittel-Formel [HK51]:¹

$$\left(\frac{\omega_{\text{HK}}}{\gamma} \right)^2 = D^2 k^4 + (2H_0 + H_d) D k^2 + H_0 H_d + H_0^2 \quad (2.24)$$

mit der Spinwellen-Steifigkeitskonstanten $D = 2A/M_S$, einem statischen Magnetfeld H_0 , dem Dipolfeld $H_d = \gamma_B M_S \sin \theta_k$ und dem Winkel θ_k zwischen \mathbf{k} und \mathbf{M} . Die Terme nach $D^2 k^4$ führen zu einer Abweichung von der k^2 -Proportionalität in (2.21) und mit $H_0 > 0$ zu einer nicht verschwindenden Frequenz ω^0 der uniformen Mode (Abb. 2.6-a) [HK51]:

$$\left(\frac{\omega_{\text{HK}}^0}{\gamma} \right)^2 = H_0 H_d + H_0^2 = \begin{cases} H_0^2 & \text{für } \mathbf{k} \parallel \mathbf{M} \\ H_0(H_0 + \gamma_B M_S) = \frac{1}{\mu_0} H_0 B & \text{für } \mathbf{k} \perp \mathbf{M} \end{cases} \quad (2.25)$$

mit der magnetischen Induktion des Körpers $B = \mu_0(H_0 + \gamma_B M_S)$.

In einem magnetischen Film mit einer endlichen Dicke d ist das Spinwellenspektrum wegen der gebrochenen Symmetrie an den Oberflächen des Films modifiziert. Es kommt zu einer Quantisierung der Wellenlänge λ_\perp senkrecht zur Filmebene: $\lambda_\perp = 2d/n_\perp$ und $k_\perp = n_\perp \pi/d$, wobei $n_\perp = 0, 1, 2, \dots$ die Quantenzahl der senkrecht zur Filmebene stehenden Wellen ist. Liegt $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_0$ in der Filmebene, so ist die Dispersionsrelation der in der Filmebene liegenden Spinwellen mit Wellenzahl k_\parallel bei großen Wellenlängen ($\lambda_\parallel > 2\pi d$ bzw. $k_\parallel d < 1$) und $n_\perp = 0$ nach Damon

¹Die folgenden Gleichungen in diesem Abschnitt sind entsprechend der Originalliteratur nicht im SI- sondern im cgs-System angegeben. Zur Umrechnung gilt [Bro62]: $\text{Spur}(\mathbf{N}) = \gamma_B$ und $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \gamma_B \mathbf{M})$ mit $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{Vs}/(\text{Am})$ (1) und $\gamma_B = 1$ (4π) im SI- (cgs-) System.

und Eshbach [DE61]:

$$\left(\frac{\omega_{\text{DE}}}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{\mu_0} H_0 B + \left(\frac{H_d}{2}\right)^2 (1 - e^{-2k_{\parallel}d}). \quad (2.26)$$

Der erste Term ist der Beitrag der uniformen Mode senkrecht zur Filmebene. Der zweite Term mit $H_d = \gamma_B M_S$ ist abhängig von der Wellenzahl und der Filmdicke. Die Relation (2.26) konvergiert für große k_{\parallel} schneller gegen einen endlichen Wert als $\cos(ka)$ in (2.21), da die Energie dieser Moden hauptsächlich vom Dipolfeld an den Oberflächen des Films beeinflusst wird und daher Austauschwechselwirkung in dieser Näherung nicht berücksichtigt wird. Die gestrichelte Linie in Abb. 2.6-b gibt zwar eine numerische Rechnung eines ausgedehnten Films wieder, ihr Verlauf ist jedoch vergleichbar mit der Relation (2.26).

Ist der Körper nicht nur in einer Dimension beschränkt (dünner Film), sondern in zwei (draht- oder streifenartige Struktur) oder drei (Mikro- oder Nanostruktur), so treten Quantisierungen in den jeweils beschränkten Raumrichtungen auf. Für einen homogen magnetisierten Körper sind die oben genannten analytischen Formeln noch näherungsweise gültig [JDM⁺99, JDH⁺99, MS05]. Die Symbole in Abb. 2.6-b zeigen experimentelle Daten aus [JDM⁺99] und die Linien geben die Frequenz nach (2.26) wieder. Um die Form des Körpers zu berücksichtigen, lässt sich für $k_{\parallel} = k_{\perp} = 0$ die Kittel-Formel [Kit48]

$$\left(\frac{\omega_{\text{K}}^0}{\gamma}\right)^2 = [H_0 + (N_x - N_z)M_S][H_0 + (N_y - N_z)M_S] \quad (2.27)$$

anwenden² (gepunktete Linie in Abb. 2.6-b). Dabei sind N_x , N_y und N_z die Entmagnetisierungsfaktoren eines ellipsoiden Körpers und H_0 ein statisches Magnetfeld in z -Richtung. Für einen unendlich ausgedehnten Film in der y - z -Ebene ergibt sich mit $(N_x, N_y, N_z) = (\gamma_B, 0, 0)$ und $B = \mu_0(H_0 + \gamma_B M_S)$ wieder (2.26) mit $d = 0$.

Bei Strukturen mit inhomogener Magnetisierung, z.B. in Landau- oder Vortex-Konfiguration, ist die Dispersionsrelation wie auch die Form der Spinwellen-Moden zusätzlich von der Domänenkonfiguration abhängig [BHH⁺04, BKH⁺05,

²Die Kittel-Formel folgt aus der Lösung von (2.22) mit $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{\text{ext}}$, wobei \mathbf{H}_d aus (2.17) ist und \mathbf{H}_{ext} ein Wechselfeld in x -Richtung überlagert mit einem statischen Feld \mathbf{H}_0 in z -Richtung.

RQB⁺05, PBB⁺05, BHPF07]. Ein Beispiel zeigt Abb. 2.6-c. Neben den Präzessionsmoden der Magnetisierung treten an Domänenwänden und Vortex-Zentren auch Gyrationen auf, wenn sie bei der Anregung aus ihrer Ruheposition verschoben werden.

2.5.2. Die Landau-Lifshitz-Gleichung

Mit der Bewegungsgleichung (2.22) lassen sich zwar die Präzessionsfrequenzen ω bestimmen, sie ist jedoch zur Beschreibung einer realen Magnetisierung als Funktion von der Zeit ungeeignet, da sie keine Dämpfung berücksichtigt. Das System kann, wenn es einmal angeregt ist, nicht in seinen Gleichgewichtszustand mit $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$, also $|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}| = 0$ zurückkehren. Gleichung (2.22) sollte also um eine Dämpfung erweitert werden, die eine Rückstellkraft beschreibt. Von Landau und Lifshitz wurde 1935 folgende Bewegungsgleichung mit einer phänomenologischen Dämpfungskonstanten α vorgeschlagen [LL35]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) - \gamma\alpha [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})] \quad (2.28)$$

Gilbert führte 1955 eine viskose Dämpfung ein, indem er γ durch $\gamma_G = \gamma/(1 + \alpha^2)$ in (2.28) ersetzte, um Systeme mit großer Dämpfung ($\alpha > 1$), z.B. bedingt durch Verunreinigungen der Probe, besser beschreiben zu können [Gil55]. In Proben hoher Qualität, wie auch in dieser Arbeit untersucht, dominiert hingegen die intrinsische Dämpfung [Kam70], sodass meist $\alpha < 0,1$ ist und die Landau-Lifshitz-Gleichung (2.28) verwendet werden kann.

Die Landau-Lifshitz-Gleichung enthält keine Temperaturabhängigkeit. Sollen thermische Anregungen von Magnonen berücksichtigt werden, so kann man sich z.B. den in der Kernspinresonanz gebräuchlichen Bloch-Gleichungen [Blo46] oder der derzeit in der Theorie des Mikromagnetismus angewendeten Landau-Lifshitz-Bloch-Gleichungen [Gar91, Gar97] bedienen. Die Landau-Lifshitz-Gleichung ist gültig für Zeitschritte größer als 1 ps und Längen größer als 1 nm. Für Phänomene, die auf kürzeren Zeitskalen ablaufen oder eine atomare Auflösung zur Beschreibung benötigen, müssen andere Modelle, z.B. die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung, herangezogen werden.

Das effektive Feld in (2.28) kann allgemein aus der Änderung der Gesamtenergie dE des Ferromagneten bezüglich einer Änderung seiner Magnetisierung $d\mathbf{M}$

bestimmt werden [Bro63]:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{dE}{d\mathbf{m}}. \quad (2.29)$$

Es dreht die Magnetisierung in Richtung kleiner werdender Energie. Die Gesamtenergie E ist das Volumenintegral über die Summe der beitragenden Energiedichten wie (2.8), (2.9), (2.10), (2.12) und gegebenenfalls (2.20).

2.5.3. Mikromagnetische Simulationen

Mit mikromagnetischen Simulationen kann die Magnetisierungsdynamik in magnetischen Strukturen begrenzter Größe mit vorgegebener Domänenkonfiguration orts- und zeitaufgelöst berechnet werden. Solche Simulationen basieren für gewöhnlich auf der numerischen Berechnung des effektiven Feldes (2.29) und der Lösung der Landau-Lifshitz-Gleichung (2.28) mit einem Ansatz der Trennung von Zeit und Ort.

Für eine numerische Berechnung des effektiven Feldes (2.29) wird der zu berechnende Körper diskretisiert (Diskretisierung des Ortes). An Orten größerer Änderungen der Magnetisierung ist aus numerischen Gründen eine feinere Diskretisierung erforderlich. Die größten Änderungen sind in der Umgebung von Vortices und Antivortices zu finden, deren Durchmesser in weichmagnetischen Materialien in etwa der Austauschlänge

$$\Lambda = \sqrt{2A/(\mu_0 M_S)} \quad (2.30)$$

entspricht [WWB⁺02]. Die Austauschlänge ist eine gute Abschätzung für die Feinheit der Diskretisierung des Körpers. In Permalloy ist $\Lambda \approx 5,1$ nm.

Für die numerische Approximation des Ortes existieren prinzipiell zwei Methoden:

- Finite Differenzen (FD)
- Finite Elemente (FE)

Mit der Methode der Finiten Differenzen (FD) [HRS06] erfolgt die Diskretisierung auf einem rechtwinkligen Gitter (Abb. 2.7-b). Ein unregelmäßiges Gitter kann nur mit erheblichem Aufwand approximiert werden. Besser geeignet ist hierfür die Methode der Finiten Elemente (FE) [HRS06]. Die Diskretisierung (Elementie-

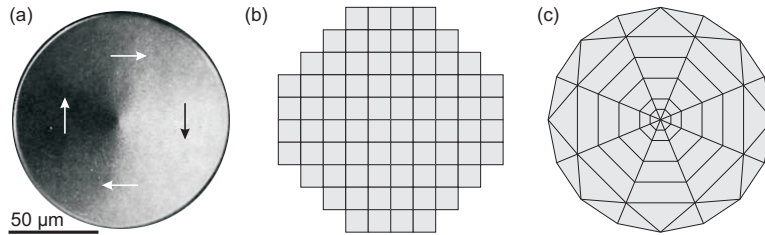


Abbildung 2.7.: Beispiel für eine sehr grobe zweidimensionale Diskretisierung. (a) Experimentelle Magnetisierung einer kreisförmigen Mikrostruktur in Vortex-Konfiguration (aus [HS09]), (b) äquidistantes Raster für finite Differenzen mit $11 \times 11 = 121$ Stützstellen (Knoten), (c) Netz für finite Elemente mit 64 Elementen.

rung) erfolgt mit Elementen beliebiger Form und Größe. Orte großer Änderungen können feiner elementiert und der Rand des Körpers kann besser modelliert werden (Abb. 2.7-c). Das Generieren einer solchen Elementierung ist nicht trivial, sondern erfordert spezielle Algorithmen und Erfahrung, da die Qualität der Lösung entscheidend davon abhängt. Daher werden meist, wie auch in dieser Arbeit, zunächst Computer-Programme bevorzugt, die mit finiten Differenzen arbeiten.

Für die numerische Lösung der Bewegungsgleichung (2.28) ist das Verfahren nach Runge-Kutta mit Schrittweitensteuerung [HRS06] besonders geeignet (Approximation der Zeit).

Für die Simulation der Magnetisierungsdynamik wird in dieser Arbeit ein Dämpfungsparameter $\alpha = 0,01$ verwendet. Simulationen eines Gleichgewichtszustandes ($|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}| \rightarrow 0$) werden mit einem für die hier untersuchten Systeme unphysikalisch hohen Wert von $\alpha = 0,5$ durchgeführt. Dadurch werden Präzessionsbewegungen der Magnetisierung unterdrückt und der Gleichgewichtszustand schneller erreicht. Weitere Eingabeparameter sind die Materialparameter (Austauschkonstante A , Sättigungsmagnetisierung M_S und Anisotropiekonstante K_u), ein Startwert für die Magnetisierung, sowie alle Beiträge zum effektiven Feld. Standardwerte für die Materialparameter sind für die in dieser Arbeit untersuchten Materialien:

	M_S [A/m]	A [J/m]	K_u [J/m ³]
Kobalt (Co)	1400×10^3	30×10^{-12}	520×10^3
Permalloy (Fe ₁₉ Ni ₈₁)	796×10^3	13×10^{-12}	0

In dieser Arbeit wurde das frei verfügbare Computer-Programm OOMMF [DP, DP99] eingesetzt.

3. Experimentelle Methoden

Die Kopplung und Dynamik in magnetischen Mikrostrukturen wurde experimentell mit zeitaufgelöster Photoelektronenemissionsmikroskopie (TR-PEEM) untersucht. TR-PEEM erlaubt einerseits eine elementspezifische Abbildung der Magnetisierung, andererseits lässt sich die Magnetisierungsdynamik stroboskopisch aufzeichnen. Mit einem Femtosekunden-Laser, fokussiert auf einen photosensitiven Schalter, werden ultrakurze Strompulse im Picosekunden-Bereich in einer *Stripline* erzeugt. Auf der *Stripline* befinden sich die zu untersuchenden Mikrostrukturen, die dem in der Filmebene liegenden Ørsted-Feld der Strompulse ausgesetzt sind. Die so erzeugte Anregung wurde mit den Röntgenpulsen (Abfrage) von BESSY II synchronisiert, um ein Anrege-Abfrage-Experiment (*pump-probe*) zu realisieren. Die Grundlagen der Synchrotronstrahlung, der experimentelle Aufbau sowie die Probenherstellung und der Probenhalter werden im Folgenden beschrieben.

3.1. Grundlagen

3.1.1. Ultrahochvakuum

Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente benötigen Ultrahochvakuum (UHV), um einerseits Wechselwirkungen der Probenoberfläche mit den Luftmolekülen zu minimieren, andererseits um die Funktionsfähigkeit der Messapparatur zu gewährleisten. Vakuum lässt sich herstellen, indem man einen abgeschlossenen Hohlraum, die Vakuumkammer, von dem darin enthaltenen Gas befreit. Zu diesem Zweck ist an die Vakuumkammer ein zweistufiges Pumpsystem aus Vor- und Hauptpumpe angeschlossen. Als Vorpumpen werden meist Membranpumpen eingesetzt, die den Umgebungsdruck (1013 mbar) auf ein Feinvakuum von etwa 0,1 mbar reduzieren. Als Hauptpumpen dienen Turbomolekularpumpen, mit

3. Experimentelle Methoden

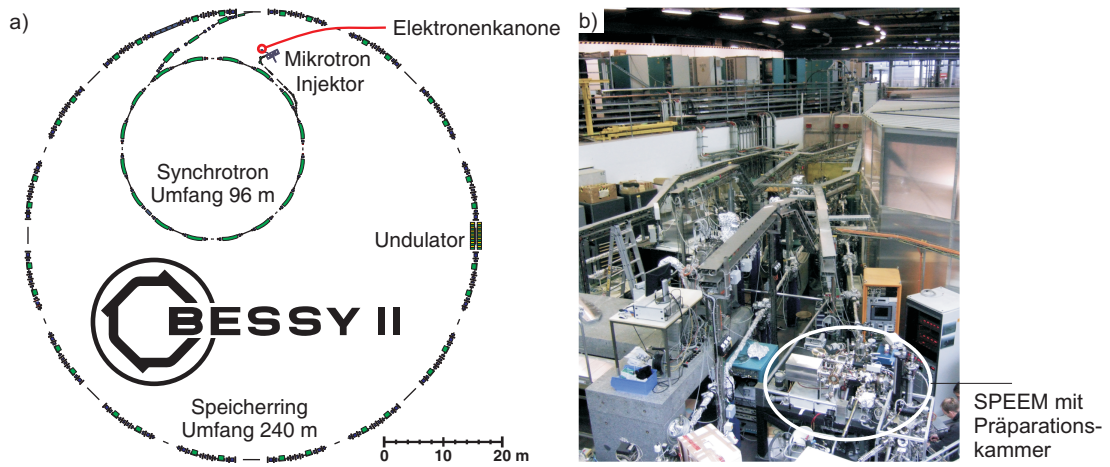


Abbildung 3.1.: Elektronenspeicherring BESSY II. (a) Draufsicht als Skizze (nach Dokumentation von [HZB]), (b) in der Experimentierhalle: Blick auf das SPEEM.

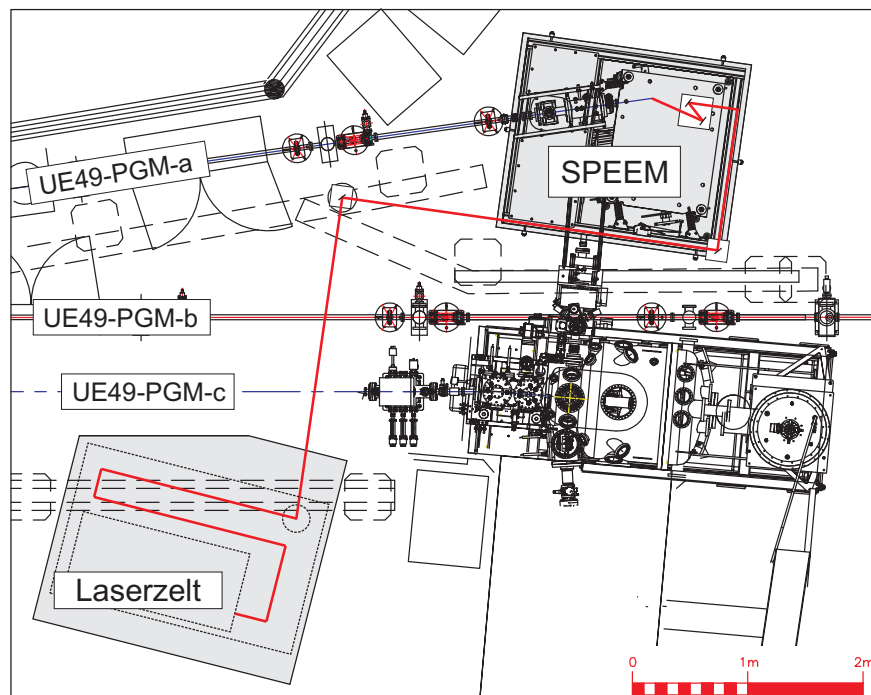


Abbildung 3.2.: Lageplan des experimentellen Aufbaus II. Vom Undulator UE49 gehen drei Strahlrohre aus (UE49-PGM-a bis c), von denen eines zum SPEEM führt. Der Laserstrahl (rot) wird über ein Periskop aus dem Laserzelt und durch Rohre über mehrere Spiegel zur Probe geführt (nach [Nol10]).

denen zunächst ein Hochvakuum von etwa 10^{-7} mbar erreicht wird. Restgase aus der Luft lassen sich unterschiedlich effektiv abpumpen. Insbesondere Wasser kondensiert an den Wänden der Vakuumkammer und führt durch ständige Desorption zu einem relativ hohen Partialdruck. Der Desorptionsprozess lässt sich beschleunigen, indem die Vakuumkammer für etwa einen Tag über 100 °C ausgeheizt wird. Während und nach dem Ausheizen können bei Bedarf weitere Pumpen, wie Ionengetter- und Titansublimationspumpen eingesetzt werden. So wird schließlich das erforderliche Ultrahochvakuum von etwa 10^{-10} mbar erreicht.

3.1.2. Synchrotronstrahlung

Eigenschaften wie hohe Intensität, verfügbar in einem weiten Energiebereich, sowie ein hoher Grad an Polarisation machen Synchrotronstrahlung zu einem sehr nützlichen Werkzeug, das seit etwa 15 Jahren weltweit eingesetzt wird. Beschleunigte Ladungen emittieren Dipolstrahlung, sogenannte Bremsstrahlung. Bewegt sich die Ladung mit relativistischer Geschwindigkeit (d.h. nahe der Lichtgeschwindigkeit $c = 299\,792\,458\text{ m/s}$) auf einer gekrümmten Bahn, so emittiert sie auf Grund der relativistischen Verzerrung eine stark nach vorne gerichtete Strahlung.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden mit Hilfe der Synchrotronstrahlung des Elektronenspeicherrings BESSY II in Berlin Adlershof [HZB] erzielt (Abb. 3.1). Bei der Erzeugung wird zunächst ein Elektronenstrahl mit 70 kV in einer Elektronenkanone (Glühkathode) erzeugt. Der Elektronenstrahl wird anschließend über ein Mikrotron und ein Synchrotron mit Hohlraumresonatoren auf die Endenergie von 1,7 GeV beschleunigt (entspricht einer Geschwindigkeit der Elektronen von $299\,792\,440\text{ m/s}$), bevor er schließlich in den Speicherring injiziert wird. Als Synchrotron (aus dem Griechischen *syn*: zusammen und *chronos*: Zeit) bezeichnet man allgemein einen kreisförmigen Teilchenbeschleuniger mit konstantem Radius der Teilchenbahn. Im Gegensatz dazu laufen die Elektronen im Mikrotron auf einer spiralförmigen Bahn mit wachsendem Radius. Ein Speicherring ist ebenfalls ein Synchrotron, jedoch eines, das die Elektronen auf einer betragsmäßig konstanten Geschwindigkeit hält. Auch im Speicherring befinden sich Hohlraumresonatoren, um die Energieverluste bedingt durch die Synchrotronstrahlung zu kompensieren. Durch die Beschleunigung der Elektronen im Wechselfeld der 500 MHz-Hohlraumresonatoren entstehen Elektronenpakete (*bunches*) mit einem Abstand

3. Experimentelle Methoden

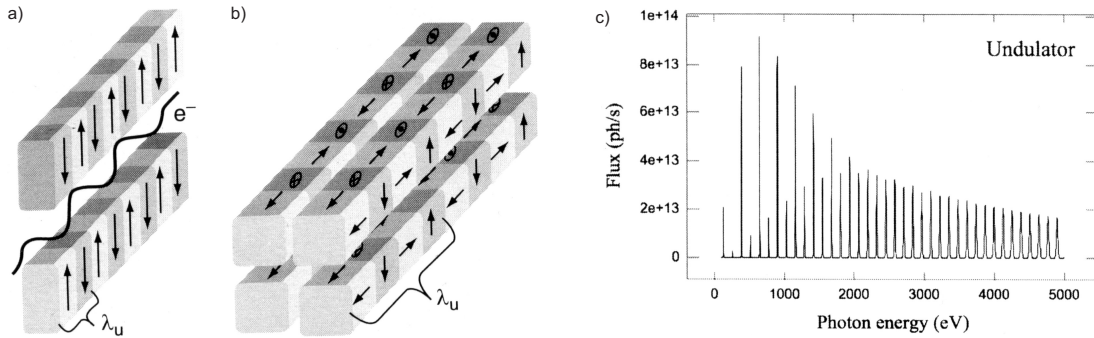


Abbildung 3.3.: (a) Planarer Undulator, erzeugt horizontal linear polarisiertes Licht. (b) Anordnung zur Erzeugung von horizontal linear, vertikal linear, links zirkular oder rechts zirkular polarisiertem Licht bei einer Verschiebung der vier *Arrays* gegeneinander um 0 , $\lambda_u/2$, $\lambda_u/4$ bzw. $-\lambda_u/4$ mit der Periode λ_u der Magnetstrukturen. (b) Spektrum der emittierten Strahlung. Aus [BBSK10]

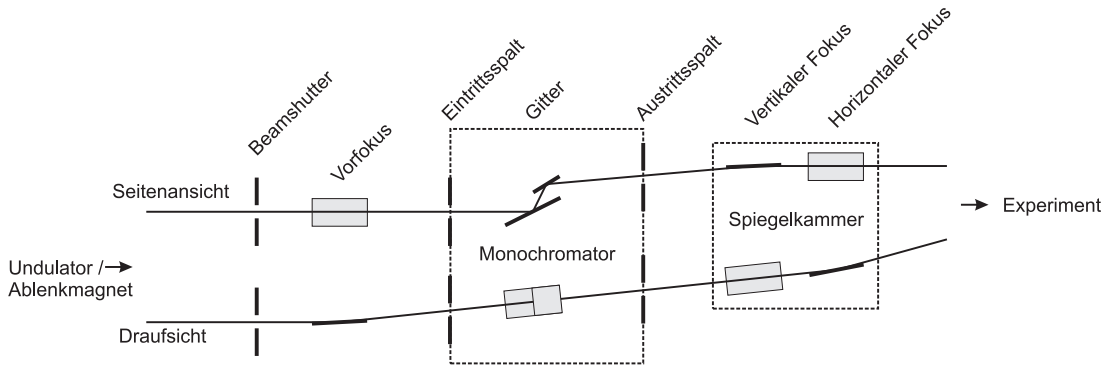


Abbildung 3.4.: Seitenansicht und Draufsicht eines Strahlrohres. Die Synchrotronstrahlung entsteht im Undulator oder Ablenkmagneten und gelangt über den *Beamschutter* in das Strahlrohr. Ein Monochromator filtert die gewünschte Wellenlänge aus der „weißen“ Röntgen-Strahlung. In der Spiegelkammer wird der Strahl auf das Experiment fokussiert (nach [BBSK10]).

von 2 ns im Speicherring¹.

BESSY II wird standardmäßig im *Hybrid*-Modus betrieben, bei dem sich etwa 350 gleich gefüllte Elektronenpakete im Speicherring befinden. In einer Lücke von etwa 150 ns befindet sich ein stärker gefülltes Elektronenpaket, der *Single-Bunch*. Für zwei Wochen pro Halbjahr wird der *Single-Bunch*-Modus angeboten, bei dem sich nur der *Single-Bunch* im Speicherring befindet. Dieser Modus wird für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente genutzt. Weiterhin wird einige Tage pro Halbjahr der *Low-Alpha*-Modus angeboten, bei dem die gleichen Elektronenpakete wie im *Hybrid*-Modus gefüllt sind, jedoch mit einer etwa 10 mal kleinen Anzahl an Elektronen. Dies reduziert die zeitliche Breite der Elektronenpakete und erhöht den Terahertz-Anteil im Emissionsspektrum der Elektronen.

Weitere Komponenten im Speicherring sind stark-magnetische Elemente, die der Fokussierung und Umlenkung des Elektronenstrahls oder explizit der Erzeugung von Synchrotronstrahlung dienen. Während die in Ablenkmagneten erzeugte Strahlung ein Nebenprodukt ihrer eigentlichen Funktion ist, nämlich den Elektronenstrahl auf eine Kreisbahn zu lenken, dienen Undulatoren ausschließlich der Erzeugung von Strahlung und zählen somit zu den *insertion devices* (IDs). Für die Stabilität des Elektronenstrahls im Speicherring sind sie eher hinderlich. Sie bestehen aus periodischen Magnetstrukturen (Abb. 3.3-a und -b), die den Elektronenstrahl auf eine wellenförmige Bahn bringen. In jeder Periode dieser Welle wird Strahlung emittiert, die sich bei bestimmten Wellenlängen konstruktiv überlagert. Die Brillianz der Undulatorstrahlung ist um einige Größenordnungen höher als die der Ablenkmagnete. Brillianz bezeichnet in diesem Zusammenhang die Anzahl der emittierten Photonen einer bestimmten Energie pro Sekunde in den Einheitsraumwinkel. Das Energiespektrum der Undulatorstrahlung ist nicht kontinuierlich, sondern besitzt scharfe Maxima bei diskreten Wellenlängen (Abb. 3.3-c), die von der Elektronenenergie, der Magnetfeldstärke und der Periode der Magnetstrukturen abhängen. Um nun ein kontinuierliches Energiespektrum erzeugen zu können, wird das Magnetfeld über den vertikalen Abstand der Magnete (*undulator gap*) variiert. Für die Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht wird der Elektronenstrahl nicht nur in der horizontalen, sondern auch in der vertikalen Ebene auf eine wellenförmige Bahn gebracht, indem die Magnetstrukturen gegeneinander verschoben werden (*undulator shift*).

¹Ein Elektronenpaket benötigt für einen Umlauf etwa $\frac{240 \text{ m}}{3 \times 10^8 \text{ m/s}} = 800 \text{ ns}$.

Die Breite eines Peaks im Undulatorspektrum beträgt einige 10 eV. Im Experiment wird jedoch meist monochromatische Strahlung mit weit weniger als einem eV Bandbreite benötigt. Ein Monochromator im Strahlrohr (Abb. 3.4) spaltet die Strahlung durch Lichtbeugung bei der Reflexion an ebenen Gittern (*plane grating monochromator*, PGM) auf, sodass nur die ausgewählte Wellenlänge durch den Austrittsspalt gelangt (maximal erreichbare relative Auflösung am Strahlrohr UE49-PGM-a bei BESSY II ist $E/\Delta E = 10\,000$ bei einer Photonenenergie $E = 700$ eV). Der Betrieb des Speicherrings benötigt UHV, da Elektronen bei der Streuung mit Luftmolekülen verloren gehen. Im Strahlrohr kommt es zur Absorption der Strahlung durch Luftmoleküle.

3.2. Experimenteller Aufbau

3.2.1. Photoelektronenmikroskopie

Die Funktionsweise eines Photoelektronenemissionsmikroskops (PEEM) basiert auf dem Photoeffekt. Elektronen in der Probe werden durch Absorption von Licht (Photonen) über das Vakuumniveau angeregt, sodass sie die Probe als sogenannte Photoelektronen verlassen können. Die emittierten Photoelektronen werden im PEEM mit einer Extraktorspannung von 10 bis 20 kV zum Objektiv hin beschleunigt und über elektronenoptische Linsen, vergleichbar mit optischen Linsen in einem Lichtmikroskop, auf den Detektor fokussiert. Der Detektor besteht aus einer Mikrokanalplatte (*micro channel plate*, MCP) und einem Fluoreszenzschirm, dessen Bild von einer *charge-coupled device* (CCD)-Kamera aufgenommen wird. Photoelektronenemissionsmikroskope können ausschließlich im UHV betrieben werden, da die von der Probe emittierten Elektronen ungehindert über die elektronenoptischen Linsen auf den Bildgeber zu fokussieren sind. Auch die Mikrokanalplatte kann nur im UHV betrieben werden.

Die Intensität der emittierten Elektronen ist abhängig von der Beschaffenheit der Probe und deren Oberfläche. Die dabei zugänglichen Materialeigenschaften sind durch die Wahl der Lichtquelle gegeben. Mit UV-Licht wird der Bildkontrast durch die Zustandsdichte und die Austrittsarbeit der Valenzelektronen sowie durch die Topographie der Probenoberfläche bestimmt. Mit einer Röntgen-Röhre können auch stärker gebundene Elektronen angeregt werden. Mit monochromati-

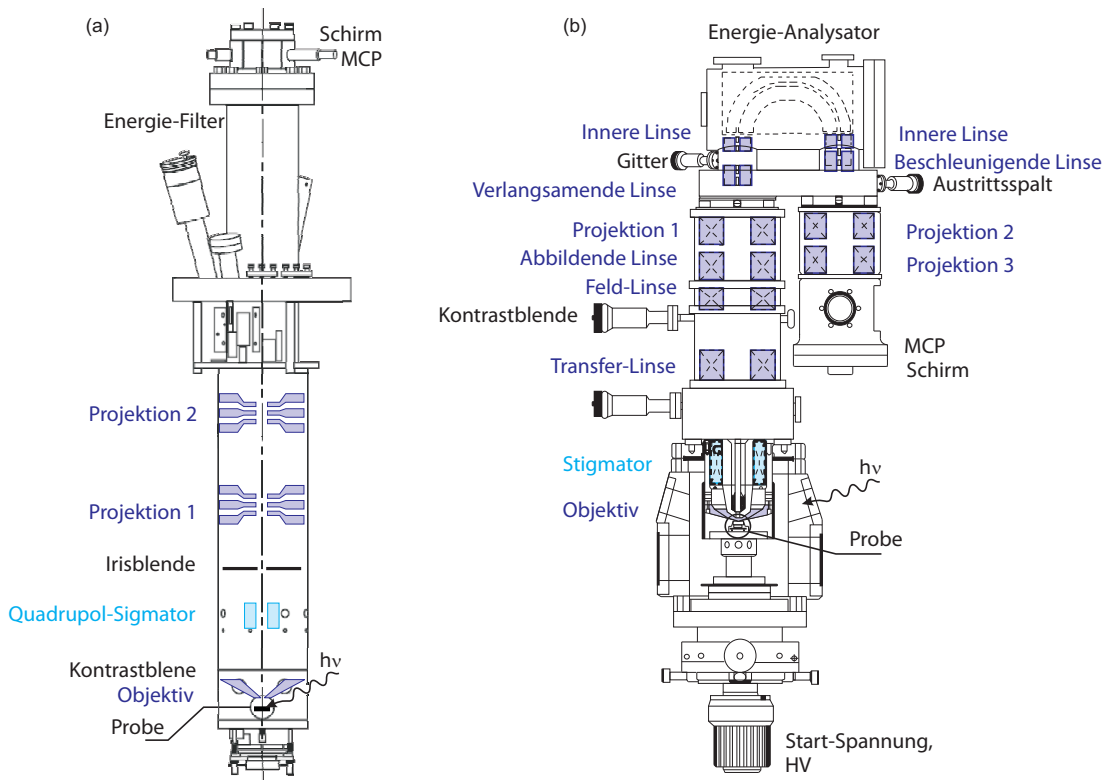


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung der verwendeten Photoelektronenemissionsmikroskope. Die einfallende Strahlung ($h\nu$) löst Elektronen aus der Probe, die über ein System aus elektronenoptischen Linsen auf den Bildgeber, bestehend aus MCP und Schirm, fokussiert werden. Hinter dem Schirm wird zur Bildaufnahme eine CCD-Kamera montiert (nicht dargestellt). (a) Focus IS-PEEM, (b) Elmitec PEEM. Nach Dokumentation von Omicron [Omi] bzw. Elmitec [ELM].

scher Synchrotronstrahlung kann die Photonenenergie an das jeweilige Energieniveau der Elektronen angepasst werden. Es können somit gezielt Elektronen aus einem bestimmten Energieniveau angeregt werden. Da das Energieniveau weiterhin vom Atomaufbau abhängt, werden die Elektronen elementspezifisch angeregt. Somit ist es möglich, verschiedene Materialien in einer Probe unabhängig voneinander zu untersuchen. Ist die Synchrotronstrahlung zusätzlich zirkular polarisiert, so ist die Absorption auf Grund des magnetischen Röntgen-Zirkular-Dichroismus (*x-ray magnetic circular dichroism*, XMCD) [SWW⁺87] abhängig von der Projektion des Wellenvektors \mathbf{k} der einfallenden Strahlung auf die Magnetisierung \mathbf{M} der Probe. Einen Überblick zu den Möglichkeiten der magnetischen Mikroskopie findet man in [Kuc06], insbesondere zu PEEM in [Sch99].

Der zirkulare Anteil der Polarisation wird als Helizität bezeichnet. Positive

3. Experimentelle Methoden

Helizität entspricht rechts zirkularer Polarisation, negative Helizität entsprechend links zirkularer Polarisation. Ein XMCD-Bild errechnet sich in dieser Arbeit als Differenz zweier mit entgegengesetzter Helizität aufgenommener Bilder, geteilt durch deren Summe. Die Intensität des XMCD-Signals ist dann proportional zum Cosinus des Winkels α zwischen einfallender Strahlung und Magnetisierung:

$$\text{XMCD} = (\text{pos} - \text{neg})/(\text{pos} + \text{neg}) \propto \mathbf{M} \cdot \mathbf{k} = \langle \mathbf{M} \rangle \cos \alpha. \quad (3.1)$$

Sollen lokal kleine Änderungen der Magnetisierung beobachtet werden, so ist es günstig, α so zu wählen, dass $\frac{d}{d\alpha} \cos \alpha$ maximal ist, also $\alpha = \pm 90^\circ$. Bei einer Anregung der Magnetisierung mit einem äußeren Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} ist die größte (aber dennoch relativ kleine) Änderung bei $\mathbf{M} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$ zu erwarten, da dann das auf \mathbf{M} wirkende Drehmoment (2.22) am größten ist. Daher wurde die Probe im PEEM jeweils so gedreht, dass die Röntgenstrahlung parallel oder antiparallel zu \mathbf{H}_{ext} einfällt.

Es wurde ein Focus IS-PEEM der AG Kuch und ein Elmitec PEEM III (SPEEM) von BESSY II verwendet (Abb 3.5), mit denen jeweils folgende Messungen erfolgten:

- IS-PEEM der AG-Kuch
 - Permalloy-Mikrostruktur in Abschnitt 4.1
 - Dreifachlagen-Mikrostruktur (Probe 1) in Abschnitt 5.3.2
- SPEEM von BESSY II
 - Permalloy-Mikrostrukturen in Abschnitt 4.2
 - Dreifachlagen-Mikrostrukturen in Abschnitt 5.2
 - Dreifachlagen-Mikrostruktur (Probe 2) in Abschnitt 5.3.2

Sie unterscheiden sich in der Art der Linsen (elektrostatisch bei Focus und magnetostatisch bei Elmitec), andererseits durch ihren Funktionsumfang und ihr Auflösungsvermögen. Das SPEEM erreicht eine laterale Auflösung von etwa 30 nm, während die Auflösung des IS-PEEMs bei etwa 150 nm liegt. Das SPEEM verfügt zusätzlich über einen Energie-Analysator für die emittierten Elektronen, der die Aufnahme von Photoemissionsspektren ermöglicht. Es ist mit einem Einfallswinkel der Strahlung von 16° noch sensitiver auf die Komponente der Magnetisierung in der Filmebene als das IS-PEEM mit einem Einfallswinkel von 30° .

3.2.2. Die Anrege-Abfrage-Technik

Eine Anrege-Abfrage-Technik basiert auf der zeitlichen Synchronisation von zwei periodischen Signalen, wobei eines der Anregung (*pump*), das andere der Abfrage (*probe*) des untersuchten Systems dient. Mit einer regelbaren zeitlichen Verzögerung der Anregung bezüglich der Abfrage kann die Dynamik des angeregten Systems abgetastet werden. Die Frequenz der Anregung muss dabei gleich oder ein Vielfaches der Abfragefrequenz sein. Voraussetzung ist, dass sich das System nach jeder Anregung gleich verhält, da mit jeder Anregung nur ein Zeitpunkt in der Dynamik abgefragt wird.

In den Experimenten dient ein Femtosekunden-Laser (~ 70 fs) der Anregung und die Synchrotronstrahlung von BESSY II der Abfrage. Die zeitliche Auflösung der Abfrage ist durch die Breite der *Single-Bunch*-Pulse auf 50 bis 70 ps begrenzt, was für die zu untersuchende Magnetisierungsdynamik im ns-Bereich ausreichend ist.

Es wird ein Titan:Saphir-Laser verwendet, der als optisch aktives Medium die Fluoreszenz von Titan-Ionen nutzt, die als Dotierung in einem Saphir (Al_2O_3)-Kristall vorliegen. Der Titan:Saphir-Kristall zeigt eine sehr breite Fluoreszenzbande von 670 – 1070 nm mit einem Maximum der Intensität von ~ 800 nm (rotes Licht). Der Absorptionsbereich des Kristalls liegt bei etwa 370 – 670 nm mit einem Maximum von ~ 500 nm. Der Titan:Saphir-Laser wird von einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (532 nm, grünes Licht) optisch gepumpt.

Bei modengekoppelten Titan:Saphir-Lasern liegt die typische Pulsdauer zwischen 100 und 200 fs. Mit aufwendigen Resonatoren lassen sich Pulslängen bis herunter zu 4 fs erzielen. Zwischen den beiden Endspiegeln des Resonators entstehen stehende Wellen, die Eigenmoden des Resonators, mit den Wellenlängen $\lambda_n = 2L/n$, wobei L die Resonatorlänge und n die Ordnung der Eigenmode ist. Alle λ_n liegen in der Bandbreite der Laser-Übergänge. Die Überlagerung aller Moden führt zu einem kontinuierlichen Laserstrahl (*continuous wave*, CW). Im modengekoppelten (*mode locked*, ML) Zustand stehen alle Moden im Resonator in fester Phasenbeziehung. Die Überlagerung führt dann zu einem Lichtpuls, der zwischen den Endspiegeln hin und her läuft. Die Repetitionsrate des Lasers, d.h. seine Pulsfrequenz f ist somit gegeben durch $f = c/L$ (c ist die Lichtgeschwindigkeit). Für den Pulsbetrieb wird das Prinzip der sogenannten passiven Modenkopplung eingesetzt, d.h. die Modenkopplung wird mit Hilfe von Kerr-Linsen hervorgerufen.

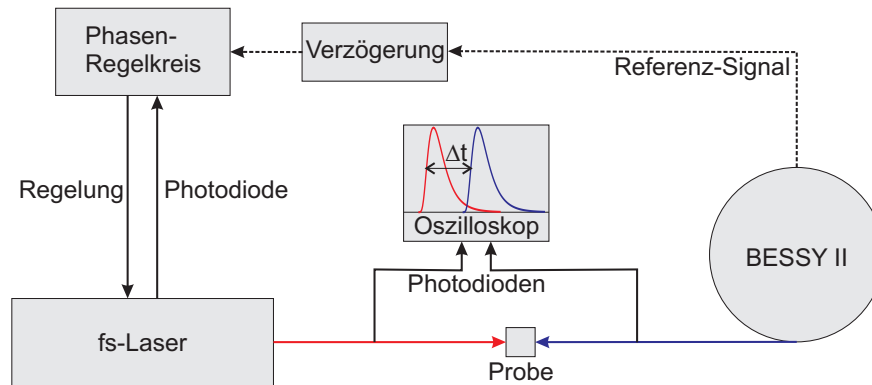


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung der Anrege-Abfrage-Technik. Laserpulse (rot) und Röntgenpulse (blau) treffen auf der Probe mit einer definierten Verzögerung Δt ein.

Das Licht im Resonator wird gezielt durch den elektrooptischen Kerr-Effekt so aufgeweitet, dass nur die von der Kerr-Linse fokussierten ultrakurzen Pulse mit hoher Intensität verlustfrei von Endspiegel zu Endspiegel reflektiert werden. Die CW-Anteile werden dagegen aufgeweitet und erfahren höhere Verluste, weshalb sich die Pulse im Resonator durchsetzen.

Es wurden zwei Laser-Systeme verwendet, die sich in ihren Komponenten leicht unterscheiden (Tabelle 3.1). Das Focus IS-PEEM der AG Kuch wurde mit einem Mira der Firma Coherent kombiniert (Aufbau I) und das Elmitec SPEEM von BESSY II wurde im Zusammenhang mit dieser Arbeit um einen Scientific XL 300 der Firma FEMTOSOURCE erweitert (Aufbau II). Den endgültigen Aufbau zeigt Abb. 3.2. Vom Undulator UE49 gehen drei Strahlrohre aus, von denen eins zum SPEEM führt. Das Laserzelt beherbergt neben dem Laser verschiedene Instrumente zur Strahldiagnostik wie Spektrometer und Powermeter sowie ein Teleskop zur Optimierung der Strahldivergenz. Der Laserstrahl (rot in Abb. 3.2) wird über ein Periskop aus dem Laserzelt und durch Rohre über mehrere Spiegel zur Probe geführt.

Die Synchronisation von Anrege- und Abfragesignal wird in beiden Aufbauten von einem Phasen-Regelkreis (*phase locked loop*, PLL) übernommen. Er hält über die Steuerung der Resonatorlänge des Lasers sowohl die Frequenz als auch die Phase der Laserpulse bezüglich eines Referenzsignals konstant. Als Referenzsignal dient die *Masterclock* von BESSY II, ein 500 MHz-Signal, das stets mit dem *Single-Bunch* (1,25 MHz) synchron ist. Eine Verzögerung kann entweder im

Gerät	Aufbau I	Aufbau II
Pump-Laser	Nd:YAG (532 nm)	
fs-Laser	Ti:Sa (800 nm)	
Pulsfrequenz [MHz]	62,5	5,0
Pulslänge [fs]	< 70	< 60
Max-ML-Leistung [W]	> 1,50	> 1,56
Verzögerung	elektronisch	Posaune
Synchronisation	Phasen-Regel-Kreis	Phasen-Regel-Kreis
PEEM	IS-PEEM (AG-Kuch)	SPEEM III (BESSY)

Tabelle 3.1.: Laser-Systeme

Strahlengang des Lasers (optisch) oder im Referenzsignal (mechanisch oder elektronisch) erzeugt werden. In diesen Experimenten passt der PLL die Phase der Laserpulse an eine Verzögerung des Referenzsignals an (Abb. 3.6). Die Verzögerung des Referenz-Signals wurde in Aufbau I elektronisch erzeugt, in Aufbau II mechanisch mit einer Posaune². Mit einem Oszilloskop können die beiden Signale zur Kontrolle angezeigt werden. Die dort abgelesene Verzögerung Δt steht bei fester Länge der verwendeten Kabel in fester Beziehung zur realen Verzögerung bei der Probe.

3.3. Proben und Probenhalter

Für die Erzeugung von Magnetfeldpulsen im ps-Bereich werden photosensitive Schalter verwendet, die lithographisch als Teil der Probe hergestellt werden. Ein Schalter besteht aus einer metallischen Struktur, die auf ein Halbleiter-Material aufgebracht ist. An den Schalter schließt sich eine *Stripline* an. Lichtpulse geeigneter Energie können im Halbleitersubstrat Elektronen ins Leitungsband anheben. Diese werden mit einer Spannung U_0 abgezogen und erzeugen in der *Stripline* einen Strompuls $\mathbf{I}(t)$. Der Strompuls erzeugt ein Magnetfeld um die *Stripline*: den anregenden Magnetfeldpuls $\mathbf{B}(t)$ (Abb. 3.8). Die Richtung von \mathbf{I} und \mathbf{B} ist abhängig vom Vorzeichen der angelegten Spannung U_0 . Im Experiment sind beide Varianten äquivalent.

²Posaune: Gerät zur Signalverzögerung

3. Experimentelle Methoden

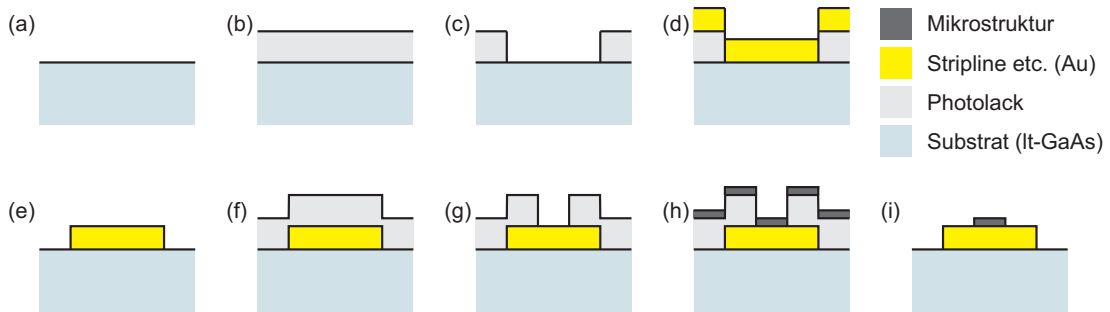


Abbildung 3.7.: Schritte der Probenherstellung. (a) It-GaAs-Substrat, (b) und (c) Lithographie Schalter, *Stripline* und Abschirmung, (d) Aufdampfen der Gold-Schicht, (e) *Lift-Off*, (f) und (g) Lithographie für die Mikrostrukturen, (h) Aufdampfen der Mikrostrukturen, (i) *Lift-Off*.

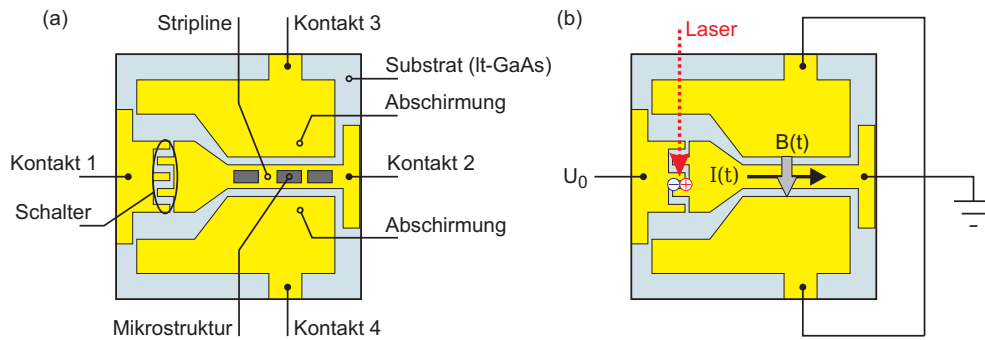


Abbildung 3.8.: Probedesign mit Schalter und *Stripline* (nicht maßstabsgetreu). (a) Aufbau (b) Geometrie des Strompulses $I(t)$ und des Magnetfeldpulses $B(t)$. Die Richtung von I und B ist abhängig vom Vorzeichen der angelegten Spannung U_0 . Im Experiment sind beide Varianten äquivalent.

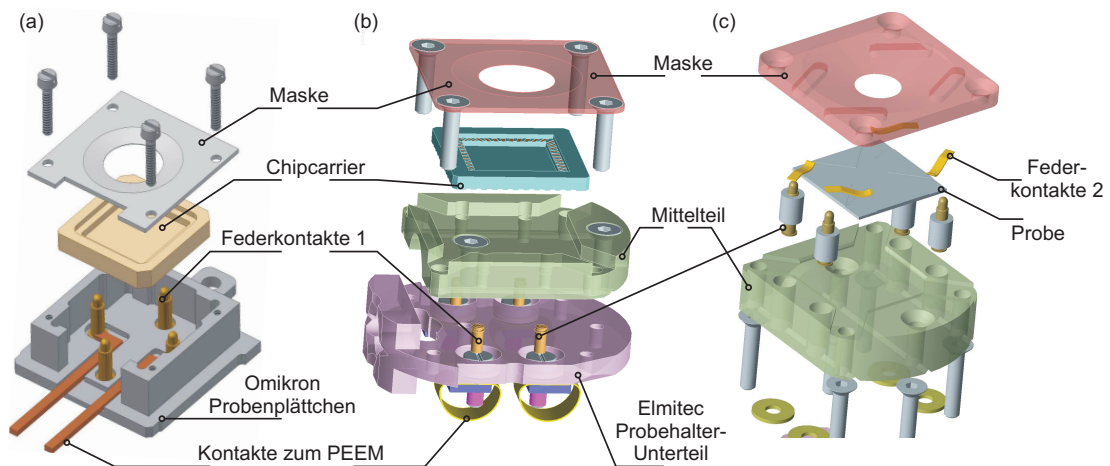


Abbildung 3.9.: Verschiedene Versionen des Probenhalters. (a) Probenhalter im IS-PEEM, (b) Probenhalter mit *Chipcarrier* und Bonddraht im SPEEM, (c) Probenhalter mit Federkontakten im SPEEM.

3.3.1. Probenherstellung

Das Probendesign wurde im Vorfeld basierend auf das Prinzip des Austin-Schalters [Aus75] im Nano+Bio-Center Kaiserslautern entwickelt und optimiert. Der Schalter selbst ist aus ineinander greifenden Fingern aufgebaut, was die Randlänge zwischen Halbleitersubstrat und Leiter und somit die Anzahl der abfließenden Elektronen steigert. Eine Schaltergeometrie mit einer Fingerlänge von 10 μm und einer Fingerbreite von 5 μm sowie einem Abstand zwischen den Fingern von ebenfalls 5 μm ist optimal in Effizienz und Stabilität des Schalters. Eine Verschmälerung des 150 μm breiten Schalters zu einer 10 μm breiten *Stripline* und eine Abschirmung zu beiden Seiten der *Stripline* ist optimal bei der Führung des Strompulses. Schalter, *Stripline* und Abschirmung bestehen aus einer 100 nm dicken Gold-Schicht.

Die Probenherstellung erfolgte in mehreren Schritten. Das Substrat ist ein GaAs-Wafer, der im Institut für Optik, Information und Photonik in Erlangen mit 1 μm kaltgewachsenem (*low temperature, lt-*) GaAs beschichtet wurde (Abb. 3.7-a). lt-GaAs besitzt besonders viele Störstellen, was die Ladungsträgerlebensdauer verkürzt und somit Schaltzeiten im ps- und sogar fs-Bereich ermöglicht. Mit optischer Lithographie wurde im Nano+Bio-Center Kaiserslautern der Schalter, die *Stripline* und die Abschirmung definiert (Abb. 3.7-b,c) und anschließend mit Elektronenstrahl-Verdampfung aufgebracht (Abb. 3.7-d). Im *Lift-Off*-Prozess wurde der Photolack von der Probe gelöst (Abb. 3.7-e). Auf die *Stripline* wurden dann mit Elektronenstrahl-Lithographie die Mikrostrukturen definiert (Abb. 3.7-f,g).

Auf die derart vorbereiteten Proben wurden schließlich im MAGSSY (*magnetron sputtering system*) von BESSY II die magnetischen Schichten sowie eine obere Schutzschicht mit Magnetron-Kathodenzerstäubung aufgebracht (Abb. 3.7-h). Dabei wurden in einer speziellen UHV-Kammer energiereiche Argon-Ionen auf eine Kathode (*target*) beschleunigt, so dass Atome aus diesem gelöst werden, in die Gasphase übergehen und anschließend auf dem Substrat kondensieren. Nach dem *Sputtern* wurde im letzten Schritt die Lithographie der Mikrostrukturen mit dem *Lift-Off*-Prozess abgeschlossen (Abb. 3.7-i).

3.3.2. Probenhalter

Die Proben benötigen elektrische Kontakte an vier Stellen: je einen für den Schalter und die *Stripline* und zwei für die Abschirmung. Diese Kontakte müssen von der Probe über den Probenhalter aus dem PEEM geführt werden. Hierfür kamen verschiedene Probenhalter zum Einsatz.

In Aufbau I wurden Probenplättchen der Firma Omicron [Omi] verwendet. Auf die Probenplättchen wurde die in Abb. 3.9-a gezeigte Konstruktion aufgebaut [MBB⁺08]. Die Proben befinden sich in einem *Chipcarrier*, mit dem sie nach dem *Sputtern* der Mikrostrukturen im Nano+Bio-Center Kaiserslautern mit dem Verfahren des Thermosonic-Drahtbonden kontaktiert wurden. Die Kontaktierung erfolgt mit Bonddraht aus Gold, der von der Bondinsel des *Chipcarriers* zur Probe gezogen und an beiden Enden verlötet wird. Die Bondinseln sind ihrerseits Kontakte, die zur Unterseite des *Chipcarriers* durchgeführt sind. Dort berühren sie im Probenhalter Federkontaktstifte (Federkontakte 1 in Abb. 3.9-a), die mit dem PEEM verbunden sind.

In Aufbau II wurde zunächst die *Chipcarrier*-Methode auf die Elmitec-Probenhalter übertragen (Abb. 3.9-b). Das Probenhalter-Unterteil wurde dabei unverändert von Elmitec übernommen. Die Kontakte zum PEEM auf dessen Unterseite sind von Elmitec für den Anschluss einer Glühwendel zum Heizen der Probe und eines Thermoelements zur Messung der Probentemperatur vorgesehen. Das Mittelteil des Elmitec-Probehalters wurde so modifiziert, dass es einen *Chipcarrier* aufnehmen kann. Die Verbindung des *Chipcarriers* mit den Kontakten zum PEEM wurde wieder mit Federkontaktstiften (Federkontakte 1 in Abb. 3.9-b) hergestellt.

Es stellte sich jedoch heraus, dass die Bonddrähte beim Annähern der Maske hinderlich sind. Die Maske befestigt die Probe auf dem Halter. Einerseits soll sie möglichst nah an die Probenoberfläche heran gebracht werden, um inhomogene elektrische Felder am Maskenrand möglichst klein zu halten, andererseits darf sie die Bonddrähte nicht berühren, da es sonst zu einem Kurzschluss kommt. Außerdem entstehen an Bonddrähten, die nicht von der Maske abgedeckt werden, stark inhomogene elektrische Felder, die das Auflösungsvermögen des PEEMs beeinträchtigen und im schlimmsten Fall zum Überschlag zwischen Probe und Objektivlinse des PEEMs führen. Ein solcher Überschlag genügt, um die Schalterstruktur zu zerstören und die Probe unbrauchbar zu machen (*game over*).

Aus diesem Grund wurde ein neues Konzept ohne Drahtbonden für die Kontaktierung der Schalter entwickelt (Abb. 3.9-c). In dieser Variante befinden sich vier Blattfedern (Federkontakte 2) in der Maske, die beim Annähern der Maske gleichzeitig sowohl die Probenoberfläche als auch die Federkontaktstifte (Federkontakte 1) berühren, zur Maske selbst jedoch isoliert sind. Auf diese Weise lässt sich der Abstand der Maske zur Probe auf einige Zehntel Millimeter reduzieren, was dem bei Elmitec-Probenhaltern üblichen Abstand entspricht. Weiterhin wurde das Material des Mittelteils modifiziert. Das zunächst aus PEEK (Polyetherketon, elektrisch isolierend) hergestellte Mittelteil stand ebenfalls unter Verdacht, Überschlüge vom Probenhalter zum PEEM zu provozieren. Es wurde daher später in Aluminium gefertigt. Die Federkontakte 1 sind in dieser Variante von einem isolierenden Zylinder umgeben. Die Überschlüge konnten mit dem neuen Probenhalter leider nur um etwa 30% reduziert werden.

Bei der in Abb. 3.9-c dargestellten Version des Probenhalters werden die Blattfedern mit einem elektrisch isolierenden Kleber in der Maske befestigt. Die Maske wurde später noch einmal modifiziert, sodass die Blattfedern mechanisch in die Maske geklemmt werden. Das vermeidet ein Ausgasen des Klebers im Vakuum und vereinfacht die Montage. Konstruktionszeichnungen der endgültigen Probenhalterversion sind im Anhang A zu finden.

Weitere Schwierigkeiten am SPEEM ergaben sich durch die Mikrofokussierung des Röntgen-Strahls. Während in normalen Strahlrohren der Durchmesser des Strahls einige 100 μm beträgt, wird er hier auf etwa 20 μm komprimiert. Dies ermöglicht kurze Belichtungszeiten selbst bei starken Vergrößerungen. Wenn allerdings die Anzahl der emittierten Photoelektronen pro Fläche und Zeit zu hoch wird, entstehen Ladungswolken auf der Probenoberfläche, sodass sie nicht mehr ungehindert zur Objektivlinse des PEEMs gelangen können. Dieses Problem tritt insbesondere bei Materialien mit großem Wirkungsquerschnitt für die Emission von Photoelektronen auf, wie zum Beispiel bei Gold. Da die *Stripline* aus Gold ist, musste die Intensität der Synchrotronstrahlung meist mit den Blenden im Strahlrohr reduziert werden, was wiederum zu langen Belichtungszeiten bei reduziertem Auflösungsvermögen führte.

Der *Low-Alpha*-Modus von BESSY II würde in diesem Fall bessere Messbedingungen liefern als der *Single-Bunch*-Modus. Da der *Low-Alpha*-Modus nur wenige Tage pro Halbjahr angeboten wird, ist die Zeit für entsprechende Messun-

3. Experimentelle Methoden

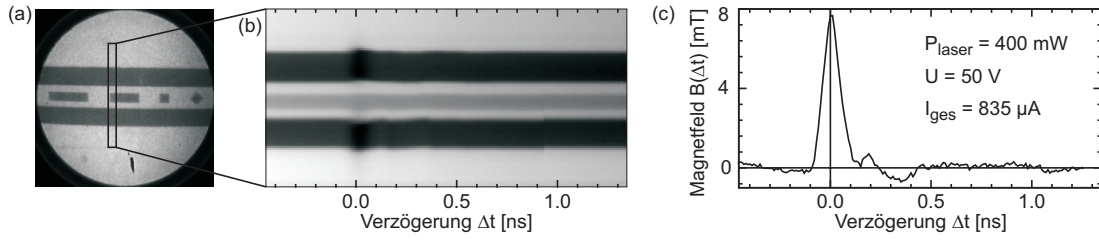


Abbildung 3.10.: Puls-Charakterisierung im IS-PEEM (Aufbau I). (a) Einzelnes PEEM-Bild aus T_{Puls} , (b) Ausschnitt aus allen PEEM-Bildern als Funktion von Δt , (c) Der Magnetfeldpuls $B(\Delta t)$ berechnet aus der Helligkeitsverteilung in (b).

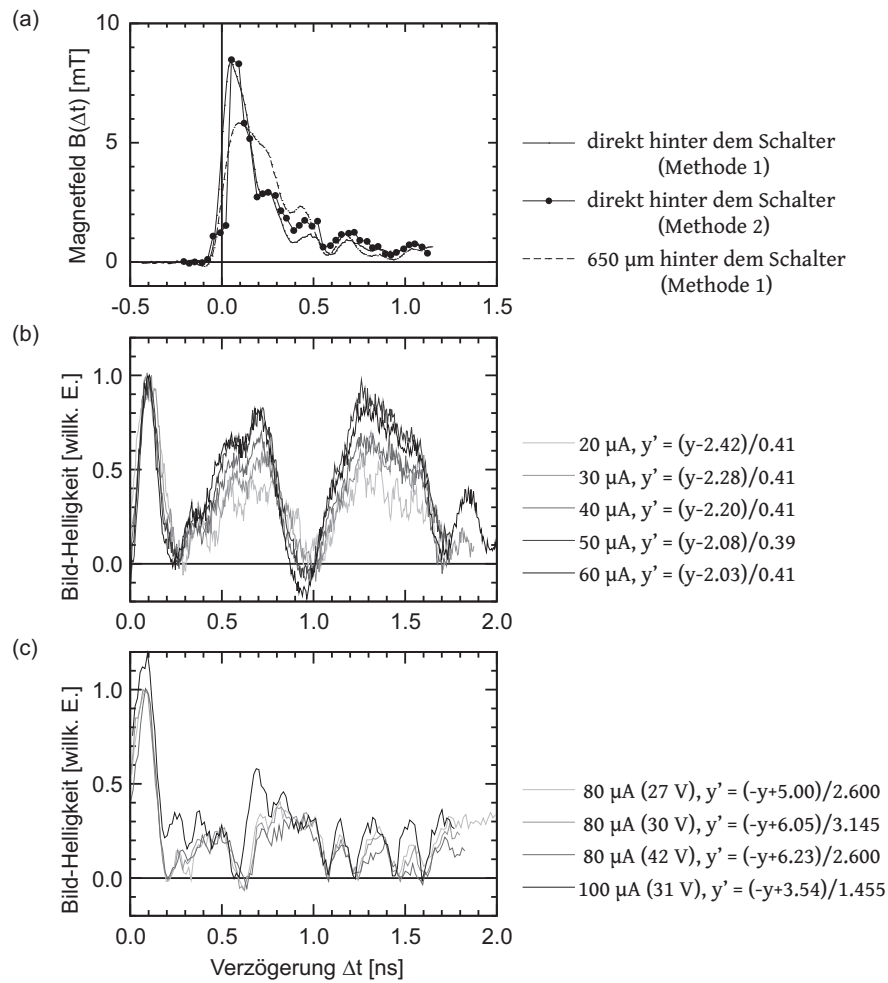


Abbildung 3.11.: Puls-Charakterisierung im SPEEM (Aufbau II). (a) Vergleich der Methoden 1 (Helligkeit der *Stripline* im PEEM-Bild) und 2 (*start voltage*) zur Bestimmung der Pulsform sowie Vergleich zwischen zwei Positionen auf der Stripline. (b) Vergleich von Pulsformen bei verschiedenen Stromstärken I_{ges} (vor Optimierung des Laserfokus auf dem Schalter). (c) Vergleich von Pulsformen bei verschiedenen Spannungen am Schalter (nach Optimierung des Laserfokus).

gen extrem knapp. Außerdem sind im *Low-Alpha*-Modus alle Elektronenpakete im Speicherring gefüllt, sodass bei der Nutzung dieses Modi ein Filter für den *Single-Bunch* erforderlich ist.

In einem PEEM ist die Probe Teil der Optik. Es kann nur dann sein volles Auflösungsvermögen liefern, wenn auch die Probe optimale Eigenschaften dafür besitzt. Dies war bei diesen doch recht komplizierten Proben mit ihren lithographischen Strukturen und den Kontakten zum Probenhalter leider nicht erfüllt.

3.3.3. Charakterisierung des Magnetfeldpulses

Ein elektrischer Strom I , der durch die *Stripline* fließt, erzeugt auf der Oberfläche der *Stripline* ein Magnetfeld B , dessen Stärke sich mit dem Ampèreschen Durchflutungsgesetz [Gre02] abschätzen lässt:

$$\mu_0 I = \oint_C B \, ds \approx B \, 2b \quad (3.2)$$

$$\Leftrightarrow B \approx \frac{\mu_0 I}{2b}, \quad (3.3)$$

wobei C eine geschlossene Kurve um die *Stripline* senkrecht zur Stromrichtung, $b = 10 \, \mu\text{m}$ die Breite der *Stripline* und $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \, \text{Vs}/(\text{Am})$ die Vakuumpempeabilität ist. Der zeitliche Verlauf, also die Form der Strompulse und somit die Form der Magnetfeldpulse ist abhängig von der Qualität des Schalters und der *Stripline* und von der Optimierung des Laserspots auf dem Schalter. Der Puls verbreitert sich zusätzlich während er die *Stripline* durchläuft. Die Charakterisierung der Pulsform erfolgt in Aufbau I und Aufbau II etwas unterschiedlich.

In Aufbau I wurde die Verzerrung der Abbildung im PEEM zur Charakterisierung des Magnetfeldpulses ausgenutzt [CAS⁺04]. Dazu wird eine Reihe von PEEM-Bildern aufgenommen, mit denen die Verzögerung Δt in 10 ps-Schritten in einem Intervall $T_{\text{Puls}} = 2 \, \text{ns}$ abgetastet wird. Beim zeitlichen Überlapp von Strom- und Röntgen-Puls (*time zero*) werden die emittierten Photoelektronen in dem vom Strompuls erzeugten Potential zwischen *Stripline* und Abschirmung abgelenkt, was zur Verzerrung der Abbildung im PEEM führt. In jedem Bild dieser Reihe wird dann eine länglich-rechteckige Fläche senkrecht zur *Stripline* ausgeschnitten (Abb. 3.10-a) und nebeneinander als Funktion von Δt dargestellt (Abb. 3.10-b). Da das Halbleitermaterial, das zwischen *Stripline* und Abschir-

3. Experimentelle Methoden

mung sichtbar ist, im PEEM-Bild dunkel erscheint, kann der Rand der Abschirmung als Kante in der Helligkeitsverteilung detektiert werden. Die Position dieser Kante ist dann in guter Näherung proportional zum Strom $I(\Delta t)$ und somit auch zum Magnetfeld $B(\Delta t)$ (Abb. 3.10-c). Die Null-Linie ergibt sich aus dem Mittelwert der Position der oberen und der unteren Kante.

In Aufbau II beeinflusst eine Potentialänderung der *Stripline* ihre Helligkeit im PEEM-Bild. Ein Energieanalysator im PEEM lässt Elektronen nur in einem Energieintervall von etwa 0,5 eV passieren. Beim Überlapp von Strom- und Röntgenpuls ändert sich die Energie der emittierten Elektronen mit dem Potential der *Stripline*, sodass sie den Energieanalysator nicht mehr passieren können. Die Helligkeit der *Stripline* im PEEM-Bild ist näherungsweise proportional zum Strom $I(\Delta t)$, der durch die *Stripline* fließt. Für eine Messung der Pulsform wird ein Bild pro Sekunde aufgenommen, während die Posaune bewegt wird³. Ein Abtasten des Magnetfeldpulses im Intervall $T_{\text{Puls}} = 2 \text{ ns}$ mit $\Delta x = 1 \text{ mm}$ pro Sekunde dauert etwa 5 Minuten.

Die Potentialänderung der *Stripline* lässt sich mit einer zusätzlichen Spannung auf dem Probenhalter (*start voltage*) kompensieren. Der Wert der *start voltage* ist bei dieser Methode ein Maß für $I(\Delta t)$. Für eine Messung der Pulsform wird abwechselnd die Posaune bewegt und die *start voltage* so angepasst, dass die Helligkeit der *Stripline* im PEEM-Bild maximal ist. Ein Abtasten des Magnetfeldpulses im Intervall $T_{\text{Puls}} = 2 \text{ ns}$ mit $\Delta x = 5 \text{ mm}$ dauert etwa 1 Stunde. Beide Methoden liefern vergleichbare Ergebnisse (Abb. 3.11-a).

Der Proportionalitätsfaktor α zwischen einer gemessenen Pulsform $p(\Delta t)$ und dem tatsächlich fließenden Strom $I(\Delta t)$ folgt aus der Normierung des Integrals über p auf den zeitlich gemittelten Gesamtstrom I_{ges} pro Laserpuls:

$$I(\Delta t) = \alpha p(\Delta t) \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\alpha} = \frac{f_{\text{Laser}}}{I_{\text{ges}}} \int_{T_{\text{Puls}}} p(\Delta t) d(\Delta t). \quad (3.4)$$

Der Gesamtstrom I_{ges} wird am Multimeter abgelesen, f_{Laser} ist die Pulsfrequenz des Lasers. Es wird dabei angenommen, dass der Strom $I(\Delta t)$ außerhalb des gemessenen Zeitintervalls T_{Puls} keinen Beitrag zum Integral liefert. Das Magnetfeld $B(\Delta t)$ wird mit (3.3) bestimmt.

³Die maximale Streckenänderung $L = 600 \text{ mm}$ in der Posaune führt zu einer Verzögerung des Signals um 2 ns. Ein Bewegen der Posaune um $\Delta x = 1 \text{ mm}$ erzeugt eine Streckenänderung $\Delta L = 2 \text{ mm}$. Daraus folgt für die erzeugte Verzögerung $\Delta t = \frac{2 \text{ ns}}{600 \text{ mm}} \cdot \Delta L = \frac{2 \text{ ns}}{300 \text{ mm}} \cdot \Delta x$

Die Strom-Spannungs-Kennlinie einer idealen Diode folgt einem exponentiellen Verlauf, der über die Shockley-Gleichung [GPS⁺51] beschrieben wird. Dies gilt bei sonst konstanten Bedingungen näherungsweise auch für die hier verwendeten Schalter, wird allerdings stark von der Beschaffenheit des Schalters und der Position des Laserfokus auf dem Schalter beeinflusst. Im Laufe einer Messreihe kann sich diese Kennlinie somit ändern. Ohne sorgfältige Justierung des Lasers auf dem Schalter kann ein größerer Gesamtstrom auch zu Stromintensitäten nach dem eigentlichen Puls, einem sogenannten *Ringing* führen (Abb. 3.11-b). Nach Optimierung des Lasers ist die Intensität des Strompulses hauptsächlich vom Strom und weniger von der Spannung abhängig, wie Abb. 3.11-c zeigt. Die Pulsformen in Abb. 3.11-b und -c wurden so skaliert, dass sie am Pulsmaximum und direkt nach dem Puls zusammenfallen. In Abb. 3.11-c wurde die 100 μA -Kurve für die Darstellung etwas nach oben verschoben (geschätzt), sodass hauptsächlich positive Intensitäten auftreten. Eine absolute Skalierung ist hier nicht möglich, da die Annahme $B(\Delta t) = 0$ außerhalb des gemessenen Zeitintervalls nicht erfüllt ist.

4. Magnetisierungsdynamik in Permalloy-Mikrostrukturen

Die Legierung $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ wird wegen ihrer hohen Permeabilität als PermalloyTM bezeichnet. Sie besitzt außerdem eine sehr kleine Koerzivität. In Mikrostrukturen führen diese Eigenschaften bei der Energieminimierung zu Domänenkonfigurationen mit einem geschlossenen magnetischen Fluss, die nach außen quasi streufeldfrei sind. So entsteht in kreisförmigen Mikrostrukturen meist eine Vortex-Konfiguration, in quadratischen Mikrostrukturen eine Landau-Konfiguration und in rechteckigen Mikrostrukturen eine *cross-tie*- oder Diamant-Konfiguration. Weiterhin lässt sich die Magnetisierung leicht mit kleinen äußeren Magnetfeldern beeinflussen. Permalloy-Mikrostrukturen sind somit ein ideales Medium für das Experiment, um Präzessionsbewegungen der Magnetisierung zu untersuchen, die sich mit der Landau-Lifshitz-Gleichung (2.28) beschreiben lassen.

Ziel der durchgeführten Experimente und mikromagnetischen Simulationen ist, das bereits breit gefächerte Wissen um spezielle Details zu ergänzen. Vorrangig soll jedoch die Funktionalität des neu installierten Laser-Systems am SPEEM getestet werden.

4.1. Rechteckstruktur mit *cross-tie*-Wänden

4.1.1. Einführung und Motivation

Im Vorfeld dieser Arbeit wurde im Nano+Bio-Center Kaiserslautern ein lithographisch hergestellter photosensitiver Schalter entwickelt, der es ermöglicht über die Anregung mit ultrakurzen Laserpulsen Magnetfeldpulse im Picosekundenbereich zu erzeugen, die zur Anregung der Magnetisierung in ebenfalls lithographisch hergestellten Mikrostrukturen dienen. Für die Realisierung eines Anrege-Abfrage-

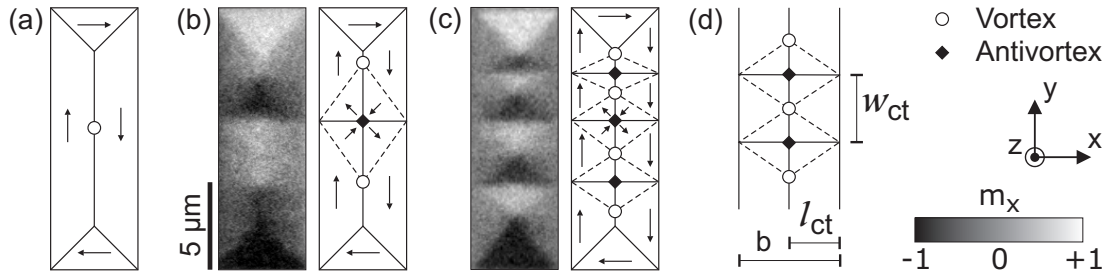


Abbildung 4.1.: Experimentelle XMCD-Bilder und Skizze der magnetischen Domänen der in diesem Abschnitt diskutierten $5 \times 15 \mu\text{m}^2$ FeNi-Mikrostruktur. (a) Skizze einer vier-domänigen Landau-Konfiguration, (b) Domänen vor und (c) nach Anregung mit Magnetfeldpulsen. In (c) sind zwei weitere *cross-tie*-Wände zu erkennen. (d) Skizze zur Erläuterung der diskutierten Größen: Breite b der Mikrostruktur, Länge l_{ct} und Abstand w_{ct} der senkrecht zur ursprünglichen 180° -Wand verlaufenden 90° -Wände.

Experiments, in dem die Synchrotronstrahlung von BESSY II der Abfrage dient, wurden die Pulse eines Femtosekunden-Lasers mit der *Masterclock* von BESSY II synchronisiert. Die in diesem Abschnitt präsentierten Ergebnisse entstanden in dem abschließenden Pilotexperiment dieser Aufbauphase und zeigen eine gute Funktionsfähigkeit der photosensitiven Schalter, des speziell angepassten Probenhalters sowie der Synchronisation von Anrege- und Abfragepulsen. Eine erfolgreiche Durchführung dieses Experiments war eine Voraussetzung für den geplanten Aufbau eines neuen Nutzer-Experiments am SPEEM bei BESSY II. Als Probe wurde gezielt ein System gewählt, dessen Magnetisierungsdynamik bereits intensiv erforscht wurde, um Schwierigkeiten, die von der Probe selbst ausgehen, zu vermeiden.

4.1.2. Statische Domänenkonfiguration

Betrachtet wird eine $5 \times 15 \mu\text{m}^2$ -FeNi-Mikrostruktur mit der Dicke $d = 20 \text{ nm}$. Ihre Domänenkonfiguration ist ähnlich einer Landau-Konfiguration mit vier 90° -Wänden, die sich paarweise zu einer 180° -Wand zusammenschließen (4.1-a). In weichmagnetischen Materialien ist diese Konfiguration jedoch wegen der hohen Streufeldenergie entlang der 180° -Wand nicht stabil und es kommt zur Ausbildung von *cross-tie*-Wänden [HSG58]. Die 180° -Wand wird aufgelöst in sich senkrecht kreuzende 90° -Wände, deren Schnittpunkte Antivortex-Zentren bilden (Abb. 2.3-c). Die experimentelle Konfiguration (Abb. 4.1-b) enthält zunächst nur eine *cross-tie*-Wand. Bei einer Anregung mit Magnetfeldpulsen senkrecht zur 180° -Wand

werden weitere *cross-tie*-Wände gebildet [NMS⁺06, WMC⁺07], wie auch in diesem Experiment beobachtet wurde (Abb. 4.1-c). Die maximale (gesättigte) räumliche Dichte σ_{ct} der *cross-tie*-Wände (ct) hängt von der Länge l_{ct} der senkrecht zur ursprünglichen 180°-Wand verlaufenden 90°-Wände und von der Dicke d der Mikrostruktur ab [WMC⁺07]. Die Länge l_{ct} wird von der Breite b der Mikrostruktur begrenzt: $l_{ct} \leq b/2 = 2,5 \mu\text{m}$ (Abb. 4.1-d). Die Autoren von [WMC⁺07] beobachteten bei $l_{ct} = 2,5 \mu\text{m}$ und $d = 30 \text{ nm}$ eine Dichte $\sigma_{ct} \approx 0,5 \mu\text{m}^{-1}$, wobei σ_{ct} kleiner wird mit abnehmender Dicke d ($d < 30 \text{ nm}$ wurde nicht beschrieben). In der hier untersuchten Struktur mit $d = 20 \text{ nm}$ ist der mittlere Abstand der 90°-Wände $w_{ct} \approx 3,5 \mu\text{m}$ und somit $\sigma_{ct} = 1/w_{ct} \approx 0,3 \mu\text{m}^{-1}$, was mit dem Ergebnis aus [WMC⁺07] vergleichbar ist. Die Dichte der *cross-tie*-Wände erscheint gesättigt. Die ungleichen Abstände w_{ct} der 90°-Wände in der Struktur (4.1-c) deuten auf Unregelmäßigkeiten oder Defekte hin, an denen die Magnetisierung fixiert ist (*pinning center*).

4.1.3. Magnetisierungsdynamik

Die *cross-tie*-Konfiguration der FeNi-Mikrostruktur (Abb. 4.1-c) wurde mit kurzen Magnetfeldpulsen angeregt, die in der Filmebene in negativer x-Richtung liegen. Die Form der Magnetfeldpulse ist näherungsweise dreiecksförmig mit einem Maximum von etwa 8 mT bei $\Delta t = 80 \text{ ps}$ und einer Breite bei halbem Maximum von ebenfalls 80 ps (Abb. 4.3-a). Der zeitliche Verlauf der Magnetisierung wurde im Experiment und in einer mikromagnetischen Simulation orts aufgelöst mit XMCD-Bildern verfolgt.

In der Simulation wurden die Standardparameter für Permalloy (Sättigungsmagnetisierung $M_S = 796 \text{ kA/m}$, Austauschkonstante $A = 13 \text{ pJ/m}$ und Anisotropiekonstante $K_u = 0$) verwendet. Der Dämpfungsparameter wurde auf $\alpha = 0,01$ gesetzt. Die Größe der simulierten Mikrostruktur beträgt $2,5 \times 7,5 \mu\text{m}^2$ mit einem zweidimensionalen Diskretisierungsgitter von $5 \times 5 \text{ nm}^2$ und der Dicke $d = 20 \text{ nm}$. Für die Anregung wurde entsprechend dem Experiment ein dreiecksförmiger 8 mT Magnetfeldpuls mit 80 ps Anstiegs- und Abfallszeit verwendet (Abb. 4.3-a). Die Anfangskonfiguration der Magnetisierung \mathbf{M}_0 wurde aus einer idealisierten Konfiguration relaxiert, wobei keine *pinning center* berücksichtigt wurden, sondern die Position der 90°-Wände direkt vorgegeben wurde.

Die Anregung der Magnetisierung erfolgt entsprechend der Pulsfrequenz des La-

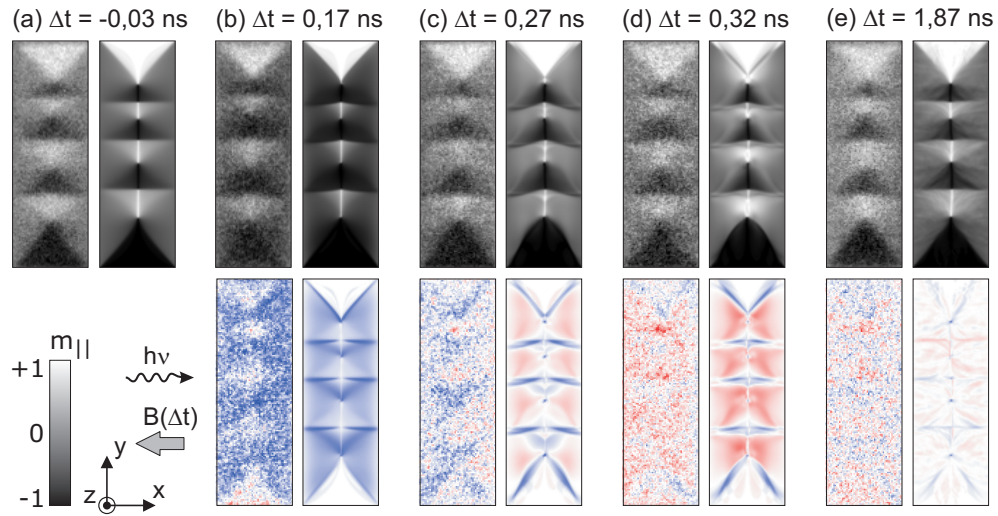


Abbildung 4.2.: Zeitlicher Verlauf der Komponente der Magnetisierung $m_{||} = M_x/M_s$ antiparallel zum anregenden Magnetfeldpuls $\mathbf{B}(\Delta t)$ in negativer x-Richtung (grauer Pfeil). Oben: Experimentelle (jeweils links) und simulierte (jeweils rechts) XMCD-Bilder, unten: Differenz zum Zustand der Magnetisierung \mathbf{M}_0 im Gleichgewichtszustand ($\Delta t = -0,03$ ns).

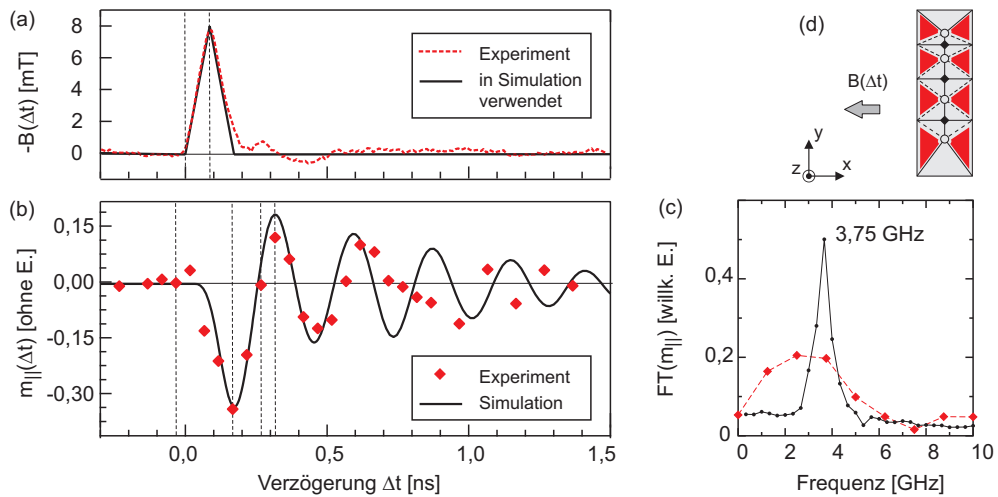


Abbildung 4.3.: Präzession der Magnetisierung in den Domänen mit Vergleich von Experiment und Simulation. (a) x-Komponente des Magnetfeldpuls $\mathbf{B}(\Delta t)$. Gestrichelte Linien markieren $\Delta t = 0$ und das Pulsmaximum bei $\Delta t = 80$ ps (b) Komponente der Magnetisierung $m_{||}$ gemittelt in den Bereichen maximaler Auslenkung (rote Flächen in der Skizze oben rechts). Gestrichelte vertikale Linien markieren die in Abb. 4.2-(a–d) dargestellten Zeitpunkte Δt . (c) Fourier-Transformation $FT(m_{||})$. (d) Modellskizze.

sers von 62,5 MHz in einem Zeitintervall von $\Delta t = 16$ ns. Die Präzession der Magnetisierung in den Domänen wie auch die Gyrationbewegung der Domänenwände ist nach diesem Zeitintervall soweit abgeklungen, dass sich die Magnetisierung bezüglich dieser Moden vor jeder Anregung wieder im Gleichgewichtszustand befindet (siehe z.B. Referenzen in Tabelle 4.1). Dies ist eine Voraussetzung für *pump-probe*-Experimente. Die Gyration der Vortex-Zentren dauert bis zu 50 ns und länger an (siehe Abschnitt 4.4), hat jedoch keinen Einfluss auf die in diesem Abschnitt diskutierte Magnetisierungsdynamik und kann hier vernachlässigt werden.

Die XMCD-Bilder in Abb. 4.2 (obere Reihe) zeigen die Magnetisierung der Mikrostruktur bei verschiedenen Verzögerungen Δt zwischen anregendem Magnetfeldpuls $\mathbf{B}(\Delta t)$ und abfragendem Röntgen-Puls $h\nu$. Der Kontrast der XMCD-Bilder entspricht der Komponente der Magnetisierung $m_{\parallel} = M_x/M_S$ antiparallel zu $\mathbf{B}(\Delta t)$. Die experimentellen XMCD-Bilder (jeweils links) werden mit mikromagnetischen Simulationen (jeweils rechts) verglichen. Die Bilder in der unteren Reihe sind die Differenz zum Zustand der Magnetisierung \mathbf{M}_0 im Gleichgewichtszustand ($\Delta t = -0,03$ ns in Abb. 4.2-a). Die maximale Auslenkung der Magnetisierung ist in den Domänen zu erwarten, in denen das Drehmoment (2.22) maximal, d.h. $\mathbf{M}_0 \perp \mathbf{B}$. In diesen Domänen ist $m_{\parallel} \approx 0$, sodass sie in den XMCD-Bildern (Abb. 4.2) grau erscheinen.

Die maximale Auslenkung von \mathbf{M} in den grauen Domänen ist bei einer Verzögerung von $\Delta t = 0,17$ ns zwischen Anregung und Abfrage zu beobachten (Abb. 4.2-b). Im Differenzbild erscheinen diese Änderungen blau. Die Kontraständerung im XMCD-Bild bei $\Delta t = 0,17$ ns entspricht einer Auslenkung von \mathbf{M} in diesen Domänen um etwa 20° bezüglich \mathbf{M}_0 . Im Differenzbild der Simulation ist erkennbar, dass sich die Position der Domänenwände verschoben hat. Noch deutlicher ist dieser Effekt bei $\Delta t = 0,27$ ns (Abb. 4.2-c). Bei dieser Verzögerung ist die Auslenkung von \mathbf{M} in den grauen Domänen umgekehrt: Im XMCD-Bild erscheinen sie heller, im Differenzbild rötlich. Die Domänenwände hingegen sind im Differenzbild immer noch blau, was darauf hindeutet, dass ihre Bewegung auf einer etwas längeren Zeitskala stattfindet. Bei $\Delta t = 0,32$ ns hat die Auslenkung in den grauen Domänen ihr Maximum in der zu $\mathbf{B}(\Delta t)$ entgegengesetzten Richtung erreicht, wie der rote Kontrast im Differenzbild zeigt (Abb. 4.2-d). Bei $\Delta t = 1,87$ ns ist die Magnetisierung schließlich weitestgehend in ihren Gleichgewichtszustand

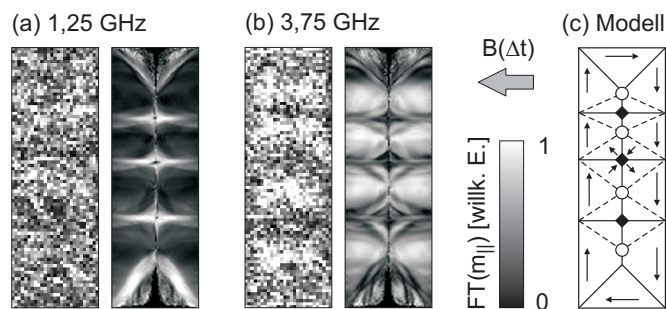


Abbildung 4.4.: Ortsaufgelöste FT an zwei ausgewählten Frequenzen, Vergleich von Experiment (jeweils links) und Simulation (jeweils rechts). (a) Gyration der Domänenwände bei 1,25 GHz (nur in der Simulation sichtbar), (b) Präzession der Magnetisierung in den Domänen bei 3,75 GHz.

zurückgekehrt (Abb. 4.2-e). Allgemein wurde eine gute qualitative Übereinstimmung der Simulation mit dem Experiment erreicht.

Die Dynamik in den Domänen lässt sich quantitativ analysieren, indem der Mittelwert von m_{\parallel} in den grauen Domänen als Funktion der Verzögerung Δt aufgetragen wird. Dies zeigt Abb. 4.3-b für die experimentellen und simulierten Bilder (der Mittelwert von m_{\parallel} wird ebenfalls mit m_{\parallel} bezeichnet). Der zeitliche Verlauf von $m_{\parallel}(\Delta t)$ entspricht einer gedämpften Oszillation, wie sie von der Landau-Lifshitz-Gleichung (2.28) beschrieben wird. In der ersten und folgenden halben Periode ist eine gute Übereinstimmung der Simulation mit dem Experiment gegeben. Die Frequenz der Präzession wurde mit einer Fourier-Transformation (FT) berechnet (Abb. 4.3-c). Die Simulation liefert ein scharfes Maximum bei 3,75 GHz. Das Experiment zeigt ein breiteres Frequenzspektrum mit einem Maximum zwischen 2,5 und 3,75 GHz. Das im Vergleich zur Simulation kleinere Zeitintervall $T = 800$ ns der FT führt zu den größeren Frequenzschritten $T^{-1} = 1,25$ GHz.

Einen Überblick über die an der Magnetisierungsdynamik der Mikrostruktur beteiligten Moden liefert die ortsaufgelöste FT (Abb 4.4). Sie liefert ein Bild pro Frequenz-Schritt, wobei die Intensität eines Pixels der FT-Amplitude bei dieser Frequenz entspricht. Bei den experimentellen Bildern wurde über 2×2 Pixel gemittelt, um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Signifikante Intensitäten treten im Experiment in den Domänen bei 2,5 und 3,75 GHz auf, in Übereinstimmung mit Abb. 4.3-c. Die Simulation liefert Intensität in den Domänen bei 3,75 GHz und zusätzlich in den Domänenwänden bei 1,25 GHz. Die kleinere Frequenz der Domänenwände entspricht der Beobachtung aus Abb. 4.2-b

und c. Bezüglich der Präzessionsmode der Magnetisierung in den Domänen ist eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation gegeben. Die Gyrationmode der Domänenwände ist im experimentellen FT-Bild nicht sichtbar, da ihre Frequenz nur knapp größer als ein Frequenzschritt und daher nicht zu erfassen ist.

4.1.4. Zusammenfassung und Diskussion

Präzessions- und Gyrationmoden in einer $5 \times 15 \mu\text{m}^2$ -FeNi-Mikrostruktur mit der Dicke $d = 20 \text{ nm}$ in *cross-tie*-Konfiguration wurden zeit- und orts aufgelöst untersucht. Die Präzessionsmode der Magnetisierung in den Domänen besitzt im Experiment Frequenzen zwischen 2,5 und 3,75 GHz bis $\Delta t \approx 0,8$. Mit mikromagnetischen Simulationen wurde die Frequenz der Domänenwand-Gyration zu 1,25 GHz bestimmt. Unterschiede zwischen Experiment und Simulation bei $\Delta t > 0,7 \text{ ns}$ in Abb. 4.3-b sind möglicherweise auf die oben erwähnten *pinning center* zurückzuführen, die unter Umständen zu einer zusätzlichen Dämpfung oder anderen in der Simulation nicht berücksichtigten Effekten führen. Es könnten im Experiment auch zwei Präzessionsfrequenzen angeregt sein, sodass bei $\Delta t \approx 0,8$ eine destruktive Überlagerung auftritt. Nicht auszuschließen ist auch ein Fehler bei der Messung selbst. Das Experiment konnte in dieser Form in der folgenden Messzeit nicht wiederholt werden.

Die Ergebnisse stimmen qualitativ mit früheren Untersuchungen an ähnlichen Strukturen überein, die im Folgenden kurz zusammengefasst werden. Eine intensive experimentelle Studie der Magnetisierungsdynamik von Permalloy-Mikrostrukturen beginnt Ende der 1990er Jahre, zunächst meist ohne oder mit einer sehr groben Ortsauflösung [HSF97, JDM⁺99, JDH⁺99, BKH⁺03], begleitet von theoretischen Studien [HK04, ZIPC05, NMSS05, ZN05, BHSB05, MS05]. Pionierarbeiten mit beeindruckender Ortsauflösung sind [BHH⁺04] und [BKH⁺05], gefolgt von [PC05] und [NPH⁺06]. Während sich diese Arbeiten entweder mit Mikrostrukturen mit gesättigter Magnetisierung oder mit kreisförmigen Mikrostrukturen in Vortex-Konfiguration beschäftigen, werden quadratische oder rechteckige Mikrostrukturen mit Domänenwänden experimentell in [PEE⁺03, PWC⁺05, PBB⁺05, RQB⁺05, BRP⁺06, KBR⁺07, KWCS09] untersucht. Eine Auswahl der Ergebnisse dieser Arbeiten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Die Frequenzen in Tabelle 4.1 sind kleiner als die in diesem Kapitel ermittelten

Struktur		Konfiguration	Puls		Technik	Frequenzen		Referenz
$B \times L$ [$\mu\text{m} \times \mu\text{m}$]	d [nm]		B_{max} [mT]	Breite [ps]		Wände [GHz]	Domänen [GHz]	
5×5	18	Landau	0,5	~ 75	SKEM	0,8	1,8	[PEE ⁺ 03]
4×4	16	Landau	k.A.	~ 150	SKEM (BLS)	0,8	2,1/2,2/4,0 (5,5/7,1)	[PBB ⁺ 05]
6×6	16	Landau	6	~ 225	PEEM	0,23	1,9/2,4	[RQB ⁺ 05]
5×5	20	Landau	2 – 3	~ 500	PEEM	–	2,2/2,5	[BRP ⁺ 06]
6×10	20	<i>cross-tie</i>	2	~ 225	PEEM	0,9/1,1	2,2/2,4	[KBR ⁺ 07]
5×15	20	<i>cross-tie</i>	8	~ 160	PEEM	1,25	3,75	[MSBB ⁺ 09]

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der Ergebnisse von Veröffentlichungen zu Magnetisierungsdynamik in quadratischen und rechteckigen Mikrostrukturen. Die Abkürzungen unter der Spalte „Technik“ stehen für *scanning Kerr microscopy* (SKEM), *scanning transmission x-ray microscopy* (STXM), *Brillouin light scattering* (BLS) und *photoelectron emission microscopy* (PEEM).

Frequenzen. Dieser Unterschied ist möglicherweise auf die Domänenkonfiguration zurückzuführen. Im Unterschied zu einer Landau-Konfiguration ist die Magnetisierung in den Domänen der *cross-tie*-Konfiguration inhomogen, was zu zusätzlichen Energiebeiträgen von der Austausch- und der Dipolwechselwirkung führt. Möglicherweise erhöhen diese Beiträge die Präzessionsfrequenz. Es ist allerdings unklar, warum die Präzessionsfrequenzen in Referenz [KBR⁺07] kleiner sind, obwohl es sich ebenfalls um eine *cross-tie*-Konfiguration handelt.

Die in diesem Abschnitt erzielten Ergebnisse wurden in Referenz [MSBB⁺09] veröffentlicht.

In den folgenden Abschnitten 4.2 und 4.3 werden Permalloy-Mikrostrukturen verschiedener Form und Domänenkonfiguration sowohl experimentell als auch mit Simulationen untersucht.

4.2. Mikrostrukturen in Diamant- und Vortex-Konfiguration

4.2.1. Einführung und Motivation

Nachdem die prinzipielle Funktionsfähigkeit der photosensitiven Schalter und eine Durchführbarkeit des Experiments mit dem PEEM der AG-Kuch gezeigt wurde, soll nun auch seine Wiederholbarkeit mit dem neuen Aufbau am SPEEM von BESSY II unter Beweis gestellt werden. Mit dem Ziel „*bei BESSY einen Messaufbau für die hochauflösend lateral abbildende Untersuchung der Magnetisierungsdynamik in mikro- und nanostrukturierten magnetischen Dünnschichten und gekoppelten magnetischen Mehrschichtsystemen zu entwickeln und für die Nutzung bereit zu stellen*“ [AKDS07], wurden verschiedene Testmessungen mit Permalloy-Mikrostrukturen durchgeführt. Die in diesem Abschnitt präsentierten Ergebnisse belegen die erfolgreiche Umsetzung dieses Ziels für magnetische Einfachlagen.

4.2.2. Experimentelle Ergebnisse

Folgende Permalloy-Mikrostrukturen wurden betrachtet (Abb. 4.5):

	Struktur	Größe [μm]	Konfiguration
(a)	Rechteck	5×10	Diamant
(b)	Kreis	5	Vortex
(c)	Ring	3 5	Vortex

Die Magnetisierung der Rechteckstruktur ist in einer sieben-domänigen Diamant-Konfiguration und vergleichbar mit der *cross-tie*-Konfiguration in Abb. 4.1-b, da beide zwei Kreise mit geschlossenem magnetischen Fluss und somit zwei Vortizes enthalten. Der Unterschied liegt im Drehsinn der beiden Flüsse: in der Diamant-Konfiguration sind sie entgegengesetzt, in der *cross-tie*-Konfiguration sind sie gleich. Die Diamant-Konfiguration enthält daher keinen Antivortex auf der Verbindungslinie der beiden Vortizes. Die Magnetisierung der Kreisstruktur folgt dem Rand und bildet so eine Vortex-Konfiguration. In der Ringstruktur folgt die Magnetisierung ebenfalls dem Rand, der innere Teil, das Vortex-Zentrum, ist jedoch ausgeschnitten.

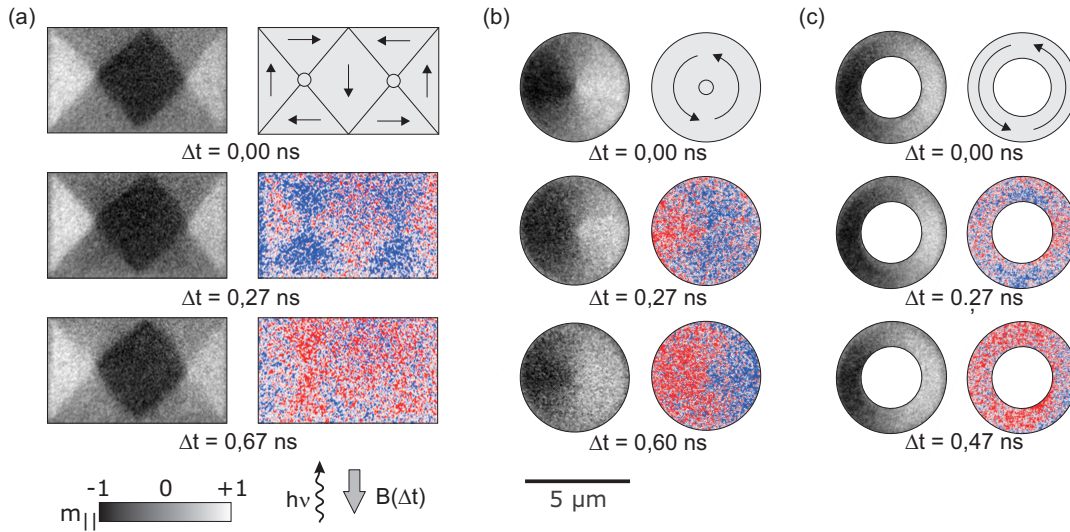


Abbildung 4.5.: Magnetisierungsdynamik verschiedener FeNi-Mikrostrukturen. (a) Rechteck, (b) Kreis, (c) Ring. Der Kontrast der XMCD-Bilder entspricht der Komponente der Magnetisierung m_{\parallel} antiparallel zum anregenden Magnetfeldpuls $\mathbf{B}(\Delta t)$. Oben: XMCD-Bilder vor der Anregung bei $\Delta t = 0,00$ ns (links) und Skizzen der Magnetisierung (rechts). Mitte/Unten: XMCD-Bilder bei maximal negativer/positiver Auslenkung von m_{\parallel} (links) und Differenzbilder zu $\Delta t = 0,00$ ns (rechts).

Der anregende Magnetfeldpuls $\mathbf{B}(\Delta t)$ liegt in negativer x-Richtung (Abb. 4.6-a). Sein zeitlicher Verlauf ist bis $\Delta t = 200$ ps näherungsweise dreiecksförmig¹ mit einem Maximum bei $\Delta t = 100$ ps. Die Breite des Pulses bei halbem Maximum beträgt 160 ps. Dem Puls folgt ein *Ringing*, d.h. $B(\Delta t)$ oszilliert leicht. Die Annahme $B(\Delta t) \approx 0$ außerhalb des gemessenen Zeitintervalls ist daher nicht erfüllt und die Intensität des Pulses kann nur abgeschätzt werden: Die maximale Auslenkung der Magnetisierung beträgt etwa 14° . Aus Vergleichen mit der Mikrostruktur in *cross-tie*-Konfiguration ist daher eine maximale Pulsintensität von etwa 5 mT anzunehmen.

In allen drei Mikrostrukturen ist die maximale Auslenkung der Magnetisierung, wie auch in Abschnitt 4.1 gezeigt, in den Bereichen zu finden, in denen das Drehmoment (2.22) maximal ist. In diesen Bereichen ist $m_{\parallel} \approx 0$, sodass sie in den XMCD-Bildern (Abb. 4.5-(a-c) jeweils links) grau erscheinen. Die maximale Auslenkung von m_{\parallel} (blau in den Differenzbildern in Abb. 4.5, Zeile 2) ist in allen drei Mikrostrukturen bei $\Delta t = 0,27$ ns zu beobachten. Danach kehrt sich die Bewe-

¹Gemessen wurde ab einer Verzögerung, die als $\Delta t = 0$ definiert wurde. Der Ansatz des Pulses ist bei $\Delta t < 0$.

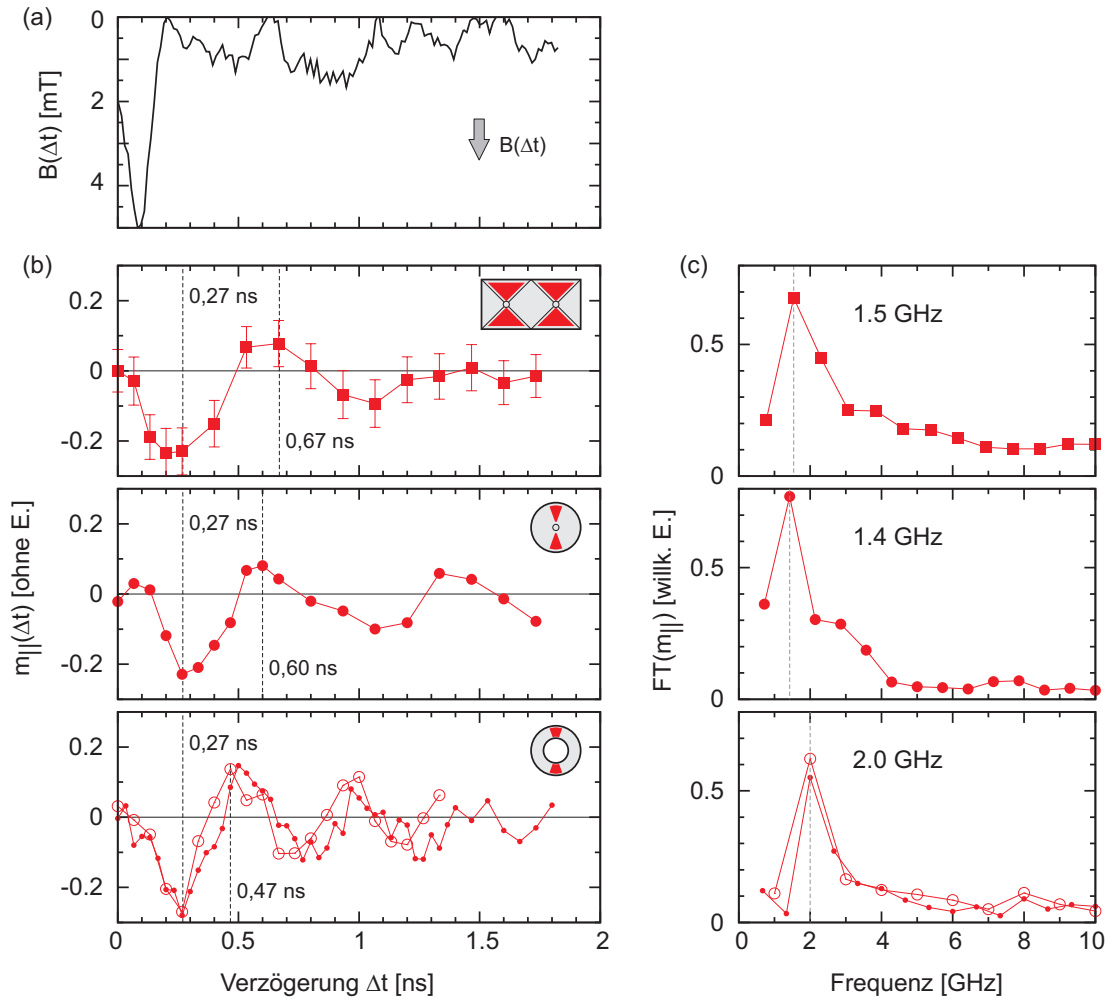


Abbildung 4.6.: (a) Magnetfeldpuls $B(\Delta t)$, (b) Komponente der Magnetisierung $m_{||}(\Delta t)$ gemittelt in den Bereichen maximaler Änderung. Die Fehlerbalken ($\pm \frac{\sigma}{2}$) in der Rechteckstruktur sind die Standardabweichung σ der gemittelten Pixelwerte. Gestrichelte vertikale Linien markieren die in Abb. 4.5 dargestellten Zeitpunkte Δt . (c) Fourier-Transformation $FT(m_{||})$.

Struktur	Größe [μm]	Konfiguration	f_{exp} [GHz]
Rechteck	5×10	Diamant	$1,5 \pm 0,3$
Kreis	5	Vortex	$1,4 \pm 0,3$
Ring	3 5	Vortex	$2,0 \pm 0,3$
Rechteck	5×15	<i>cross-tie</i>	$3,1 \pm 0,7$

Tabelle 4.2.: Experimentelle Präzessionsfrequenzen. Zum Vergleich ist die Rechteckstruktur in *cross-tie*-Konfiguration aus Abschnitt 4.1 aufgeführt.

gung von \mathbf{M} um und m_{\parallel} wird positiv. Die maximal positive Auslenkung von m_{\parallel} (rot in den Differenzbildern in Abb. 4.5, Zeile 3) wird in den einzelnen Mikrostrukturen bei etwas unterschiedlichen Verzögerungen Δt erreicht: bei $\Delta t = 0,67$ ns in der Rechteckstruktur, bei $\Delta t = 0,60$ ns in der Kreisstruktur und bei $\Delta t = 0,47$ ns in der Ringstruktur. In der ersten Periode der Präzession ist die Frequenz in der Ringstruktur höher als in den beiden anderen Mikrostrukturen.

Wie bereits in Abschnitt 4.1 lässt sich die Dynamik quantitativ analysieren, wenn der Mittelwert von m_{\parallel} in den Bereichen maximaler Auslenkung als Funktion der Verzögerung aufgetragen wird (Abb. 4.6-b). Für die Rechteckstruktur mit annäherd homogener Magnetisierung in den Domänen ist die Standardabweichung σ der gemittelten Pixelwerte als Fehlerbalken dargestellt. Für die Kreis- und die Ringstruktur in Vortex-Konfiguration ist σ größer, da sich die Magnetisierungsrichtung kontinuierlich um das Zentrum der Mikrostruktur dreht. Die Präzessionsbewegung verläuft synchron in den Domänen der Rechteckstruktur und den entsprechenden Bereichen der Kreisstruktur. Beide weisen Minima und Maxima in m_{\parallel} bei den gleichen Verzögerungen Δt auf. Bei der Ringstruktur ist die Präzessionsperiode kürzer. Die Messung der Ringstruktur wurde mit einem größeren Strom durch die *Stripline* und doppelter Abtastdichte wiederholt (kleine Kreise in Abb. 4.6).

Die Fourier-Transformation $\text{FT}(m_{\parallel})$ liefert die Präzessionsfrequenz der Magnetisierung in den Bereichen maximaler Auslenkung (Abb. 4.6-c). Das Zeitintervall T der FT führt zu Frequenzschritten T^{-1} . Als Fehlerintervall ist ein halber Frequenzschritt angegeben. Die Präzessionsfrequenzen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Zum Vergleich ist die Rechteckstruktur in *cross-tie*-Konfiguration aus Abschnitt 4.1 ebenfalls aufgeführt.

4.2.3. Zusammenfassung und Diskussion

Der neue Laser-Aufbau am Nutzerexperiment SPEEM bei BESSY II konnte erfolgreich in Betrieb genommen werden. Es wurde die Magnetisierungsdynamik verschiedener FeNi-Mikrostrukturen (Rechteck, Kreis und Ring) experimentell untersucht und Präzessionsfrequenzen in den Domänen zwischen 1,5 und 2,0 GHz beobachtet (Tabelle 4.2).

In Ringstruktur ist die Amplitude der Präzession beider Messreihen identisch, obwohl wegen des größeren Stroms bei der zweiten Messreihe ein größeres Magnetfeld und somit eine größere Auslenkung der Magnetisierung zu erwarten wäre. Der gemessene Gesamtstrom scheint hier somit weniger zur Pulsintensität als zum *Ringing* nach dem Puls beigetragen zu haben, ähnlich wie in Abb. 3.11-b. Die Änderung der Pulsform könnte eine Ursache für die zeitliche Verschiebung der Präzession um etwa 0,05 ns nach dem Minimum von m_{\parallel} bei $\Delta t = 0,27$ ns sein. Bezüglich der Frequenz stimmen beide Messreihen der Ringstruktur überein. Die Pulsform beeinflusst somit (wenn überhaupt) nur die Phase der Präzession. Das *Ringing* nach dem Puls scheint noch vergleichsweise klein zu sein, sodass die Magnetisierung bei $\Delta t > 0,2$ ns frei um das interne effektive Feld präzediert.

In allen FeNi-Mikrostrukturen dieses Abschnitts ist die beobachtete Präzessionsfrequenz deutlich kleiner als die in der FeNi-Mikrostruktur in *cross-tie*-Konfiguration (Abschnitt 4.1) und stimmt eher mit den Frequenzen in vergleichbaren FeNi-Mikrostrukturen aus der Literatur überein (siehe Tabelle 4.1). Wenn eine inhomogene Magnetisierung in den Domänen der *cross-tie*-Konfiguration eine Ursache für die größere Präzessionsfrequenz ist, dann sollte die Präzessionsfrequenz in der Kreis- und der Ringstruktur ebenfalls größer sein als in der Rechteckstruktur. Eine größere Präzessionsfrequenz zeigt jedoch nur die Ringstruktur.

Die Präzessionsfrequenz kann auch von der Pulsform, den Materialparametern oder der Schichtdicke der Mikrostrukturen beeinflusst werden. Verschiedene Pulsformen wurden bereits mit mikromagnetischen Simulationen in der Bachelor-Arbeit von M. Pomaska [Pom10] untersucht, mit dem Ergebnis, dass die Präzessionsbewegung nach dem Puls unabhängig von der Pulsform ist. Es wurde dort ebenfalls eine Pulsform mit *Ringing* untersucht, was zu einer deutlich erkennbaren Überlagerung der Präzessionsfrequenz mit der Pulsform führte. Die Abhängigkeit der Präzessionsfrequenz von den Materialparametern und der Schichtdicke wird im folgenden Abschnitt untersucht.

4.3. Mikrostrukturen verschiedener Formen

4.3.1. Einführung und Motivation

Die Messungen der FeNi-Mikrostrukturen mit dem neuen Laser-Aufbau am SPEEM lieferten Präzessionsfrequenzen der Magnetisierung zwischen 1,5 und 2,0 GHz (Abschnitt 4.2). In der zuvor mit dem alten Laser-Aufbau am Focus-PEEM untersuchten FeNi-Mikrostruktur wurde hingegen eine Präzessionsfrequenz von 3,75 GHz beobachtet. In diesem Abschnitt werden die FeNi-Mikrostrukturen mit mikromagnetischen Simulationen untersucht. Zunächst werden Simulationen mit Standard-Materialparametern für die FeNi-Mikrostrukturen aus Abschnitt 4.2 durchgeführt. Anschließend werden Parametervariationen diskutiert.

4.3.2. Simulationen mit Standard-Parametern

Die Parameter für diese Simulationen sind identisch mit denen in Abschnitt 4.1. Die reale Größe der Mikrostrukturen wurde lateral reduziert. Ihre Dicke $d = 20$ nm entspricht dem Experiment. Folgende Mikrostrukturen wurden betrachtet (Abb. 4.7):

	Struktur	Größe [μm]	Konfiguration
(a)	Rechteck	$2,5 \times 5$	Diamant
(b)	Quadrat	$2,5 \times 2,5$	Landau
(c)	Kreis	2,5	Vortex
(d)	Ring	1,5 2,5	Vortex

Die Domänenkonfiguration der Mikrostrukturen wurde dem Experiment angepasst. Zusätzlich wurde eine quadratische Struktur in Landau-Konfiguration betrachtet, die im Vergleich zur Kreisstruktur sowohl einen Vortex als auch Domänenwände besitzt, jedoch weniger komplex ist als die Rechteckstruktur. Der anregende Magnetfeldpuls $B(t)$ ist mit einer Anstiegs- und Abfallszeit von 100 ps und einem Maximum bei $t = 100$ ps von 8 mT in allen Simulationen gleich (Abb. 4.8-a). Die Breite des Pulses im Experiment ist mit 160 ps ist etwas breiter und mit 5 mT etwas kleiner. Das Pulsmaximum liegt im Experiment ebenfalls bei $\Delta t = 100$ ps.

Die größte Auslenkung der Magnetisierung ist, wie in den Abschnitten 4.1 und 4.2, in den Domänen bzw. Bereichen zu beobachten, in denen das Drehmoment

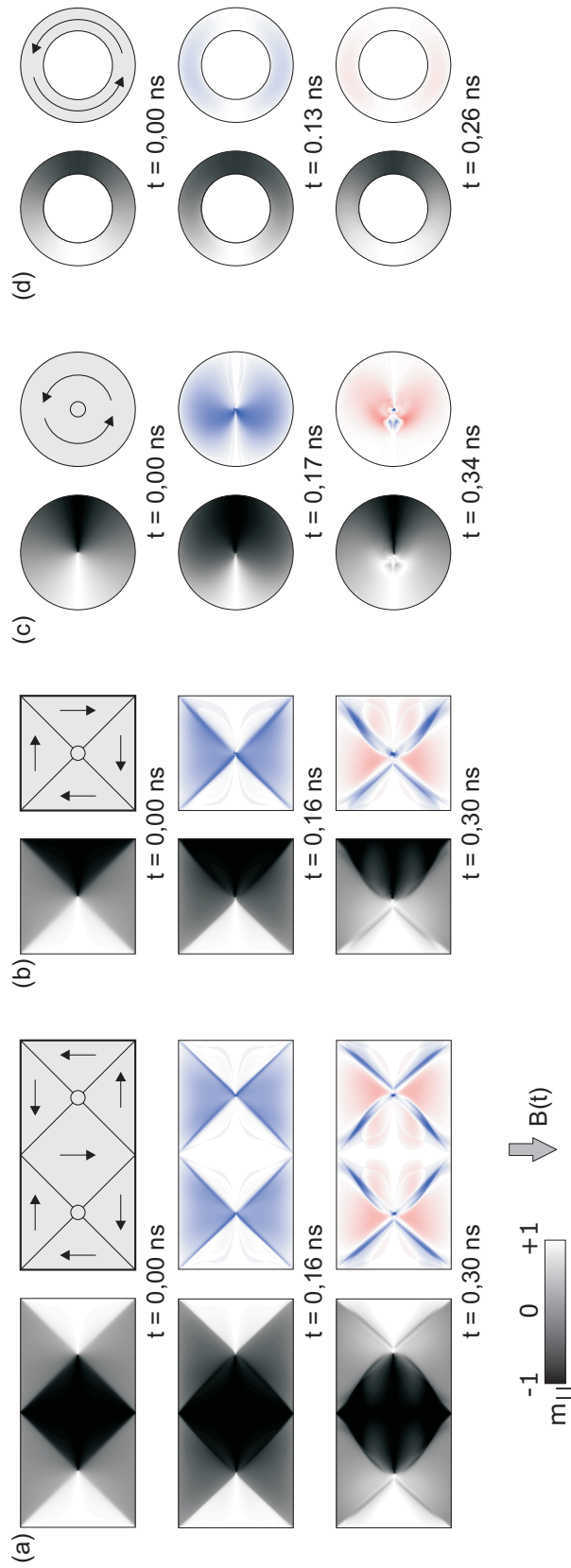


Abbildung 4.7.: Simulation der Magnetisierungsdynamik verschiedener Mikrostrukturen. (a) Rechteck mit $5,0 \times 2,5 \mu\text{m}^2$ Kantenlänge, (b) Quadrat mit $2,5 \mu\text{m}$ Kantenlänge, (c) Kreis mit $2,5 \mu\text{m}$ Durchmesser, (d) Ring mit $2,5 \mu\text{m}$ Außen- und $1,5 \mu\text{m}$ Innendurchmesser. Der Kontrast der XMCD-Bilder entspricht der Komponente der Magnetisierung $m_{||}$ antiparallel zum anregenden Magnetfeldpuls $B(t)$. Oben: XMCD-Bilder vor der Anregung bei $t = 0,00 \text{ ns}$ (links) und Skizzen der Magnetisierung (rechts). Mitte/Unten: XMCD-Bilder bei maximal negativer/positiver Auslenkung von $m_{||}$ (links) und Differenzbilder zu $t = 0,00 \text{ ns}$ (rechts).

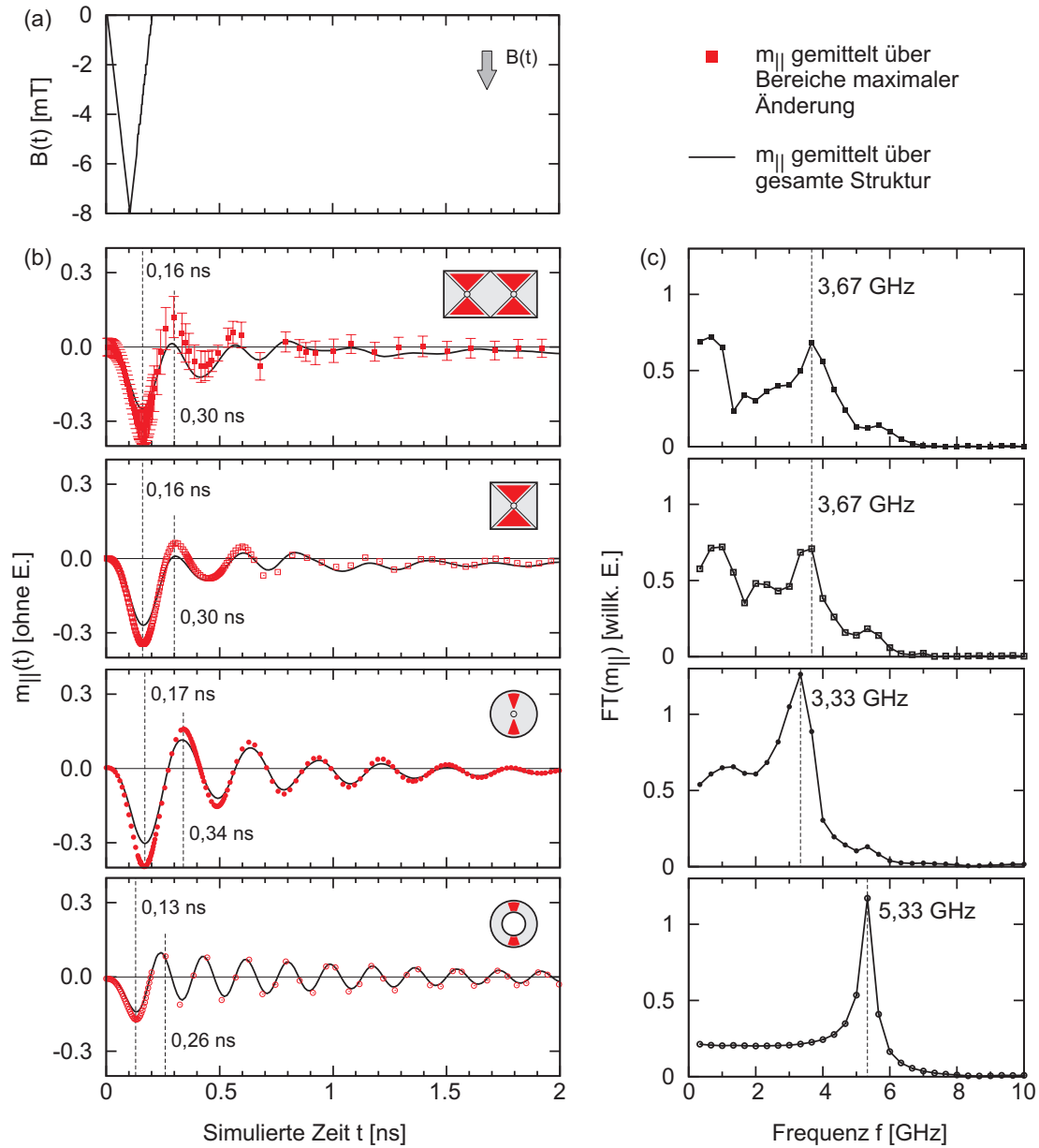


Abbildung 4.8.: Simulation der Magnetisierungsdynamik verschiedener Mikrostrukturen. (a) Magnetfeldpuls $B(t)$, (b) Komponente der Magnetisierung $m_{||}(t)$ gemittelt über Bereiche maximaler Änderung (rot) und über die gesamte Struktur (schwarz). Fehlerbalken ($\pm \frac{\sigma}{2}$) von $m_{||}$ in der Rechteckstruktur sind die Standardabweichung σ der gemittelten Pixelwerte. Gestrichelte vertikale Linien markieren die in Abb. 4.7 dargestellten Zeitpunkte Δt . (c) Fourier-Transformation $FT(m_{||})$ zur Bestimmung der Präzessionsfrequenz.

4. Magnetisierungsdynamik in Permalloy-Mikrostrukturen

Struktur	Größe [μm]	Konfiguration	f_{sim} [GHz]	f_{exp} [GHz]	$f_{\text{sim}}/f_{\text{exp}}$
Rechteck	$2,5 \times 5$	Diamant	$3,67 \pm 0,16$	$1,5 \pm 0,3$	2,4
Quadrat	$2,5 \times 2,5$	Landau	$3,67 \pm 0,16$	–	–
Kreis	2,5	Vortex	$3,33 \pm 0,16$	$1,4 \pm 0,3$	2,4
Ring	1,5 2,5	Vortex	$5,33 \pm 0,16$	$2,0 \pm 0,3$	2,7
Rechteck	$2,5 \times 7,5$	<i>cross-tie</i>	$3,75 \pm 0,13$	$3,1 \pm 0,7$	1,2

Tabelle 4.3.: Präzessionsfrequenzen der Simulationen mit Standard-Parametern und halber lateraler Größe der Mikrostrukturen. Zum Vergleich sind die experimentellen Präzessionsfrequenzen und die Rechteckstruktur in *cross-tie*-Konfiguration aus Abschnitt 4.1 aufgeführt.

(2.22) maximal ist. In diesen Bereichen ist $m_{\parallel} \approx 0$, sodass sie in den XMCD-Bildern grau erscheinen (Abb. 4.7-(a–d) jeweils links). Die maximale Auslenkung in diesen Bereichen ist bei $t = 0,16$ ns in der Rechteck- und der Quadratstruktur, bei $t = 0,17$ ns in der Kreisstruktur und bei $t = 0,13$ ns in der Ringstruktur erreicht (Abb. 4.7, Zeile 2). Die maximale Auslenkung in der entgegengesetzten Richtung ist bei $t = 0,30$ ns in der Rechteck- und der Quadratstruktur, bei $t = 0,34$ ns in der Kreisstruktur und bei $t = 0,26$ ns in der Ringstruktur erreicht (Abb. 4.7, Zeile 3). Die Domänenwände in der Rechteck- und der Quadratstruktur zeigen bei $t = 0,30$ ns in den Differenz-Bildern immer noch einen blauen Kontrast. Wie in Abschnitt 4.1 (Abb. 4.5) ist ihre Bewegung langsamer als die Präzession der Magnetisierung in den Domänen. Wie in Abschnitt 4.2 (Abb. 4.6) ist die Präzessionsbewegung in der Ringstruktur schneller als in den übrigen Strukturen.

Für eine quantitative Analyse wird m_{\parallel} als Funktion der simulierten Zeit t betrachtet (Abb 4.8-b). Die Komponente $m_{\parallel}(t)$ der vier Strukturen wurde in den Bereichen maximaler Auslenkung (Symbole) und zum Vergleich über die gesamte Struktur gemittelt (durchgezogene Linie). In beiden Fällen ist der zeitliche Verlauf sehr ähnlich im dargestellten Zeitbereich, da außerhalb dieser Bereiche m_{\parallel} zu etwa gleichen Teilen nahe $+1$ oder -1 ist. Diese Beiträge heben sich im Mittel größtenteils auf. Sie führen nur zu einer größeren Streuung der gemittelten Einzelwerte. Mit der über die gesamte Struktur gemittelten Komponente $m_{\parallel}(t)$ kann ein kontinuierlicher zeitlicher Verlauf dargestellt werden, da sie bei den Simulationen wegen des viel geringeren Speicherbedarfs in kleineren Zeitschritten gespeichert wurde als die Bilder der Magnetisierung. Die Fourier-Transformation $\text{FT}(m_{\parallel})$ liefert das Frequenzspektrum der Magnetisierungsdynamik (Abb.4.8-c)

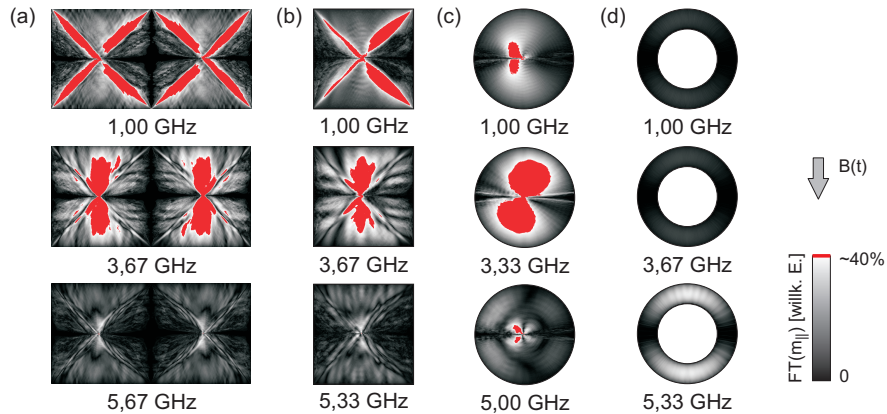


Abbildung 4.9.: Amplitude der orts aufgelösten Fourier-Transformation von $m_{||}$ in den vier Mikrostrukturen (a) Rechteck, (b) Quadrat, (c) Kreis und (d) Ring. Oben: Domänenwand-Mode, Mitte und unten: Domänen-Moden. Der Farbkontrast entspricht der Intensität des Frequenzspektrums bei den entsprechenden Frequenzen.

in der gesamten Struktur.

Die Präzessionsfrequenzen sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst (siehe auch die experimentellen Präzessionsfrequenzen in Tabelle 4.2). Als Fehlerintervall wird ein halber Frequenzschritt angegeben. Die Rechteck- und Quadratstruktur zeigen wegen ihrer sehr ähnlichen Domänenkonfiguration ein sehr ähnliches Frequenzspektrum. Da die FT aus dem über die gesamte Struktur gemittelten $m_{||}$ berechnet wurde, gibt es bei diesen beiden Strukturen auch Beiträge bei kleineren Frequenzen, die den Domänenwänden zuzuordnen sind. Wie im Experiment weist die Ringstruktur die größte Frequenz auf (vergleiche Abb. 4.6). Alle simulierten Frequenzen sind in den Strukturen mit halbiertem Größe jedoch um etwa das 2,5-fache größer als im Experiment.

In Abb. 4.9 ist die örtliche Verteilung der verschiedenen Präzessions- und Gyrationenmoden dargestellt, entsprechend den Maxima in der FT in Abb 4.8-b. Der Farbkontrast entspricht der FT-Amplitude bei den entsprechenden Frequenzen. Intensitäten, die größer als 40% der Maximalintensität sind, sind rot dargestellt, kleinere Intensitäten in einer Farbskala von schwarz bis weiß. Die Rechteck- und die Quadratstruktur (Abb. 4.9-a und b) zeigen eine Mode der Domänenwände bei $(1,00 \pm 0,16)$ GHz und eine Mode der Domänen bei $(3,67 \pm 0,16)$ GHz, ähnlich wie in Abschnitt 4.1 (Abb. 4.4). Bei 5,33 und 5,67 GHz sind in diesen beiden Strukturen nur sehr kleine FT-Amplituden zu beobachten.

Die Kreisstruktur weist ebenfalls eine FT-Amplitude bei $(1,00 \pm 0,16)$ GHz auf, die nah am Zentrum lokalisiert ist (Abb. 4.9-c). Da die Magnetisierung nahe des Vortex-Zentrums sehr inhomogen ist, enthält das effektive Feld (2.29) in diesem Bereich hohe Beiträge der Austauschenergie (2.8) und der Streufeldenergie (2.12), sehr ähnlich wie in den Domänen der Quadratstruktur. Das Maximum der FT-Amplitude bei $(3,33 \pm 0,16)$ GHz ist über einen größeren Bereich vom Zentrum zum Rand der Struktur verteilt. Bei $(5,00 \pm 0,16)$ GHz ist eine FT-Amplitude sowohl nahe des Zentrums als auch am Rand der Struktur zu finden. In radialer wie in azimuthaler Richtung gibt es Bereiche mit sehr kleiner bzw. gar keiner Intensität bei etwa halbem Radius, die als Knoten bezeichnet werden. Die Moden in der Kreisstruktur lassen sich wegen ihrer Symmetrie über die Anzahl der Knoten ($FT(m_{\parallel}) = 0$ bei dieser Frequenz) in radialer und azimuthaler Richtung klassifizieren [BHH⁺04, BKH⁺05, MS05]. Sie werden am effektivsten mit Magnetfeldpulsen senkrecht zur Filmebene angeregt, da dann das Drehmoment (2.22) radialsymmetrisch in der Filmebene liegt. Die Auslenkung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene kann mit stehenden Wellen einer schwingenden Membran verglichen werden. Die in Abb. 4.9-b zu beobachtenden Links-Rechts-Asymmetrien sind eine Folge der Anregung mit einem in der Filmebene liegenden Magnetfeldpuls, da das Drehmoment hier aus der Filmebene zeigt, und zwar auf den gegenüberliegenden Hälften der Kreisstruktur in entgegengesetzte Richtungen. Außerdem erfährt auch das Vortex-Zentrum ein Drehmoment.

In der Ringstruktur (Abb. 4.9-d) ist die Mode bei 1,00 GHz nicht vorhanden, da diese Struktur weder Domänenwände noch ein Vortex-Zentrum enthält. Auch bei 3,33 GHz (nicht dargestellt) und bei 3,67 GHz ist keine Amplitude zu beobachten, da die entsprechende Mode eine Ausdehnung der Struktur bis ins Zentrum benötigt. Das einzige Maximum der FT-Amplitude in der Ringstruktur liegt bei 5,33 GHz. Da die Breite der Ringstruktur mit $0,5 \mu\text{m}$ etwa dem halben Radius der Kreisstruktur ($0,625 \mu\text{m}$) entspricht, fällt die Frequenz der Präzessionsmode in der Ringstruktur mit der Frequenz der Mode mit einem Knoten in radialer Richtung in der Kreisstruktur zusammen.

4.3.3. Simulationen mit Parametervariation

Die Simulationen mit Standard-Parametern konnten die experimentellen Ergebnisse aus Abschnitt 4.2 teilweise reproduzieren. Die Präzessionsfrequenz in der

Ringstruktur ist größer als in den übrigen Strukturen. Die simulierten Frequenzen liegen jedoch in den Strukturen mit halber Größe um einen Faktor von etwa 2,5 höher als im Experiment.

Am Beispiel einer quadratischen FeNi-Mikrostruktur in Landau-Konfiguration soll nun der Einfluss einer Variation der physikalischen und numerischen Parameter untersucht werden. Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass die Präzessionsfrequenz in der Quadratstruktur und in der Rechteckstruktur wegen der sehr ähnlichen Domänenkonfiguration identisch ist. Bei Vergleichen in diesem Abschnitt mit dem Experiment wird auf die Rechteckstruktur aus Abschnitt 4.2 verwiesen. In dieser Struktur wurde eine Präzessionsfrequenz in den Domänen von $(1,5 \pm 0,3)$ GHz beobachtet. Die durchgeführten Simulationen sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Für den Vergleich der Ergebnisse wurde die FT des über die gesamte Struktur gemittelten m_{\parallel} berechnet. Die Stärke des Magnetfeldpulses wurde grob angepasst, um eine ähnliche Amplitude für die Auslenkung der Magnetisierung zu erhalten. Zusätzlich wurde die Amplitude der Frequenzspektren so normiert, dass ihr Integral den Wert 1 hat. Als Vergleichskriterium wurde die Frequenz der Domänenmode in Abb. 4.10 verwendet.

Variation der Schichtdicke und Vergleich mit analytischen Modellen

Die Abb. 4.10-a (links) zeigt die Variation der Dicke d mit den Simulationen (1) bis (4). Die Frequenz nimmt mit kleiner werdender Dicke ab. Alle weiteren Parameter sind identisch mit denen in Abschnitt 4.1 und 4.2. Die Abb. 4.10-a (rechts) zeigt einen Vergleich der Frequenzen aus den Simulationen f_{sim} (Sternchen-Symbole) mit analytischen Modellen.

Die Damon-Eshbach-Formel (2.26) liefert analytisch für die Frequenz f_{DE} (gestrichelte Linie) einer Spinwelle mit $k_{\parallel} > 0$ in einem unendlich ausgedehnten Film eine vergleichbare Abhängigkeit:

$$f_{\text{DE}} = \frac{\omega_{\text{DE}}}{2\pi} = \sqrt{\frac{\gamma}{\mu_0} H_0 B + \left(\frac{H_d}{2}\right)^2 (1 - e^{-2k_{\parallel} d})} \quad (4.1)$$

mit $\gamma = 2,211 \times 10^5$ m/As wie in der Simulation, $H_0 = 1$ kA/m und $k_{\parallel} = 2\pi/4,2$ μm . Die Werte für H_0 und k_{\parallel} wurden so angepasst, dass die Frequenzen f_{DE} im Bereich der simulierten Frequenzen liegen. Die halbe Wellenlänge

		L [μm]	d [nm]	c [nm]	M_S [kA/m]	B [mT]	f [GHz]
1	3D	2,5	20	5	796	8	3,5
2	3D	2,5	15	5	796	8	3,0
3	3D	2,5	10	5	796	5	2,7
4	3D	2,5	5	5	796	1	2,0
5	3D	2,5	20	10	700	8	3,3
6	2D	5,0	20	10	700	1	2,0
7	3D	2,5	20	5	700	8	3,0
8	2D	2,5	20	5	796	8	3,4
9	2D	2,5	5	5	796	1	1,9

Tabelle 4.4.: Parameter der verschiedenen Simulationen der Quadratstruktur: Kantenlänge L , Dicke d , Zellgröße c , Sättigungsmagnetisierung M_S , Austauschkonstante A , maximale Feldstärke des Magnetfeldpulses B und Frequenz f der Domänenmode.

$\lambda/2 = 2,1 \mu\text{m}$ entspricht etwa der Kantenlänge $L = 2,5 \mu\text{m}$ der Struktur.

Die Kittel-Formel (2.27) liefert analytisch für die Frequenz f_K (strich-punktierete Linie) einer Spinwelle mit $k_{\parallel} = 0$ in einem flachen Rotationsellipsoiden der Höhe d hingegen keine Abhängigkeit von d :

$$f_K = \frac{\omega_K}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_0^2 + \frac{H_0 M_S}{2} (3N_z - 1)} \quad (4.2)$$

mit γ und H_0 wie oben² und dem Entmagnetisierungsfaktor N_z eines flachen Rotationsellipsoiden mit dem Durchmesser $L = 1 \mu\text{m}$ und der Höhe d , wobei für die Entmagnetisierungsfaktoren mit $\alpha = L/d > 1$ gilt [HS09]:

$$N_x = N_y \quad (4.3)$$

$$N_y = \frac{1}{2} (1 - N_z) \quad (4.4)$$

$$N_z = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 - 1} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - 1}} \arcsin \left(\frac{\sqrt{\alpha^2 - 1}}{\alpha} \right) \right]. \quad (4.5)$$

Der Durchmesser $L = 1 \mu\text{m}$ entspricht etwa einem Bereich der Mikrostruktur mit näherungsweise homogener Magnetisierung. Mit $\alpha = L/d = 1 \mu\text{m}/10 \text{ nm} = 100$

² H_0 zeigt in x- oder in y-Richtung

4.3. Mikrostrukturen verschiedener Formen

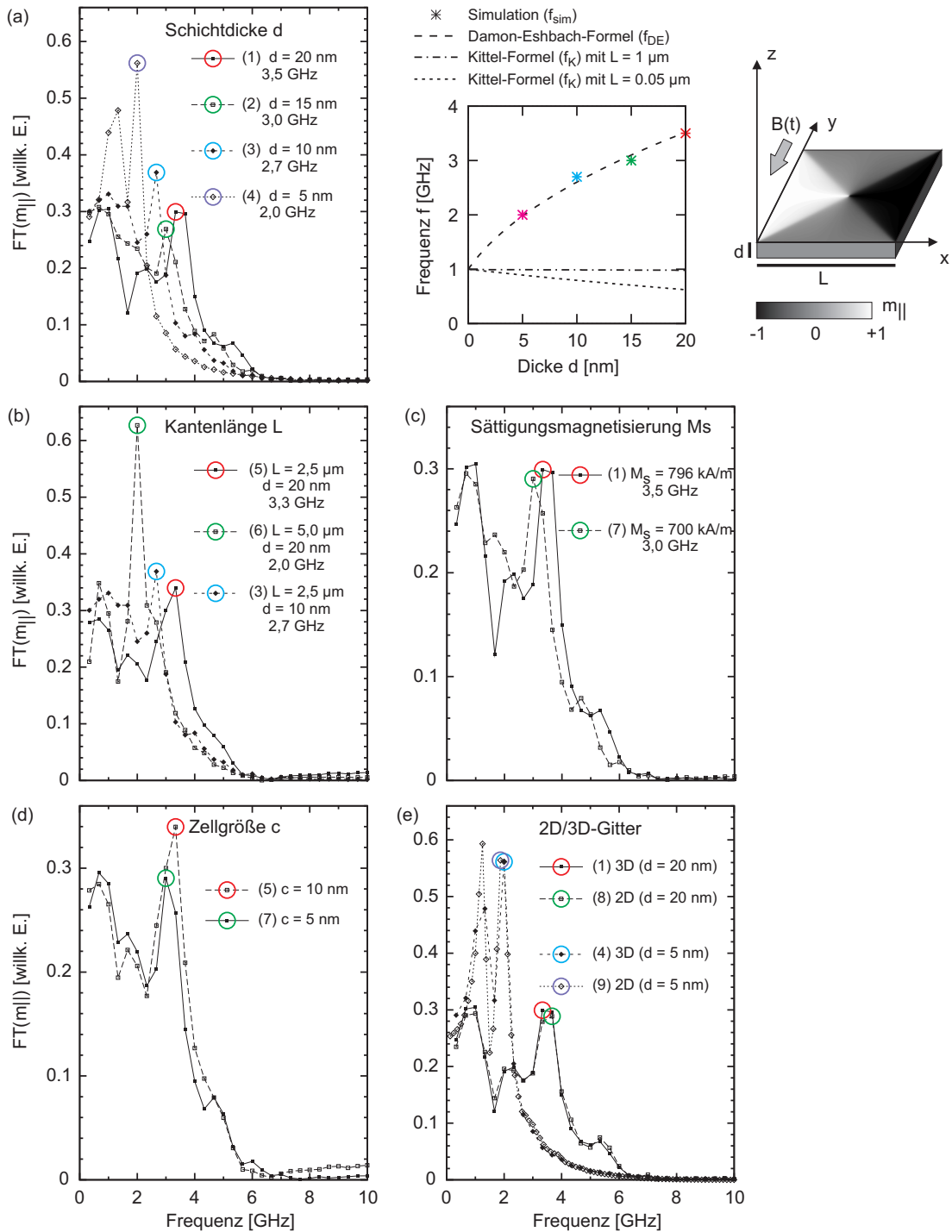


Abbildung 4.10.: Simulationen mit verschiedenen physikalischen (a-c) und numerischen (d-e) Parametern. Die Nummern verweisen auf den Index in Tabelle (4.4). Farbige Kreise markieren das Maximum der Domänenmode in den Frequenzspektren.

und der Näherung $\alpha^2 - 1 \approx \alpha^2$ folgt

$$N_z \approx 1 - \frac{1}{\alpha} \arcsin(1) = 1 - \frac{\pi}{2\alpha} = 1 - \frac{\pi}{200} \approx 1. \quad (4.6)$$

Eine starke Abhängigkeit von der Dicke d ist für dieses Verhältnis α nicht zu erwarten. Mit $L = 50$ nm liefert (4.2) eine mit der Dicke fallende Frequenz (punktierte Linie in Abb.4.10-a rechts). Obwohl die Entmagnetisierungsfaktoren eines homogen magnetisierten kompakten Körpers im Allgemeinen gut mit denen eines Ellipsoids angenähert werden können [HS09], ist diese Näherung für einen homogen magnetisierten Bereich eines insgesamt inhomogen magnetisierten Körpers ungeeignet.

Variation der Kantenlänge

Häufig wird (wie auch hier) in Simulationen die reale Größe der Mikrostruktur reduziert, um die Zellgröße der Austauschlänge Λ (2.30) anzunähern und gleichzeitig Rechenzeit zu sparen [NMSS05, KBR⁺07, MBB⁺08]. Dabei ist zu unterscheiden, ob nur die laterale Größe, also die Kantenlänge L skaliert wird und die Dicke d konstant gehalten wird, oder ob die Größe der Mikrostruktur in allen Dimensionen skaliert wird, so dass das Entmagnetisierungsfeld (2.12) unverändert bleibt. Die Dicke der Mikrostruktur kann die Eigenschaften der statischen Domänenkonfiguration (z.B. die Breite von Néel-Wänden [HS09]) beeinflussen.

Eine weitere Methode zur Reduzierung der Anzahl der Gitterpunkte ist eine Ausnutzung der Symmetrie in der Domänenkonfiguration unter Berücksichtigung der Randbedingungen an der Symmetrieachse. Diese Methode setzt voraus, dass Symmetrieachsen vorhanden sind. In einer Landau-Konfiguration wäre z.B. das Vortex-Zentrum auf der Symmetrieachse fixiert. Diese Methode wurde hier nicht verwendet.

Die Abb. 4.10-b zeigt die Variation der Kantenlänge L mit den Simulationen (5) und (6) bei konstanter Sättigungsmagnetisierung $M_S = 700$ kA/m und Zellgröße $c = 10$ nm. Die Frequenz der Domänenmode vergrößert sich von $(2,0 \pm 0,16)$ GHz mit $L = 5,0$ μm (2D-Gitter) auf $(3,3 \pm 0,16)$ GHz bei $L = 2,5$ μm (3D-Gitter). In Simulation (3) wird die Kantenlänge L und die Dicke d halbiert ($M_S = 796$ kA/m). Die Frequenz nähert sich mit $(2,7 \pm 0,16)$ GHz wieder der Frequenz aus Simulation (6) mit realer Größe der Mikrostruktur an.

Variation der Sättigungsmagnetisierung

Die Abb. 4.10-c zeigt die Variation der Sättigungsmagnetisierung M_S mit den Simulationen (1) und (7). Eine kleinere Sättigungsmagnetisierung führt zu einer kleineren Frequenz. Dies folgt aus der Energiedichte des Dipolfeldes (2.12). In dieser Arbeit wird für Permalloy $M_S = 796$ kA/m als Standardparameter verwendet. In der Literatur werden auch abweichende Werte angegeben, wie z.B. $M_S = 700$ kA/m in [PEE⁺03] oder $M_S = 860$ kA/m in [VWPS⁺06]. Wäre also in Simulation (3) ebenfalls $M_S = 700$ kA/m, so wäre die Frequenz der Domänenmode noch kleiner und somit näher an der Frequenz aus Simulation (6) mit realer Größe der Mikrostruktur.

Variation der numerischen Zellgröße

Die Abb. 4.10-d zeigt die Variation der numerischen Zellgröße c mit den Simulationen (5) und (7) in einem 3D-Gitter ($L = 2,5$ μm). Die Frequenzspektren zeigen einen ähnlichen Verlauf. In Simulation (7) ist $c \approx \Lambda$. Mit $c \approx 2\Lambda$ in Simulation (5) wird die senkrechte Magnetisierung im Vortex-Zentrum nicht modelliert. Die Zellgröße ist jedoch ausreichend für die Approximation der Domänenmode, wie bereits in [CMK⁺08] gezeigt wurde. Eine Simulation mit $c \approx \Lambda/2$ wurde nicht durchgeführt, da keine ausreichende Rechnerkapazität verfügbar war.

Eine sehr kleine Zellgröße kann auch zu numerischen Fehlern wegen zu vielen Gitterpunkten führen. Beispiel für ein 2D-Gitter einer (5×15) μm^2 -Struktur:

- (a) $c \approx 2\Lambda$: mehr als 0,75 Millionen Gitterpunkte
- (b) $c \approx \Lambda$: mehr als 3 Millionen Gitterpunkte

Ein Gitterpunkt hat 3 Freiheitsgrade.

Vergleich der numerischen Ansätze mit 2D- und 3D-Gittern

Bei einem 2D-Gitter geht die Dicke d nur als Parameter ein. Mit 3D-Gittern kann eine Mikrostruktur in Abwesenheit von numerischen Fehlern (z.B. zu viele Gitterpunkte) genauer approximiert werden.

Die Abb. 4.10-e zeigt die Variation des numerischen Ansatzes mit 2D- und 3D-Gittern. In Simulation (1/8) (3D/2D) ist die Frequenz der Domänenmode (3,5 GHz/3,4 GHz). In Simulation (4/9) (3D/2D) ist die Frequenz der Domänenmode (2,0 GHz/1,9 GHz). Die Abweichung der Simulationen mit 2D-Gittern von

Struktur	Größe [μm]	Konfiguration	f_{sim} [GHz]	f_{exp} [GHz]	$f_{\text{sim}}/f_{\text{exp}}$
Rechteck	5×10	Diamant	$2,0 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,3$	1,2
Quadrat	5×5	Landau	$2,0 \pm 0,2$	–	–
Kreis	5	Vortex	$2,0 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,3$	1,4
Ring	3 5	Vortex	$3,5 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,3$	1,75
Rechteck	5×15	<i>cross-tie</i>	$2,3 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,7$	0,75

Tabelle 4.5.: Präzessionsfrequenzen der Simulationen mit Parametervariation und realer Größe der Mikrostrukturen. Zum Vergleich sind die experimentellen Präzessionsfrequenzen aufgeführt. Die vergleichsweise große Abweichung bei der *cross-tie*-Konfiguration (letzte Zeile) ist vermutlich ein Artefakt im Experiment.

den Simulationen mit 3D-Gittern kann in diesen Beispielen vernachlässigt werden³.

Mikrostrukturen verschiedener Formen

Mit der 2D-Simulation (6) wird die in Abschnitt 4.2 experimentell beobachtete Frequenz in der Rechteckstruktur von $(1,5 \pm 0,3)$ GHz am besten angenähert. Die Parameter dieser Simulation sind $L = 5,0 \mu\text{m}$, $d = 20 \text{ nm}$, $M_S = 700 \text{ kA/m}$ und $c = 10 \text{ nm}$. Zum Vergleich werden die anderen Mikrostrukturen inklusive der Rechteckstruktur in *cross-tie*-Konfiguration aus Abschnitt 4.1 mit diesen Parametern simuliert.

Die Präzessionsfrequenzen in den Domänen sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Der Faktor von Simulation zu Experiment ist mit diesen Simulationen deutlich kleiner als 2,5. Er kann noch besser an 1,0 angenähert werden, indem in den Simulationen eine kleinere Dicke d verwendet wird, wie Abb. 4.10-a zeigt.

4.3.4. Zusammenfassung und Diskussion

Die Ergebnisse der experimentell untersuchten Mikrostrukturen wurden mit variierten mikromagnetischen Simulationen für Rechteck, Quadrat, Kreis und Ring verglichen. Zunächst wurden Simulationen mit Standard-Parametern und halber Größe durchgeführt (Abschnitt 4.3.2). Die Ergebnisse zeigen, dass die Präzessionsfrequenzen hier in allen Mikrostrukturen etwa um das 2,5-fache größer sind

³In 2D-Simulationen liefert die Schrittweitensteuerung von OOMMF erheblich kleinere Zeitschritte als in 3D-Simulationen, was wiederum Rechenzeit kostet.

als im Experiment (Tabelle 4.3). Die Abweichungen sind hauptsächlich auf die Skalierungen zurückzuführen. Die Ringstruktur zeigt die höchsten Frequenzen.

Die Parametervariationen (Abschnitt 4.3.3) wurden testweise mit einer Quadratstruktur in Landau-Konfiguration durchgeführt. Variiert wurden die Schichtdicke, die Kantenlänge, die Sättigungsmagnetisierung, die numerische Zellgröße und der numerische Ansatz mit 2D- und 3D-Gittern (Tabelle 4.4 und Abb. 4.10). Eine Variation der physikalischen Parameter beeinflusst deutlich das Ergebnis:

- Eine abnehmende Schichtdicke verkleinert die Frequenzen. Dies konnte in guter Näherung mit der Damon-Eshbach-Formel bestätigt werden. Demgegenüber ist die Kittel-Formel hier ungeeignet.
- Die Frequenzen skalieren mit der Kantenlänge.

Eine Variation der numerischen Parameter beeinflusst weniger das Ergebnis.

Hieraus kann gefolgert werden, dass eine experimentelle Mikrostruktur möglichst ohne Ausnutzung einer Skalierung numerisch modelliert werden sollte. Eine Ausnutzung von Skalierungen setzt voraus, dass die resultierenden höheren Frequenzen um einen zu bestimmenden Faktor zurückgerechnet werden können.

Für die numerische Zellgröße gilt:

- Werden nur Domänen und Domänenwände untersucht, so genügt eine Zellgröße c größer als die Austauschlänge Λ ($c \approx 2\Lambda$).
- Werden Vortizes oder Antivortizes untersucht, so kann in erster Näherung $c \approx \Lambda$ gewählt werden. Bei ausreichender Rechenkapazität sollte die Zellgröße weiter verfeinert werden. ist mindestens $c \approx \Lambda$ zu wählen.

Simulationen mit einem Ansatz zur Approximation des Ortes mit der Methode der Finiten Elemente wurden in dieser Arbeit nicht durchgeführt.

4.4. Vortex-Dynamik

4.4.1. Einführung und Motivation

In Domänenkonfigurationen mit geschlossenem magnetischen Fluss muss es mindestens einen singulären Punkt geben, um den die Magnetisierung mit immer kleiner werdendem Radius zirkuliert [Mer79]. Die Austauschwechselwirkung zwingt die Magnetisierung in der Nähe dieses Punktes aus der Filmebene heraus, bis sie im Zentrum senkrecht zur Filmebene steht [FT65, WWB⁺02]. Die zirkulierende Magnetisierung wird als Vortex bezeichnet, der singuläre Punkt als Vortex-Zentrum (VZ). Die Orientierung der Magnetisierung im VZ wird als Polarisati-on des Vortizes bezeichnet. Die Magnetisierungsdynamik eines Vortex-Zentrums umfasst Vortex-Schaltprozesse [VWPS⁺06, HGFS07] und die Vortex-Gyration [GIN⁺02, PEE⁺03, CAS⁺04].

Im Experiment (Abschnitt 4.1 und 4.2) konnte aus verschiedenen Gründen keine Vortex-Dynamik beobachtet werden: Der magnetische Kontrast der Abbildung liegt in der Filmebene, sodass das VZ nur indirekt, z.B. über den Schnittpunkt der Domänenwände in einer Landau-Konfiguration, lokalisiert werden kann. Außerdem liegen Vortex-Schaltprozesse an der Grenze der zeitlichen Auflösung von etwa 50 ps, während die Vortex-Gyration bis zu 50 ns und länger andauert, was weit über den gemessenen Zeitbereich von 2 bis 3 ns nach der Anregung hinausgeht. Mit den Simulationen im Zeitbereich bis 50 ns und Zeitschritten von etwa 10 ps aus Abschnitt 4.3.2 lassen sich dennoch einige interessante Eigenschaften der Vortex-Dynamik untersuchen.

4.4.2. Vortex-Gyration

Die Bewegung des VZs auf einer Kreisbahn um seine Ruhelage wird als Vortex-Gyration bezeichnet. Sie lässt sich mit einem externen Magnetfeld anregen, das in der Filmebene liegt. Ihre Frequenz skaliert bei gegebenen Materialparametern im Wesentlichen mit dem Verhältnis von Dicke d zu Radius R bzw. halber Kantenlänge der Mikrostruktur [GIN⁺02]. Sie liegt im Bereich von einigen MHz bis zu einem GHz [GHK⁺06, KFI⁺08]. Die Amplitude der Vortex-Gyration liegt, abhängig von der Art der Anregung und der Größe der Mikrostruktur, zwischen 50 und 600 nm [CAS⁺04, GHK⁺06, CBD⁺09]. Der Drehsinn der Vortex-Gyration ist

unabhängig vom Drehsinn der Magnetisierung in der Filmebene, sondern gegeben durch die Polarisierung des VZs [Hub82, CAS⁺04, CVWV⁺08].

In den Simulationen wird die Vortex-Gyration sichtbar, wenn m_{\parallel} auf einem Zeitbereich bis 50 ns betrachtet wird (Abb. 4.11-a). Ihre Frequenz liegt entsprechend dem relativ kleinen Verhältnis $d/R = 20 \text{ nm}/1250 \text{ nm} = 0,016$ im unteren MHz-Bereich: $(62,5 \pm 3,3)$ MHz in der Quadratstruktur und $(69,0 \pm 3,3)$ MHz in der Kreisstruktur (Abb. 4.11-b). Die kleinere Frequenz in der Quadratstruktur ist vermutlich eine Folge der Domänenwände, die bei der Vortex-Gyration bewegt werden. In der Ringstruktur ist das Vortex-Zentrum ausgeschnitten, folglich ist hier keine Vortex-Gyration zu beobachten.

In der Quadratstruktur ist die Amplitude deutlich größer als in der Kreisstruktur. In den oben genannten Referenzen wird jedoch nicht von einer Abhängigkeit der Amplitude von der Domänenkonfiguration der Mikrostruktur berichtet. In [VDBC⁺08] wird die Vortex-Gyration, angeregt mit einem relativ langen Magnetfeldpuls (500 ps Anstiegs- und Abfallszeit, 10 mT Maximum), in einer Quadratstruktur und einer Kreisstruktur verglichen. Auch diese Autoren berichten nicht von einem Unterschied zwischen der Amplitude der Vortex-Gyration in den beiden Strukturen.

Dieser Zusammenhang lässt sich genauer untersuchen, indem die Trajektorie des VZs nach der Anregung verfolgt wird. Die z-Komponente der Magnetisierung m_z in den simulierten XMCD-Bildern wurde mit einer zweidimensionalen Gauß-Kurve gefittet, um die Position des Vortex-Zentrums zu bestimmen und so die Trajektorie der Vortex-Bewegung aufzuzeichnen. Diese ist in Abb. 4.12 für die Quadrat- und die Kreisstruktur von $t = 1$ bis 50 ns dargestellt (rot-schwarz-blaue Linie). Der äußere Radius R_0 der Gyration beträgt in der Quadratstruktur 70 nm, in der Kreisstruktur 36 nm. Er ist der Abstand zwischen der Position des VZs in der Startkonfiguration (Punkt (0)) und der Position des VZs beim Einsetzen der Gyrationbewegung (Punkt (4)) in Abb. 4.12. Die Trajektorie in der Kreisstruktur ist bis etwa $t = 5$ ns von einer Zitterbewegung des VZs überlagert. Diese Zitterbewegung hat jedoch keinen Einfluss auf den Radius der Kreisbahn.

Für $t < 1$ ns repräsentieren Kreis-Symbole in Abb. 4.12 die VZ-Position zwischen Schaltprozessen, die im folgenden Abschnitt im Detail untersucht werden. Die zeitliche Reihenfolge ist nummeriert. In der Startkonfiguration befindet sich das VZ im Zentrum der Mikrostruktur (Punkt (0)). Bis zum ersten Schaltprozess

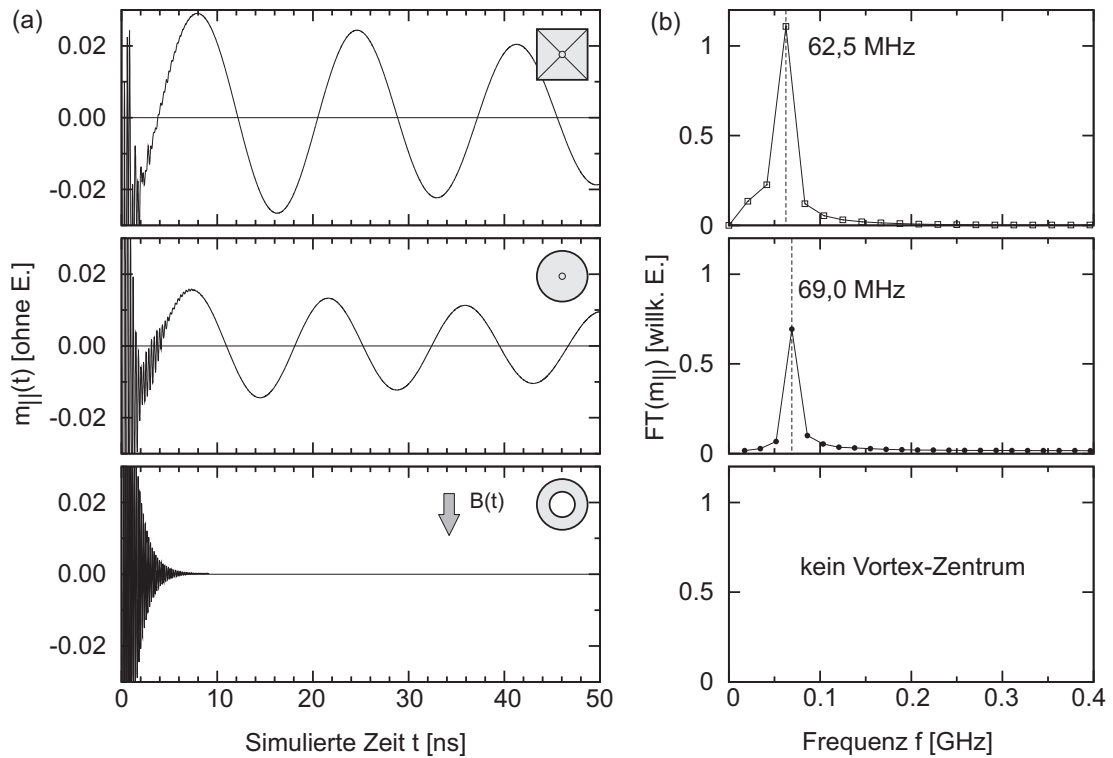


Abbildung 4.11.: Vortex-Gyration. (a) Komponente der Magnetisierung $m_{||}$ bis $t = 50$ ns, (b) Fourier-Transformation $FT(m_{||})$.

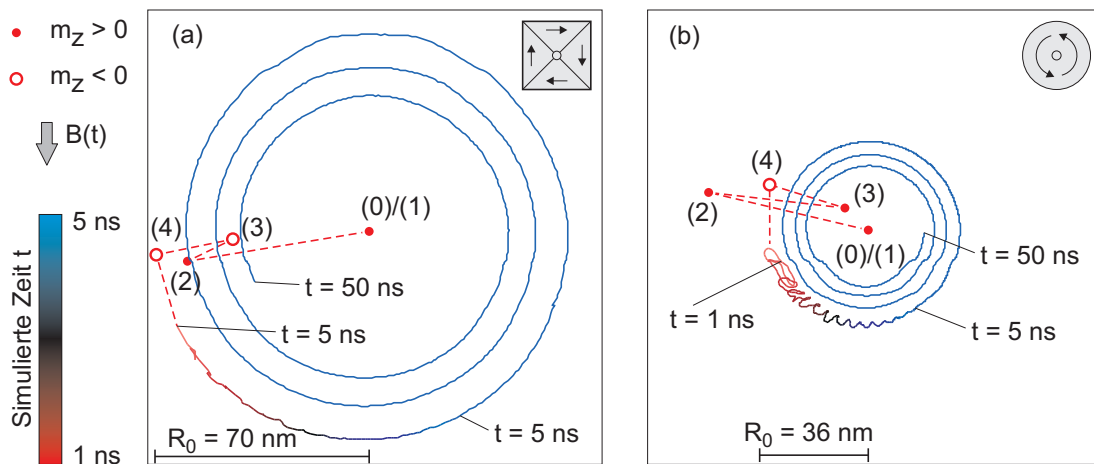


Abbildung 4.12.: Vortex-Gyration: Bahn des Vortex-Zentrums von $t = 1$ ns bis $t = 50$ ns (Ausschnitt des Zentrums der Mikrostrukturen). (a) Quadratstruktur, (b) Kreisstruktur. Kreis-Symbole repräsentieren die Orientierung von m_z im Vortex-Zentrum zwischen den Schaltprozessen. (0) Startkonfiguration, (1)–(3) vor dem ersten bis dritten Schaltprozess, (4) nach dem dritten und letzten Schaltprozess. Der Radius R_0 ist der Abstand der Punkte (0) und (4).

	(0)	(1)	(2)	(3)	(4)
2D Quadrat	● 0,00 ns	● 0,09 ns	● 0,30 ns	○ 0,42 ns	○ 0,52 ns
2D Kreis	● 0,00 ns	● 0,09 ns	● 0,30 ns	● 0,45 ns	○ 0,54 ns
3D Quadrat	● 0,00 ns	● 0,09 ns	● 0,30 ns	○ 0,44 ns	● 0,54 ns
3D Kreis	● 0,00 ns	● 0,09 ns	● 0,30 ns	○ 0,45 ns	● 0,57 ns

Tabelle 4.6.: Vortex-Schaltprozesse in den verschiedenen Simulationen. (0) Startkonfiguration, (1)–(3) vor dem ersten bis dritten Schaltprozess, (4) nach dem dritten und letzten Schaltprozess. (siehe auch Abb. 4.12).

ändert das VZ seine Position nicht (Punkt (1)). Nach dem ersten Schaltprozess ist das VZ in beiden Mikrostrukturen relativ weit aus seiner Ruhelage ausgelenkt (Punkt (2)). Ein Unterschied ist hauptsächlich nach dem zweiten Schaltprozess zu finden (Punkt (3)). Während sich das VZ in der Quadratstruktur nur geringfügig zurück bewegt hat, ist es in der Kreisstruktur wieder nahe am Zentrum der Mikrostruktur angekommen. Nach dem dritten und letzten Schaltprozess hat sich das VZ in beiden Mikrostrukturen um etwa die gleiche Strecke wieder nach außen bewegt (Punkt (4)). Diese Position liegt auf dem äußeren Radius der nun einsetzenden Gyration.

Der Zusammenhang zwischen dem Radius der Vortex-Gyration und der Domänenkonfiguration der Mikrostruktur ergibt sich wie folgt. In beiden Mikrostrukturen wird das VZ bei der Anregung aus Punkt (1) zu Punkt (2) verschoben, wenn die Magnetisierung in Richtung des Magnetfeldpulses gedreht wird. In der Quadratstruktur werden zusätzlich die Domänenwände verschoben. Die Energiedifferenz zwischen dem symmetrischen Anfangszustand und einem Zustand mit asymmetrischer Position der Domänenwände ist vergleichsweise klein und somit auch das rücktreibende Feld (2.29). Die Domänenwände bewegen sich daher nicht sofort wieder zurück, sondern schwingen nach der Anregung um ihre neue Ruhelage, die durch die Position des VZs in Punkt (2) definiert ist. In der Kreisstruktur hingegen bewegt sich das VZ frei mit der Präzession der Magnetisierung und befindet sich nach dem zweiten Schaltprozess wieder nahe des Zentrums der Mikrostruktur in Punkt (3). Der Radius R_0 der Vortex-Gyration in der Kreisstruktur ($R_0 = 36$ nm) ist kleiner als in der Quadratstruktur ($R_0 = 70$ nm).

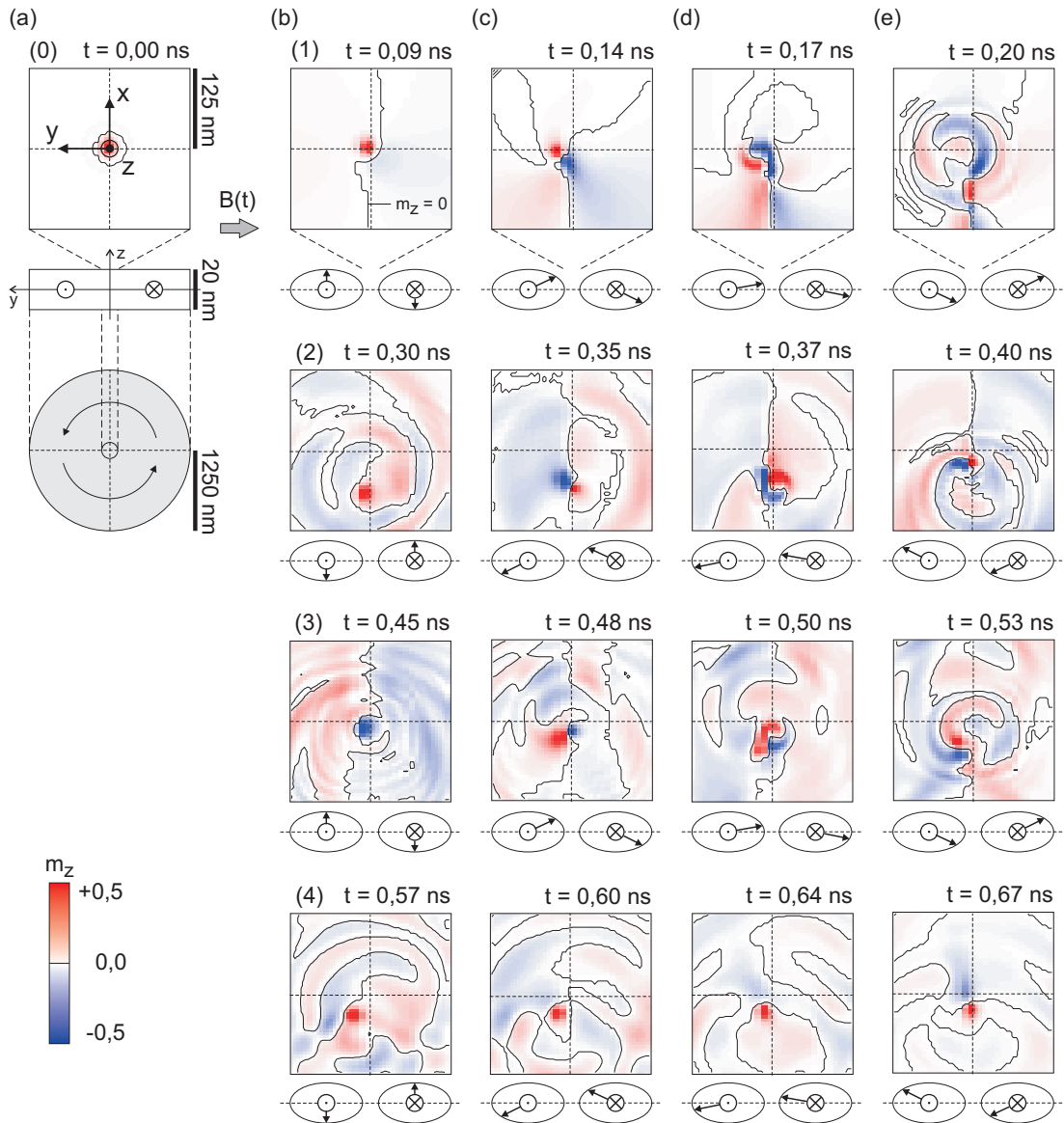


Abbildung 4.13.: Vortex-Schaltprozesse in der 3D-Simulation der Kreisstruktur. Dargestellt ist die Komponente der Magnetisierung m_z zu verschiedenen Zeitpunkten t mit Zoom auf das Zentrum der Struktur. Darunter ist eine Skizze die Magnetisierung in den angrenzenden Domänen in der Draufsicht auf den Präzessionskonus (nicht maßstabsgetreu und ohne Dämpfung). (a) Startkonfiguration (Zeitpunkt (0)), Spalte (b): lokalisiertes VZ und maximal ausgelenktes m_z in den angrenzenden Domänen (Zeitpunkte (1) bis (4)), Spalte (c): dipolartiger Zustand, Spalte (d): verzerter Dipolzustand, Spalte (e): Spinwellenzustand. (Siehe auch Tabelle 4.6 und Abb. 4.12)

4.4.3. Vortex-Schaltprozesse

Vortex-Schaltprozesse laufen im Vergleich zur Vortex-Gyration auf einer sehr kurzen Zeitskala von wenigen 100 ps ab. Bei einem Vortex-Schaltprozess wird die Orientierung der Magnetisierung im VZ (Polarisation des Vortex) umgekehrt. Die Anregung erfolgt wie bei der Vortex-Gyration mit einem externen Magnetfeld in der Filmebene. Das VZ wird durch das Magnetfeld beschleunigt, was zu der Ausbildung eines Vortex-Antivortex-Paares mit entgegengesetzter Polarisation neben dem ursprünglichen VZ (Vortex 1) führt [VWPS⁺06, HGFS07, LGLK07, LKY⁺08]. Der Schaltprozess selbst erfolgt durch eine gegenseitige Vernichtung von Vortex 1 und dem Antivortex unter der Emission von Spinwellen [LCK05, HS06]. Es verbleibt Vortex 2 mit entgegengesetzter Polarisation. Die Ausbildung eines Bereiches mit $m_z \neq 0$ ist eine Folge der Reduzierung der Austauschenergie. Die entgegengesetzte Polarisation dieses Bereiches ist eine Folge des magnetostatischen Feldes des VZs selbst [HGFS07, LGLK07]. Mit einem *gyrotropic field*, das sich aus dem effektiven Feld in der Landau-Lifshitz-Gleichung (2.28) extrahieren lässt und proportional zur Geschwindigkeit des VZs ist, lässt sich eine kritische Geschwindigkeit $v_c \approx \gamma\sqrt{2A}$ abschätzen, bei der ein Schaltprozess des VZs induziert wird [GLK08]. In Permalloy ist $v_c \approx 320$ m/s.

Als Schaltprozess wird hier die Ausbildung eines Vortex-Antivortex-Paares und die anschließende Emission von Spinwellen bezeichnet. Die Polarisation des VZs kann dabei auch erhalten bleiben, vermutlich wenn eine Annihilation des Antivortex mit Vortex 2 stattfindet. Die laterale Auflösung dieser Simulationen lässt keine genaue Aussage über diesen Vorgang zu. Die Kreise in Abb. 4.12 sind ausgefüllt, wenn $m_z > 0$, anderenfalls nicht.

Die Zellgröße $c = 5$ nm ist bei den 2D-Simulationen in der Filmebene etwa gleich der Austauschlänge $\Lambda \approx 5,1$ nm (2.30), die Schichtdicke geht jedoch nur als Parameter ein. Senkrecht zur Filmebene ist die Magnetisierung somit homogen, was in weichmagnetischen Materialien wie Permalloy im Gleichgewichtszustand auch zu erwarten ist. Während eines Schaltprozesses kann es notwendig sein, eine inhomogene Magnetisierung senkrecht zur Filmebene zu berücksichtigen. Daher wurden zum Vergleich Simulationen der Quadrat- und der Kreisstruktur der gleichen Größe (Kantenlänge $L = 2,5$ μm , Dicke $d = 20$ nm) mit kubischen Zellen in einem 3D-Gitter (Zellgröße $c = 5$ nm) durchgeführt. Diese Simulationen liefern jedoch ein sehr ähnliches Ergebnis. Senkrecht der Filmebene sind nur geringe

Änderungen in m_z zu beobachten. Auch die Vortex-Bewegung unterscheidet sich nur unwesentlich von den 2D-Simulationen in Abb. 4.12.

In Tabelle 4.6 sind die simulierten Zeiten zusammengefasst, zu denen das VZ zwischen den Schaltprozessen lokalisiert ist. Alle vier Simulationen beginnen mit $m_z > 0$ in der Startkonfiguration (0) und führen zu insgesamt drei Schaltprozessen. Zum Zeitpunkt (1) ist m_z in den angrenzenden Domänen während der Anregung maximal ausgelenkt. In den Zeitpunkten (2) bis (4) ist jeweils der erste bis dritte Schaltprozess beendet. Die Polarisation kehrt sich in den 2D-Simulationen jeweils nur einmal um, in den 3D-Simulationen jeweils zweimal, d.h. hin und zurück. Der Ausgang eines Schaltprozesses ist somit abhängig vom numerischen Ansatz (2D-/3D-Gitter) der Simulation und kann in diesem Zusammenhang keiner physikalischen Ursache zugeordnet werden. Die Zeitpunkte, zu denen ein Schaltprozess stattfindet, sind hingegen sehr ähnlich in den vier Simulationen. Die Zeitpunkte zeigen somit keine Abhängigkeit weder von der Art der Simulation, noch von der Polarisation des VZs oder von der Domänenkonfiguration in seiner Umgebung, wie in [MSBB⁺09] auch für die in Abschnitt 4.1 diskutierte Rechteckstruktur und von anderen Autoren in Strukturen verschiedener Form [HK04] gezeigt wurde. Die in [MSBB⁺09] erwähnten Vergleiche mit Simulationen von quadratischen und kreisförmigen Strukturen beziehen sich auf die Simulationen in diesem Abschnitt.

Es gibt einen Zusammenhang zwischen den in Tabelle 4.6 angegebenen Zeitpunkten und dem zeitlichen Verlauf von $m_{||}$ in den angrenzenden Domänen (Abb. 4.8). In beiden Mikrostrukturen ist das VZ immer dann lokalisiert, wenn $m_{||} \approx 0$ bzw. $|m_z|$ maximal ist. Dieses Verhalten wurde ebenfalls in [MSBB⁺09] für die Rechteckstruktur aus Abschnitt 4.1 beschrieben. In Abb. 4.13 ist die z -Komponente der Magnetisierung m_z bei verschiedenen Zeitpunkten t mit Zoom auf das Zentrum der Struktur, sowie jeweils darunter eine Skizze der Magnetisierung in den angrenzenden Domänen in der Draufsicht auf den Präzessionskonus (Dämpfung nicht berücksichtigt) beispielhaft für die 3D-Simulation der Kreisstruktur dargestellt. Ein entsprechendes Bild ergibt sich für die übrigen drei Simulationen in Tabelle 4.6 (nicht dargestellt). In der Startkonfiguration (Abb. 4.13-a) befindet sich das VZ mit positiver Polarisation ($m_z > 0$) im Zentrum der Struktur. In den angrenzenden Domänen liegt die Magnetisierung in der Filmebene ($m_z = 0$). Links und rechts neben dem VZ ist $m_{||} = 0$. Dort ist während der

Anregung mit $B(t)$ das Drehmoment (2.22) senkrecht zur Filmebene maximal, sodass $m_z > 0$ links des VZs und $m_z < 0$ rechts des VZs ist (Abb. 4.13-b, Zeile 1). Zunächst verbleibt $m_{\parallel} \approx 0$. Mit wachsendem $|m_{\parallel}|$ bildet sich ein dipolartiger Zustand (Abb. 4.13-c, Zeile 1), der verzerrt (Abb. 4.13-d, Zeile 1) und schließlich unter der Emission von Spinwellen kollabiert, nachdem das maximale $|m_{\parallel}|$ bzw. $m_z = 0$ überschritten ist (Abb. 4.13-e, Zeile 1). Aus dem Spinwellenzustand entsteht dann ein neues VZ, dessen Polarisation scheinbar zufällig ist (Abb. 4.13-b, Zeile 2). Dieser Vorgang wiederholt sich noch zwei Mal (Abb. 4.13-b bis e, Zeile 2 und 3).

Nach dem dritten Schaltprozess bildet sich kein dipolartiger Zustand mehr aus (Abb. 4.13-c, Zeile 4). Das VZ begibt sich auf eine Zitterbewegung (siehe auch Abb. 4.12-b), die eine Überlagerung der einsetzenden Vortex-Gyration mit der Präzession der Magnetisierung ist. Die Präzession ist zu schwach, um einen weiteren Schaltprozess auszulösen, jedoch stark genug, um das VZ zu verschieben. In der Quadratstruktur wird ein Verschieben des VZs durch die Domänenwände verhindert. Eine Zitterbewegung tritt nicht auf.

4.4.4. Zusammenfassung und Diskussion

Ein mit dem Experiment nicht zugänglicher Beitrag zur Magnetisierungsdynamik, die Vortex-Dynamik, wurde mit mikromagnetischen Simulationen untersucht. Eine Anregung mit einem in der Filmebene liegenden Magnetfeldpuls $B(t)$ führt (i) zu Schaltprozessen und (ii) zur Vortex-Gyration.

Der Radius der Vortex-Gyration ist abhängig von der angrenzenden Domänenkonfiguration. In der Kreisstruktur ohne Domänen ist er kleiner als in der Quadratstruktur in Landau-Konfiguration, da hier die Domänenwände im externen Feld der Anregung verschoben werden und das Vortex-Zentrum im Schnittpunkt der Domänenwände fixiert ist. Soll gezielt eine Vortex-Gyration mit großem Radius angeregt werden, so sollte entweder eine Quadratstruktur gewählt werden oder die Amplitude B_{\max} klein genug, um keine Schaltprozesse anzuregen.

Als Ursache für die Schaltprozesse wurde die Präzession der Magnetisierung identifiziert, nicht eine kritische Geschwindigkeit wie in [GLK08]. Dieses Verhalten wurde unabhängig von der Form und der Domänenkonfiguration der Mikrostruktur beobachtet (siehe auch [MSBB⁺09]). Möglicherweise werden die in [VWPS⁺06] oder [CPS⁺07] beschriebenen Schaltprozesse ebenfalls durch die Prä-

zession der Magnetisierung hervorgerufen. Die Amplitude B_{\max} des anregenden Magnetfeldpulses wurde so gewählt, dass die Präzession der Magnetisierung zu genau einem Schaltprozess führt. Bei den hier diskutierten Simulationen wurden mit $B_{\max} = 8$ mT drei Schaltprozesse angeregt. Es bleibt zu klären, warum bei den hier simulierten Schaltprozessen die Polarisation des VZs nicht immer umgekehrt wird.

5. Kopplung und Dynamik in Dreifachlagen-Mikrostrukturen

In technischen Anwendungen findet man häufig die Kombination von einer beweglichen weichmagnetischen Schicht mit einer fixierten hartmagnetischen Schicht. Eine Änderung der relativen Orientierung der Magnetisierung in den Schichten ist verantwortlich für die gemessene Größe, z.B. der elektrische Widerstand eines GMR-Elements¹. In Anlehnung an eine solche Anwendung werden Dreifachlagen-Mikrostrukturen betrachtet, in denen ein magnetisch weiches Material (Permalloy: Fe₁₉Ni₈₁) mit einem magnetisch harten Material (Kobalt) kombiniert wird. Die elementspezifische Abbildung im PEEM ermöglicht, die magnetischen Schichten der Mikrostrukturen unabhängig von einander zu untersuchen und Unterschiede in der Domänenkonfiguration zu detektieren.

Ziel der in diesem Kapitel diskutierten Experimente und Simulationen ist (i) das Verständnis über den Einfluss der Zwischenschicht auf die Kopplung der magnetischen Schichten im statischen Fall zu vertiefen, und (ii) die Magnetisierungsdynamik der FeNi-Schicht und in der Co-Schicht in dem gekoppelten Dreifachlagensystem zu untersuchen.

5.1. Domänenkonfiguration der Co-Mikrostrukturen

Kobalt liegt im Festkörper in einer hexagonal-dichtesten Kristallstruktur (hcp) mit einer uniaxialen Anisotropie ($K_u = 520 \text{ kJ/m}^3$) entlang der [0001]-Richtung vor [Ste86]. Die einzelnen Co-Kristallite, die während der Präparation auf der Probenoberfläche kondensieren, orientieren sich jedoch in beliebiger Richtung, so-

¹ *Giant Magneto Resistance* (Riesen-Magnet-Widerstand)

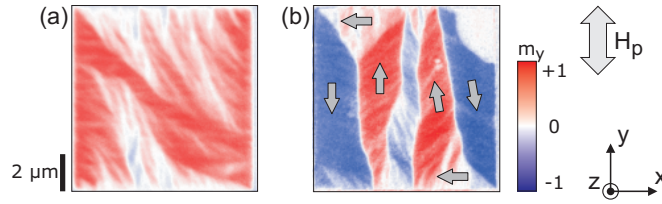


Abbildung 5.1.: Domänen-Konfiguration einer $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ großen und 15 nm dicken Co-Mikrostruktur. (a) Präparation analog den FeNi-Strukturen ohne externes Magnetfeld, (b) Präparation im externen Magnetfeld $\mu_0 \mathbf{H}_p = 100 \text{ mT}$ entlang der y -Achse (Doppelpfeil rechts). Pfeile in (b) deuten die Richtung der Magnetisierung in den Domänen an.

dass die polykristalline Co-Schicht nach außen hin keine Anisotropie besitzt. Die Mikrostrukturen haben dann sehr kleine, unregelmäßige Domänen (Abb. 5.1-a), wie es auch bei ausgedehnten polykristallinen Co-Filmen der Fall ist [HS09]. Für die Analyse der Magnetisierungsdynamik sind jedoch möglichst große Domänen und klar definierte Domänenwände, wie z.B. in der Landau-Konfiguration mit 90° - und 180° -Domänenwänden (Abb. 2.2) vorteilhaft. Andererseits soll die Co-Schicht die hartmagnetische Schicht des Dreifachlagensystems sein, was in den polykristallinen Proben nur durch eine induzierte Anisotropie erreicht werden kann. Mit einem externen Magnetfeld $\mu_0 \mathbf{H}_p = 100 \text{ mT}$ während der Präparation richten sich die Co-Kristalle teilweise aus, bevor sie auf der Oberfläche kondensieren. Es entsteht eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung, also eine effektive Anisotropie, parallel zu \mathbf{H}_p . So bilden sich hauptsächlich Domänen aus, in denen die Magnetisierung parallel oder antiparallel zu \mathbf{H}_p ausgerichtet ist (blaue und rote Domänen in Abb 5.1-b). Am oberen und unteren Rand der Struktur ist die Magnetisierung teilweise senkrecht zu \mathbf{H}_p , sodass der magnetische Fluss geschlossen wird und Streufelder außerhalb der Struktur vermieden werden².

In dem externen Magnetfeld während der Präparation ist die Magnetisierung der Mikrostrukturen gesättigt, auch wenn die einzelnen Co-Kristallite nur zu einem kleinen Prozentsatz ausgerichtet sind. Die im Experiment beobachteten Domänen sind ein remanenter Zustand, der sich nach dem Entnehmen der Probe aus dem magnetischen Probenhalter ergibt. Die Domänen-Konfiguration der Co-Schicht wird in FeNi/Cu/Co-Dreifachlagen wegen der parallelen Austausch-

²In der rechten oberen Ecke der Struktur in Abb 5.1-b wurde der Photolack im *Lift-Off*-Prozess nicht vollständig entfernt, was die Abbildung der Magnetisierung an dieser Stelle verhindert.

und Néel-Kopplung stets auf die FeNi-Schicht übertragen. Ausnahmen von einer parallelen Orientierung in den beiden magnetischen Schichten können abhängig von der Dicke der Cu-Zwischenschicht durch magnetostatische Streufelder an den Domänenwänden auftreten.

5.2. Magnetostatische Domänenwandkopplung

5.2.1. Einführung und Motivation

Wie bereits in den 1960er Jahren beschrieben, entstehen magnetostatische Streufelder an rauen Grenzflächen (Néel-Kopplung) [Née62] oder wenn die Magnetisierung in dünnen Filmen in der Filmebene ihre Richtung ändert, wie z.B. in Néel-Wänden [Slo66, Mid66] oder in sogenannten Riffeln [Har68] (siehe auch Abb. 2.4). Sie können eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung der magnetischen Schichten über eine nicht-magnetische Zwischenschicht vermitteln. Bis heute sind diese Kopplungsmechanismen Gegenstand der experimentellen [SAI⁺00, TSP00, SUU⁺02, KCF⁺03, VKH⁺05, KCO⁺06, VCP⁺07] wie auch der theoretischen Forschung [BGC⁺05, BG08, MNR10].

Quelle der Streufelder sind magnetische Ladungen, die in zwei gekoppelten Filmen idealer Weise kompensiert werden, um die Streufeldenergie zu minimieren. An einer Néel-Wand entstehen magnetische Ladungen auf beiden Seiten der Wand (Abb. 5.2-a). Ein entgegengesetzter Drehsinn in den beiden magnetischen Schichten in einer 180°-Wand reduziert die Streufeldenergie ohne die Austauschenergie der Wand zu erhöhen (Abb. 5.2-b). Unter dem Einfluss von Streufeldern können aber auch 360° Wände oder andere sogenannte Quasi-Wände [Mid66] auftreten, bei denen die Magnetisierungsrichtung auf beiden Seiten der Wand gleich ist. Quasi-Wände kosten somit Austausch-Energie, ohne in der magnetischen Schicht relevant zu sein. Dies demonstriert die Stärke solcher Streufelder an Domänenwänden.

Weniger häufig wurden bislang Domänenwände diskutiert, deren Winkel kleiner als 180° in einer der beiden Schichten ist. Ein entgegengesetzter Drehsinn würde in diesem Fall in der anderen Schicht zu einer Wand mit mehr als 180° Rotation führen, ohne dabei eine Quasi-Wand zu sein, da die Magnetisierungsrichtung zu beiden Seiten der Wand nicht identisch ist. Abbildung 5.2-c zeigt ein Beispiel für

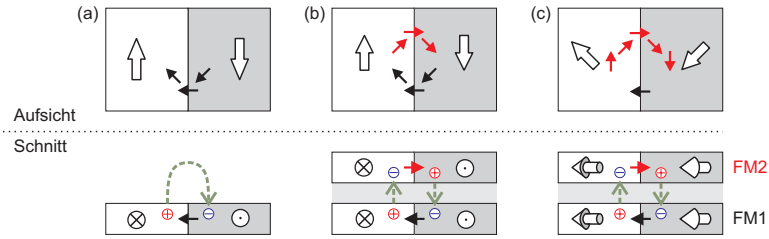


Abbildung 5.2.: Magnetische Streufelder (grün) an Néel-Wänden. (a) 180°-Wand in einem einzelnen Film. (b) 180°-Wand in zwei gekoppelten Filmen FM1 und FM2. Die Magnetisierung dreht jeweils entgegengesetzt in der Wand der beiden Filme. (c) 90°-Wand in FM1. Ein entgegengesetzter Drehsinn in FM2 führt zu einer 270°-Wand. Weiße Pfeile deuten die Magnetisierungsrichtung in den Domänen an, rote bzw. schwarze Pfeile stehen für die Magnetisierung in der Domänenwand in FM1 bzw. in FM2.

eine 90°-Wand in FM1, deren magnetische Ladungen durch eine 270°-Wand in FM2 kompensiert werden.

5.2.2. Experimentelle Ergebnisse

Betrachtet wird ein Dreifachlagensystem mit den Schichtdicken $t_{\text{FeNi}} = 4$ nm und $t_{\text{Co}} = 15$ nm der magnetischen Schichten. Die Dicke t_{Cu} der Zwischenschicht variiert zwischen 1,5 und 3 nm. Die Indirekte Austauschkopplung in polykristallinen Schichten ist bereits ab einer 2 nm dicken Zwischenschicht stark abgeschwächt. Da die Streufelder an den Domänenwänden stärker sind als jene an den rauen Grenzflächen, wird mit der Dicke der Zwischenschicht das Verhältnis von paralleler Austausch- und Néel-Kopplung zu antiparalleler Kopplung an Domänenwänden beeinflusst.

In Abb. 5.3 sind beispielhaft XMCD-Bilder von drei Mikrostrukturen mit unterschiedlicher Zwischenschichtdicke dargestellt. Die oberen Bilder geben die Magnetisierung der FeNi-Schicht wieder, die unteren die der Co-Schicht. Der Farbkontrast entspricht der y-Komponente der Magnetisierung, wie der Balken rechts zeigt. Mit $t_{\text{Cu}} = 1,5$ nm ist die Magnetisierung in der FeNi-Schicht quasi identisch der in der Co-Schicht. Nur an den 180°-Wänden ist eine Abweichung von der parallelen Kopplung erkennbar (schwarze Pfeile in Abb. 5.3-a): Die 180°-Wände in der FeNi-Schicht sind nicht gerade, sondern weisen eine wellige Struktur auf. Dies deutet auf eine Konkurrenz zwischen paralleler und anti-paralleler Kopplung hin.

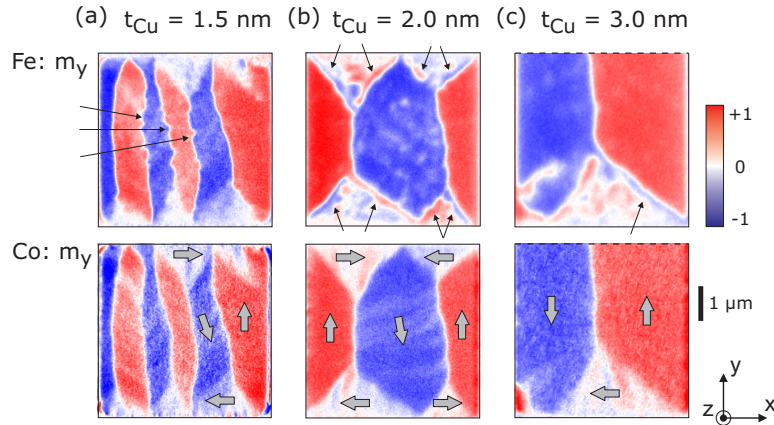


Abbildung 5.3.: XMCD-PEEM-Bilder verschiedener FeNi/Cu/Co-Mikrostrukturen mit (a) $t_{\text{Cu}} = 1,5$ nm, (b) $t_{\text{Cu}} = 2$ nm und (c) $t_{\text{Cu}} = 3$ nm. Die oberen drei Bilder zeigen die Magnetisierung der FeNi-Schicht, die unteren die der Co-Schicht. Der Farbkontrast gibt die y-Komponente der Magnetisierung wieder, wie der Balken rechts zeigt. Graue Pfeile deuten die Magnetisierungsrichtung in den Domänen an. Schwarze dünne Pfeile verweisen auf Besonderheiten der Domänenwände in der FeNi-Schicht: (a) Gewellte 180° -Wand, (b) und (c) effektiv 90° -Wände, in denen die Magnetisierung jedoch nicht parallel zur Co-Schicht verläuft.

Mit $t_{\text{Cu}} = 2$ und 3 nm ist eine Abweichung von einer parallelen Kopplung in 90° -Wänden deutlich sichtbar (schwarze Pfeile in Abb. 5.3-b und -c). Die vertikal verlaufenden 180° -Wände unterscheiden sich hier in den beiden magnetischen Schichten nicht, da die Magnetisierung in $-x$ - oder in $+x$ -Richtung zeigt, was mit einem Kontrast in y -Richtung in beiden Bildern weiß erscheint. Die Magnetisierung dreht mit $t_{\text{Cu}} = 3$ nm in den beiden Schichten entgegengesetzt, wie weiter unten gezeigt wird.

In der Co-Schicht sind teilweise longitudinale Riffel erkennbar. Diese Struktur ist eine Folge der statistischen Variation der Anisotropie in polykristallinen Filmen [Har68]. Die durch sie entstehenden Streufelder führen ihrerseits zu der fleckig erscheinenden Struktur der Magnetisierung in der FeNi-Schicht.

Die Abb. 5.4 und 5.5 zeigen weitere XMCD-PEEM-Bilder der untersuchten Mikrostrukturen mit unterschiedlichen Dicken der Zwischenschicht $t_{\text{Cu}} = 1,5$, $t_{\text{Cu}} = 2,0$, $t_{\text{Cu}} = 2,5$ und $t_{\text{Cu}} = 3,0$ nm. Die Achse der induzierten Anisotropie wird mit dem externen Feld \mathbf{H}_p während der Präparation definiert und ist mit grauen Doppelpfeilen in den Abbildungen angedeutet. Die Energiedichte der Anisotropie (2.9) führt zu einer Ausrichtung der Magnetisierung parallel zur Anisotropieachse, sodass die Domänenkonfiguration abhängig ist von dem Winkel α

5. Kopplung und Dynamik in Dreifachlagen-Mikrostrukturen

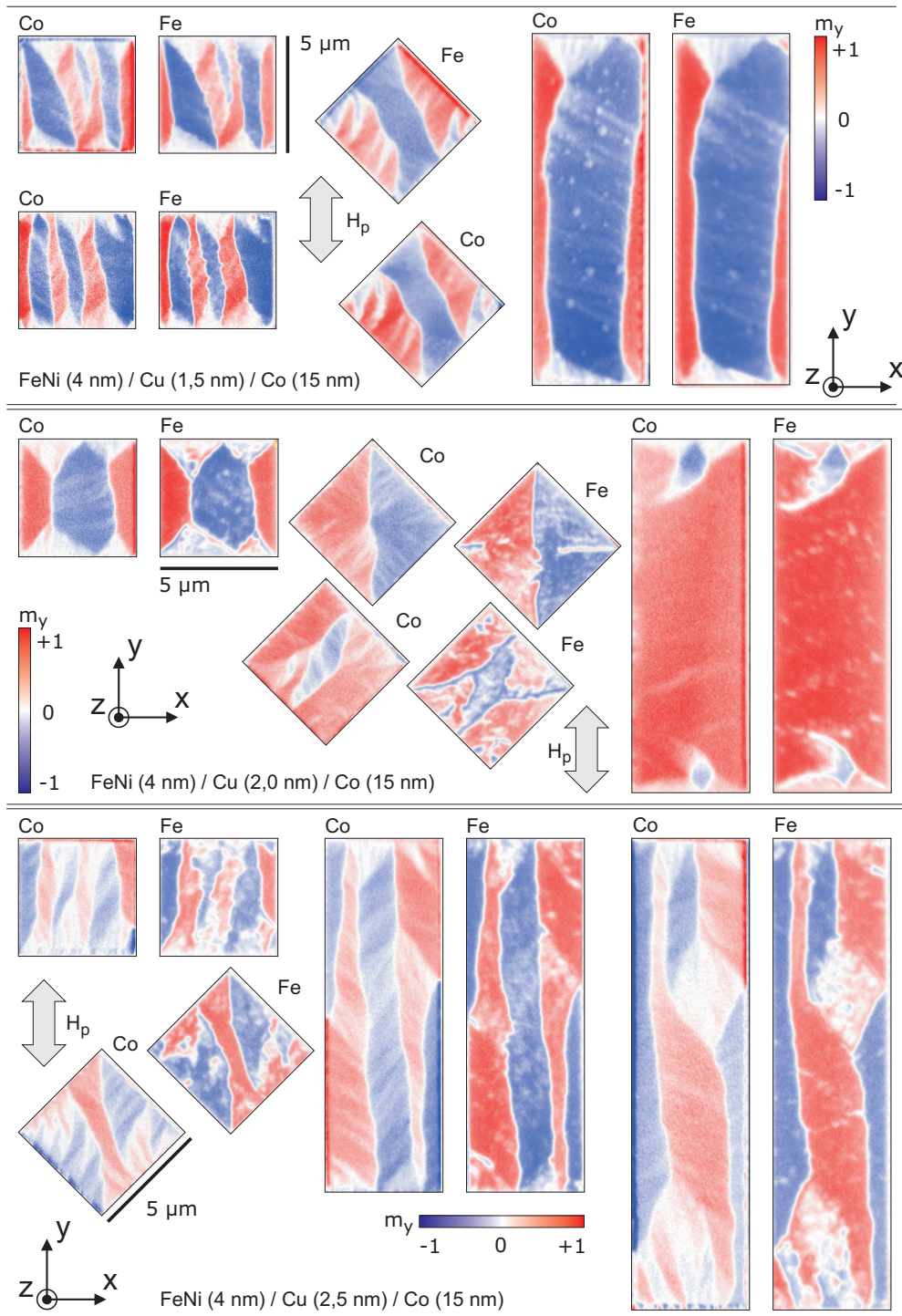


Abbildung 5.4.: XMCD-PEEM-Bilder von FeNi/Cu/Co-Mikrostrukturen mit unterschiedlichen Dicken der Zwischenschicht t_{Cu} . Oben: $t_{Cu} = 1,5 \text{ nm}$, Mitte: $t_{Cu} = 2 \text{ nm}$, unten: $t_{Cu} = 2,5 \text{ nm}$. Der Doppelpfeil deutet die Richtung des externen Feldes H_p während der Präparation und somit die Achse der induzierten Anisotropie an.

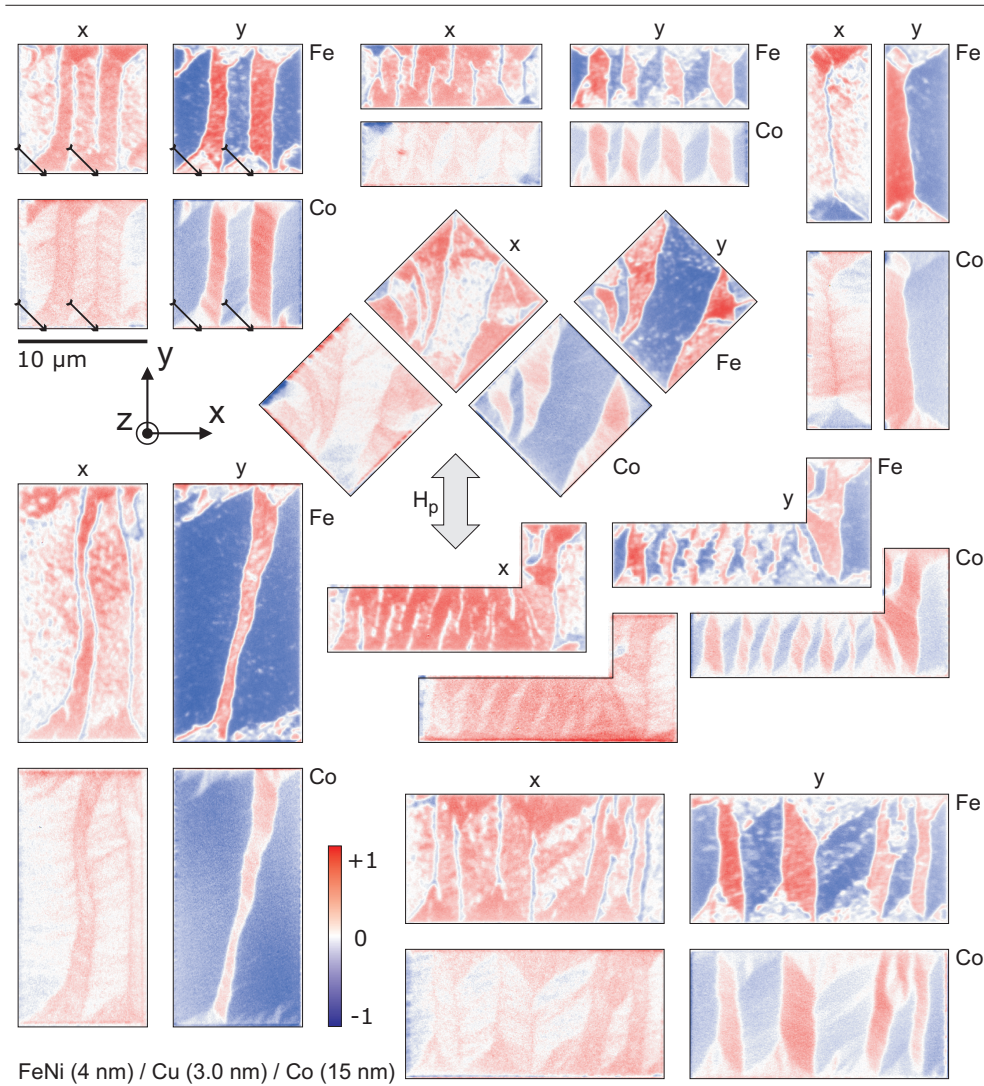


Abbildung 5.5.: XMCD-PEEM-Bilder von FeNi/Cu/Co-Mikrostrukturen mit der Dicke der Zwischenschicht $t_{\text{Cu}} = 3 \text{ nm}$ (x- und y-Komponente der Magnetisierung). Der Doppelpfeil deutet die Richtung des externen Feldes \mathbf{H}_p während der Präparation und somit die Achse der induzierten Anisotropie an. Linienprofile in Abb. 5.6 wurden der quadratischen Struktur oben links entnommen (schwarze Pfeile).

α	Domänenkonfiguration
0°	längliche Domänen
90°	kleine, kompakte Domänen
45°	gekrümmte Domänenwände

Tabelle 5.1.: Der Winkel α zwischen der Anisotropieachse und der Längsachse der Mikrostruktur bestimmt die Domänenkonfiguration.

zwischen der Anisotropieachse und der Längsachse der Mikrostruktur (siehe Tabelle 5.1). Gekrümmte Domänenwände bei $\alpha = 45^\circ$ folgen aus einem Kompromiss zwischen der Energieminimierung für die Anisotropie (2.9) und für das Dipolfeld (2.12), die zu einer Ausrichtung der Magnetisierung parallel zu den Rändern der Struktur führt.

Um die innere Struktur der nicht-parallel gekoppelten Domänenwände zu untersuchen, wurden Strukturen mit $t_{\text{Cu}} = 3,0$ nm sowohl mit dem Kontrast in y-, als auch in x-Richtung abgebildet (Abb. 5.5). Dies wird erreicht, indem die Probe im PEEM um 90° gedreht wird. Für eine Struktur werden vier Bilder aufgenommen: Jeweils für die x- und y-Komponente der Magnetisierung in der Co- und in der FeNi-Schicht. Unterschiede in der Domänenkonfiguration in der x- und y-Komponente gleicher Strukturen in der jeweils gleichen Schicht sind eine Folge von induzierten Magnetfeldern während der Drehung der Probe im PEEM.

Bezüglich der nicht-parallel gekoppelten Domänenwände lassen sich folgende Beobachtungen feststellen: Vertikal verlaufende 180° -Wände zeigen in den XMCD-Bildern der x-Komponente in der FeNi-Schicht einen blauen Kontrast und in der Co-Schicht einen roten Kontrast. Die Magnetisierung dreht in den beiden Schichten somit entgegengesetzt. 90° -Wände zeigen entweder einen entgegengesetzten Kontrast in beiden Komponenten (im Folgenden als Typ 1 bezeichnet), oder einen entgegengesetzten Kontrast nur in der y-Komponente (im Folgenden als Typ 2 bezeichnet).

Für eine quantitative Analyse wurde der XMCD-Kontrast senkrecht über die Domänenwände als Linienprofil aufgetragen. Bei den Linienprofilen in Abb. 5.6 repräsentieren Symbole experimentelle Domänenwände, Linien wurden aus mikromagnetischen Simulationen gewonnen (siehe Abschnitt 5.2.3). Die Linienprofile aus der Simulation wurden mit einer Normalverteilung entsprechend der experimentellen Auflösung gefaltet und zusammen mit den experimentellen Profilen dargestellt. Gestrichelte Linien und nicht-ausgefüllte Symbole beziehen sich auf die x-Komponente der Magnetisierung, durchgezogene Linien und ausgefüllte Symbole entsprechend auf die y-Komponente. Die experimentellen Linienprofile wurden aus den XMCD-Bildern einer $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Struktur in Abb. 5.5 oben links (schwarze Pfeile) gewonnen.

In den Linienprofilen der Magnetisierung in der Co-Schicht (schwarz) verläuft die x-Komponente in einer sigmoiden Form von $m_x = 0$ nach $m_x = -1$ und die

y-Komponente von $m_y = 1$ nach $m_y = 0$. Das entspricht einer kontinuierlichen Drehung der Magnetisierung (von rechts nach links betrachtet) aus der $-x$ in die $+y$ -Richtung, wie jeweils unten links in den Graphen skizziert ist. Die Linienprofile der Magnetisierung in der FeNi-Schicht (rot) besitzen keine sigmoide Form. Die Magnetisierung ist links und rechts der Wand in beiden Schichten parallel, in der Wand unterscheiden sich die Linienprofile der beiden Schichten. In Abb. 5.6-a wechseln beide Komponenten m_x und m_y in der FeNi-Schicht das Vorzeichen: Dieses Linienprofil entspricht einer Domänenwand (Typ 1) und kann einer 270° -Wand zugeordnet werden. In Abb. 5.6-b wechselt m_y das Vorzeichen, m_x jedoch nicht. Dieses Linienprofil entspricht einer Domänenwand (Typ 2). Die Magnetisierung dreht zunächst entgegengesetzt zur Co-Schicht, ändert dann jedoch ihren Drehsinn und ist schließlich wieder parallel zur Co-Schicht. Es findet in der FeNi-Schicht eine Überdrehung der Magnetisierung „nach außen“ bezüglich der 90° -Drehung statt.

Theoretisch ist auch eine Domänenwand möglich, in der m_x das Vorzeichen wechselt, m_y jedoch nicht. In einer Domänenwand, in der die Magnetisierung aus der $-x$ in die $+y$ -Richtung dreht, wie in den beiden zuvor diskutierten Beispielen, würde die Magnetisierung in der FeNi-Schicht eine Überdrehung „nach innen“ machen. Dieser Fall wurde im Experiment jedoch nicht beobachtet. Er wurde in der Simulation hergestellt und ist in Abb. 5.6-c dargestellt. Es sei bemerkt, dass der Vorzeichenwechsel in der jeweils anderen Komponente auftritt, wenn die Profile für eine um 90° gedrehte Domänenwand aufgezeichnet werden.

Domänenwände mit Überdrehung „nach außen“ werden im Folgenden mit Typ 2a bezeichnet, Domänenwände mit Überdrehung „nach innen“ entsprechend mit Typ 2b (Abb. 5.7-a). In Abb. 5.7-b ist beispielhaft für eine quadratische Struktur in Landau-Konfiguration die im Experiment beobachtete Verteilung der Domänenwandtypen (2a) und (2b) dargestellt. Ein entgegengesetzter XMCD-Kontrast tritt nur in den Bildern der y-Komponente auf. (Typ 2)-Wände mit Überdrehung der Art, dass der Vorzeichenwechsel in der x-Komponente auftritt, wurden nicht beobachtet. Es war zu vermuten, dass diese Asymmetrie mit der magnetischen Anisotropie in Verbindung steht, die bei der Präparation der Co-Schicht durch ein Magnetfeld induziert wurde.

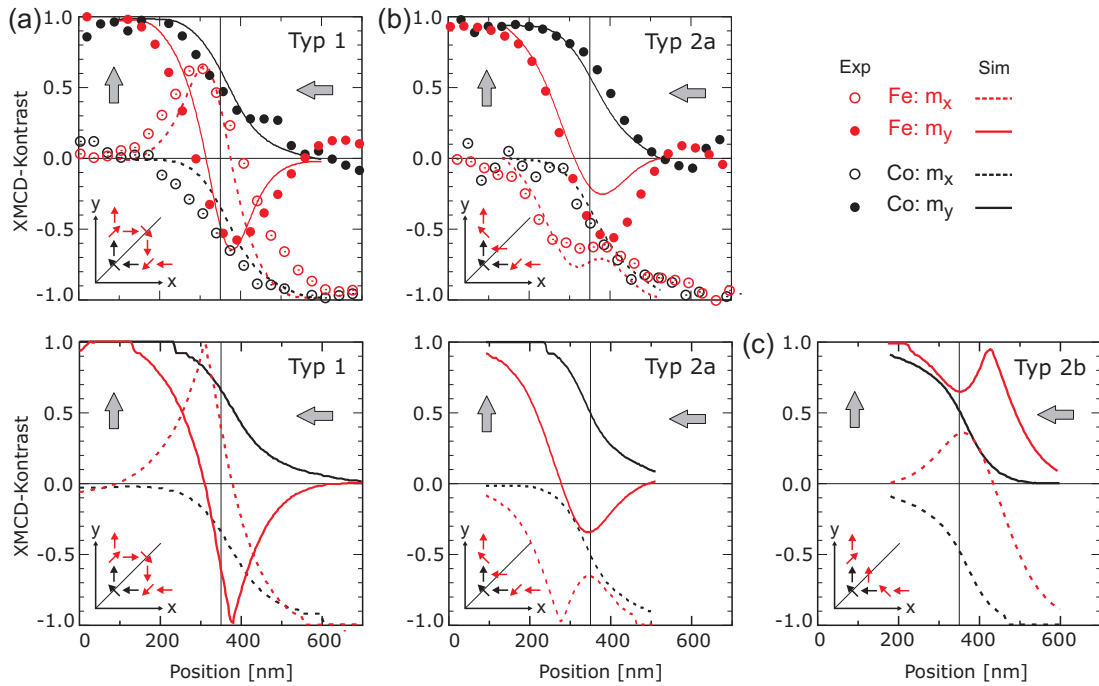


Abbildung 5.6.: Linienprofile der Magnetisierung senkrecht über Domänenwände in einer Mikrostruktur mit $t_{\text{Cu}} = 3$ nm. (a) Typ 1: 270°-Wand. (b) Typ 2a: 90°-Wand mit Überdrehung auswärts. (c) Typ 2b: 90°-Wand mit Überdrehung einwärts. Die unteren Graphen zeigen Profile aus Simulationen. Diese wurden mit einer Normalverteilung entsprechend der experimentellen Auflösung gefaltet und in den beiden oberen Graphen zusammen mit den experimentellen Linienprofilen (Symbole) dargestellt.

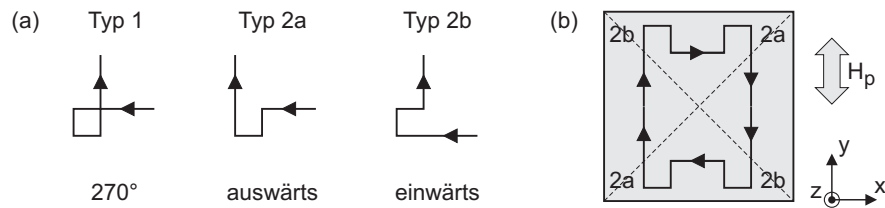


Abbildung 5.7.: Domänenwand-Typen in der FeNi-Schicht. (a) Typ-Definition: In einer 90°-Wand nach rechts dreht die Magnetisierung in einer (Typ 1)-Wand links-links-links, in einer (Typ 2a)-Wand links-rechts-rechts und in einer (Typ 2b)-Wand rechts-rechts-links. (b) Beispiel für eine Quadrat-Struktur in Landau-Konfiguration. Domänenwandtypen (2a) und (2b), wie sie in den experimentellen Bildern abhängig von der in der Co-Schicht induzierten Anisotropie (parallel zur y-Achse, grauer Doppelpfeil) beobachtet werden: Ein entgegengesetzter XMCD-Kontrast tritt nur in den Bildern der y-Komponente auf.

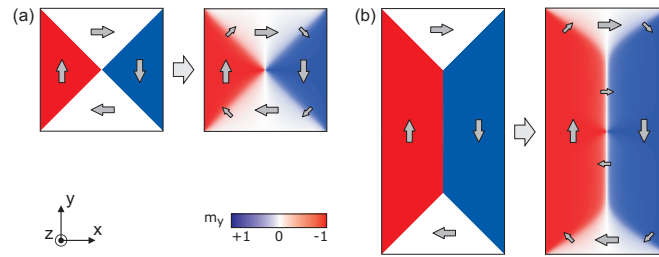


Abbildung 5.8.: Start-Konfigurationen für die Magnetisierung der zunächst separat relaxierten Co- und FeNi-Schicht (a) einer $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ -Struktur und (b) einer $1 \times 2 \mu\text{m}^2$ -Struktur. Jeweils links: Idealisierte Domänen-Konfiguration, rechts: Ergebnis der Relaxation.

5.2.3. Simulationen

Mit mikromagnetischen Simulationen wird der Einfluss von Streufeldern an Domänenwänden der Co-Schicht auf die Magnetisierung in der FeNi-Schicht im Folgenden untersucht. Es werden Dreifachlagen-Mikrostrukturen betrachtet, die aus einer Co-Schicht (16 nm) und einer FeNi-Schicht (4 nm) bestehen. Die magnetischen Schichten wechselwirken über magnetostatische Dipolfelder (2.12) sowie eine Interlagen-Austauschwechselwirkung (2.20) mit $C_{bl} = 0,36 \text{ J/m}^2$ und $C_{bq} = 0$, sodass eine Energieminimierung zu paralleler Ausrichtung der beiden magnetischen Schichten führt. Die Kopplungskonstante C_{bl} wurde durch Variation und Vergleich mit dem Experiment abgeschätzt. Es wurden die Standard-Parameter für Sättigungsmagnetisierung M_s und Austauschkonstante A für Co und FeNi verwendet (siehe Abschnitt 2.5.3). Den Gitterpunkten der Zwischenschicht wurde $M_s = 0$ und $A = 0$ zugeordnet. Ihre Dicke kann zwischen 1 bis etwa 5 nm frei gewählt werden, da sie nicht in (2.20) eingeht, und die Stärke der Streufelder an den Domänenwänden im Bereich von wenigen nm über der Co-Schicht näherungsweise konstant ist. Die Anisotropie in der Co-Schicht wurde variiert. Das Diskretisierungsgitter besteht aus $5 \times 5 \times 2 \text{ nm}^3$ -Zellen. Die simulierten Mikrostrukturen sind kleiner als im Experiment, um die Rechenzeit in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Dabei wurden die experimentellen Schichtdicken verwendet, um die Eigenschaften der Néel-Wände nicht zu verändern. Die magnetischen Schichten wurden entweder zunächst separat aus einer idealisierten Konfiguration (Abb. 5.8) relaxiert, bevor sie kombiniert wurden, oder mit einer idealisierten Konfiguration in einer oder in beiden Schichten direkt zusammen relaxiert.

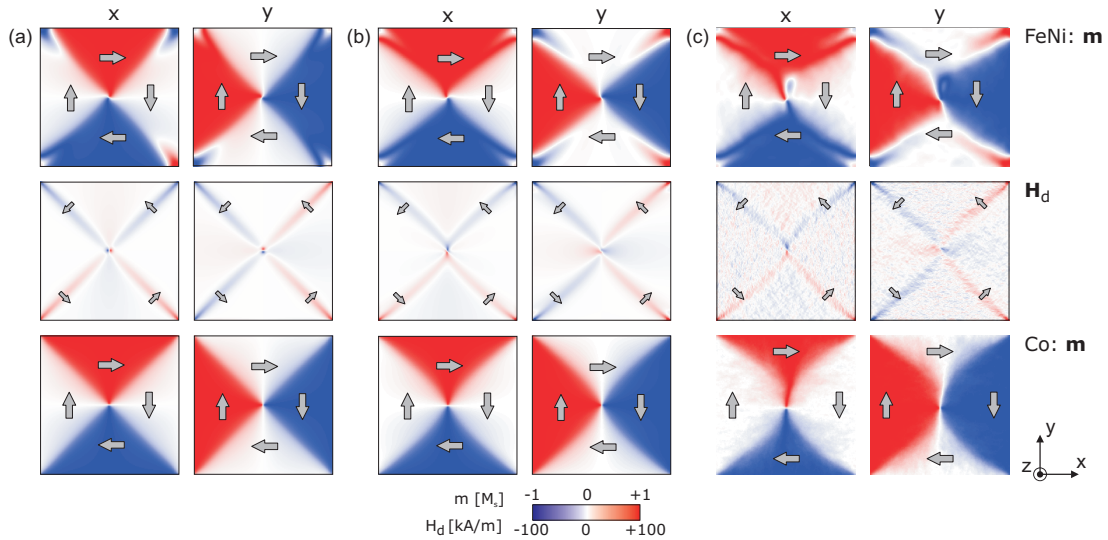


Abbildung 5.9.: Simulation der $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ Mikrostruktur mit verschiedenen Parametern. (a) Ohne Anisotropie, (b) unter Berücksichtigung einer über die Struktur gemittelten effektiven Anisotropie ($K_u = 10 \text{ kJ/m}^3$) entlang der y-Achse, (c) unter Berücksichtigung einer zufallsverteilten Anisotropie mit effektiver y-Komponente (entsprechend dem Experiment). Oben: Magnetisierung in der FeNi-Schicht, Mitte: Streufeld H_d zwischen den beiden magnetischen Schichten, unten: Magnetisierung in der Co-Schicht.

90°-Wände mit Überdrehung (Typ 2)

Für Simulationen der (Typ 2)-Wände wurde eine $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ -Struktur in Landau-Konfiguration (Abb. 5.8-a) betrachtet. Zu Beginn der Relaxation des Dreifachlagen-Systems sind beide Schichten in der gleichen separat relaxierten Domänen-Konfiguration. Eine Anisotropie in der Co-Schicht wurde zunächst vernachlässigt ($K_u = 0$). Im Gleichgewichtszustand zeigt sich in der FeNi-Schicht deutlich der Einfluss der Streufelder von der Co-Schicht an den Domänenwänden, während die Co-Schicht von der FeNi-Schicht nicht beeinflusst wird (Abb. 5.9-a). In der FeNi-Schicht ist die Magnetisierung in den Ecken entweder nach außen oder nach innen gerichtet. Es handelt sich somit um Domänenwände (Typ 2a) oder (Typ 2b). Welche der beiden während der Relaxation entsteht, ist zufällig. Mit einem kleinen äußeren Magnetfeld von 1 mT zu Beginn der Relaxation, das eine Richtung vorgibt, lassen sich in der Struktur alle Kombinationen von ein- und auswärts drehenden Domänenwänden erzeugen. Die Gesamtenergie der relaxierten Struktur ändert sich dabei nicht.

Domänenwände (Typ 2a) und (Typ 2b) sind somit energetisch gleich in einer

quadratischen Mikrostruktur ohne Anisotropie. Wird nun dieselbe Mikrostruktur simuliert, wobei zusätzlich eine effektive uniaxiale Anisotropie mit $K_u = 10 \text{ kJ/m}^3$ entlang der y-Achse berücksichtigt wird, so ist die Verteilung der (Typ 2a)- und (Typ 2b)-Wände nach der Relaxation nicht mehr zufällig (5.9-b). Die Überdrehung der Magnetisierung setzt sich weiter in Richtung Zentrum der Mikrostruktur fort und ist derart, dass ein Vorzeichenwechsel jeweils in m_y auftritt. Dies entspricht den experimentellen Beobachtungen.

Die Simulation lässt sich noch weiter an das Experiment anpassen, indem statt einer homogenen effektiven Anisotropie eine zufallsverteilte Anisotropie mit $K_u = 520 \text{ kJ/m}^3$ verwendet wird (Abb. 5.9-c). Dazu werden die drei Komponenten der Anisotropie-Achse a_x , a_y und a_z gleichverteilt zufallsgeneriert mit $a_x \in [0; 1]$, $a_y \in [0; 1,05]$ und $a_z \in [0; 1]$. Es entsteht ein Vektorfeld mit einer kleinen effektiven Vorzugsrichtung in y. Die effektive Anisotropie beträgt hier 5% von K_u , also 26 kA/m . Die Überdrehung der Magnetisierung setzt sich nun bis zum Zusammentreffen der beiden (Typ 2)-Wände fort. Ferner besitzen die Domänenwände in der FeNi-Schicht eine unregelmäßige wellige Struktur, wie es auch im Experiment zu beobachten ist.

270°-Wände (Typ 1)

Für Simulationen der (Typ 1)-Wände wurde eine $1 \times 2 \text{ }\mu\text{m}^2$ -Struktur in Landau-Konfiguration (Abb. 5.8-b) betrachtet. Im Unterschied zur quadratischen Struktur befindet sich das Vortex-Zentrum nicht im Schnittpunkt der 90°-Wände, sondern diese vereinigen sich zu einer 180°-Wand. Die Domänenwand-Kopplung kann somit unabhängig vom Vortex-Zentrum untersucht werden. Es wurde eine homogene Anisotropie mit effektivem $K_u = 20 \text{ kJ/m}^3$ in y-Richtung verwendet. Mit einer kleineren Anisotropie geht die 180°-Wand in eine *cross-tie*-Wand über. Für die Herstellung der speziellen Startkonfigurationen in der FeNi-Schicht wurde die Magnetisierung auf einem relativ groben 13×26 Raster mit 8 möglichen Richtungen per Hand definiert (Abb. 5.10). Es wurde je ein Bild mit 8 Graustufen für die x- und die y-Komponente hergestellt, aus denen dann die Eingabedatei für OOMMF generiert wurde.

Die Startkonfiguration ist zunächst eine in beiden magnetischen Schichten separat relaxierte Landau-Konfiguration (Abb. 5.11-a). Wie in der quadratischen Struktur entstehen bei der Relaxation auch hier (Typ 2)-Wände. Die 180°-Wand

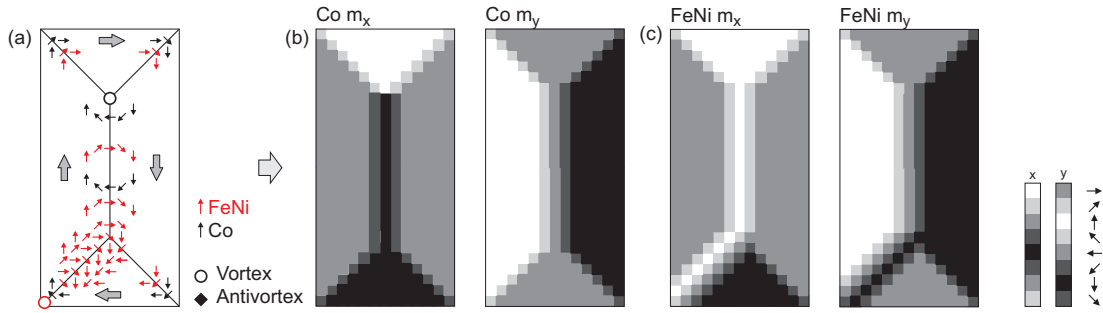


Abbildung 5.10.: Beispiel für die Herstellung einer speziellen Startkonfiguration auf einem 13×26 Raster mit 8 möglichen Richtungen für die Magnetisierung. (a) Skizze mit Pfeilen, (b),(c) entsprechende Darstellung in Graustufen für m_x und m_y in der Co- und der FeNi-Schicht. Mit diesen Bildern wurden dann die Eingabedateien für die Startkonfiguration generiert.

relaxiert in der FeNi-Schicht jedoch nicht derart, dass die Magnetisierung in den beiden Schichten entgegengesetzt dreht, wie im Experiment beobachtet. Sondern es entsteht eine Art Doppelwand, bestehend aus einer Quasiwand mit entgegengesetzter Orientierung bezüglich der Co-Schicht neben einer echten 180° -Wand mit dem ursprünglichen Drehsinn. Die Gesamtenergiedichte dieser Konfiguration beträgt 7655 J/m^3 .

Für eine vollständige Umkehr des Drehsinns der 180° -Wand müssen entweder die Vortizes in den beiden Schichten in entgegengesetzte Richtungen an die gegenüber liegenden Enden der 180° -Wand verschoben werden (Abb. 5.11-b) oder es muss ein Vortex-Antivortex-Paar in der FeNi-Schicht erzeugt werden (Abb. 5.11-c). In Konfiguration (c) ist in der FeNi-Schicht ein Antivortex im Zentrum der Struktur über dem Vortex in der Co-Schicht und jeweils ein Vortex am oberen und unteren Ende der 180° -Wand. Für beide Fälle muss ausgehend von Konfiguration (a) eine Energiebarriere überwunden werden, was während der Relaxation zu einem Energieminimum nicht möglich ist. Die Relaxation aus den Konfigurationen (b) und (c) liefern ebenfalls (Typ 2)-Wände mit einer Gesamtenergiedichte von 6878 J/m^3 in (b) und 7388 J/m^3 in (c).

Aus den Konfigurationen (b) oder (c) wird eine 270° -Wand gebildet, wenn das Vortex-Zentrum vom Ende der 180° -Wand in eine Ecke der Mikrostruktur verschoben wird (Abb. 5.11-e und -f). Auch hierfür ist ausgehend von den Konfigurationen (b) oder (c) eine Energiebarriere zu überwinden. Konfiguration (e) entspricht Konfiguration (b) mit einer 270° -Wand in der linken unteren Ecke.

Konfiguration (f) entspricht Konfiguration (c) mit einer 270° -Wand in der linken unteren und in der rechten oberen Ecke. Die Gesamtenergiedichte der relaxierten Magnetisierung beträgt 6936 J/m^3 in Konfiguration (e) und 7538 J/m^3 in Konfiguration (f).

Im Experiment entsteht eine 270° -Wand bei der Probenpräparation. Sie sollte sich daher auch aus einer Simulation ergeben, bei der die Probenpräparation berücksichtigt wird. In erster Näherung wird eine zufallsverteilte Magnetisierung als Startkonfiguration in der FeNi-Schicht angenommen: Die FeNi-Schicht wird auf eine Co-Schicht aufgebracht, die bereits eine gewisse Domänen-Konfiguration vorgibt. Eine Relaxation einer Startkonfiguration mit einer Landau-Konfiguration in der Co-Schicht wie in Abb. 5.11-c und zufallsverteilter Magnetisierung in der FeNi-Schicht (nicht dargestellt) liefert dennoch wieder Konfiguration (c) mit (Typ 2)-Wänden. Andererseits ist die im Experiment beobachtete Domänen-Konfiguration in der Co-Schicht ein remanenter Zustand, der sich einstellt, sobald die Probe aus dem Probenhalter entnommen wird. Während der Präparation wird die Magnetisierung in einem externen Magnetfeld gesättigt. Dieser Ummagnetisierungsprozess lässt sich nur schwer simulieren. Mit einer gesättigten Magnetisierung in beiden Schichten als Startkonfiguration relaxiert das System wegen der Streufelder am Rand der Struktur (siehe auch Abb. 2.4-a) in eine Konfiguration mit entgegengesetzt gesättigter Magnetisierung in den beiden Schichten (nicht dargestellt).

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, nur in der FeNi-Schicht eine gesättigte Magnetisierung (in $-y$ -Richtung) vorzugeben, während die Co-Schicht bereits in der Landau-Konfiguration ist (Abb. 5.11-d). In diesem Fall entsteht in der FeNi-Schicht eine Doppelwand ähnlich wie bei Konfiguration (a). Jedoch entsteht zusätzlich eine 360° -Wand, da die Magnetisierung in der linken Domäne in der FeNi-Schicht während der Relaxation umgedreht wird. Der Umkehrprozess beginnt jeweils unten und oben an der rechten Domäne, die bereits parallel zur Co-Schicht magnetisiert ist, und führt so zu einer 360° -Wand in der linken Domäne, die quer von der Mitte der Struktur zum Rand verläuft. Diese 360° -Wand ist mit der 180° -Doppelwand verbunden und bewegt sich während der Relaxation nach unten zur Ecke der Struktur. Auf diese Weise wird die Doppelwand aufgespalten in eine 180° -Wand mit entgegengesetztem Drehsinn und eine 360° -Wand. In der oberen Hälfte der Struktur wandert der Vortex in der Co-Schicht

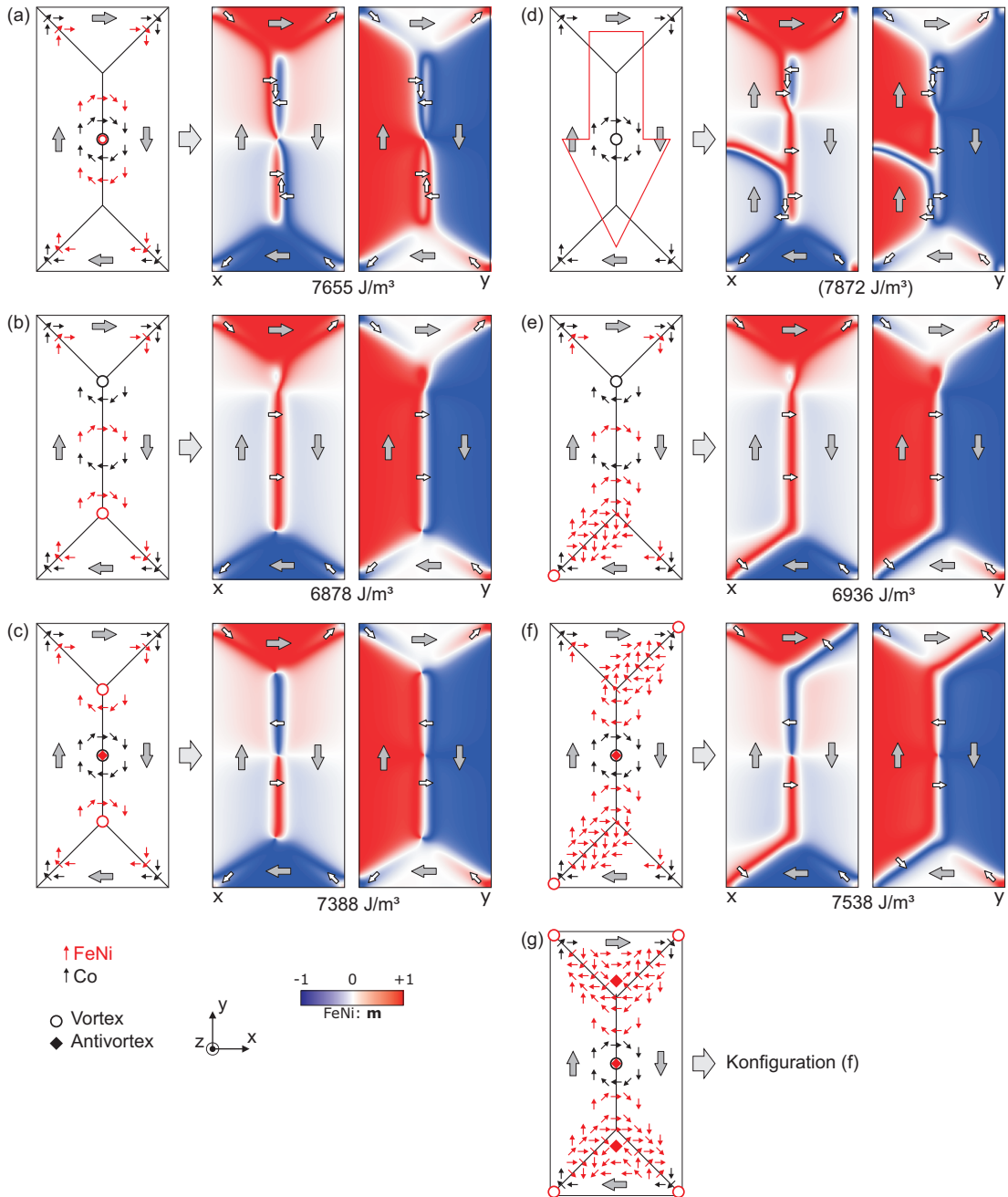


Abbildung 5.11.: Simulationen zu 270° -Wänden. Startkonfiguration als Skizze mit Pfeilen (links) und relaxierte Magnetisierung der FeNi-Schicht (rechts) mit Gesamtenergiedichte. Die Relaxation (d) ist nicht beendet. Die Relaxation in (g) führt zur Konfiguration (f).

zusammen mit dem Ende der Doppelwand nach oben, sodass auch hier eine 180° -Wand mit entgegengesetztem Drehsinn entsteht. Die Gesamtenergiedichte des in Abb. 5.11-d dargestellten Zwischenergebnisses der Relaxation beträgt 7872 J/m^3 . Da die Relaxation sehr langsam verläuft, wurde sie nicht beendet. Das erwartete Ergebnis ist Konfiguration (e).

Ein Gleichgewichtszustand mit zwei sich treffenden 270° -Wänden aus einer Startkonfiguration, wie sie in Abb. 5.11-g skizziert ist, ließ sich nicht herstellen. Die Relaxation führt wieder zu Konfiguration (f) mit nur einer 270° -Wand an jeder Seite der Struktur. Dies liegt vermutlich daran, dass diese Konfiguration einen Antivortex enthält, dessen Zentrum nicht auf einer Linie mit den Zentren seiner benachbarten Vortizes liegt. Solche Konfigurationen sind im Allgemeinen instabil. Auch im Experiment wurden zwei sich treffende 270° -Wände nicht beobachtet.

5.2.4. Zusammenfassung und Diskussion

Es wurde der Einfluss von magnetostatischen Streufeldern und magnetischer Anisotropie auf die Kopplung der magnetischen Schichten in FeNi/Cu/Co-Mikrostrukturen insbesondere an 90° -Domänenwänden untersucht. Die im Experiment beobachteten Domänenwände mit entgegengesetztem Kontrast in der FeNi-Schicht (Abb. 5.3) wurden als 270° -Wände (Typ 1) oder 90° -Wände mit Überdrehung (Typ 2) identifiziert.

Mikromagnetische Simulationen der Dreifachlagen, die eine Wechselwirkung der beiden magnetischen Schichten über eine effektive parallele Kopplung und magnetostatische Dipolfelder berücksichtigen, reproduzieren die experimentellen Beobachtungen und liefern einen Zusammenhang zwischen der Art der Überdrehung der Magnetisierung in 90° -Wänden in der FeNi-Schicht mit der Anisotropie in der Co-Schicht. Für die Simulation einer 270° -Wand wurden verschiedene Konfigurationen (a)–(f) betrachtet (Abb. 5.11). Eine 270° -Wand entsteht in der Simulation durch Relaxation der Konfiguration (d): eine gesättigten FeNi-Schicht auf einer Co-Schicht in Landau-Konfiguration. Diese Situation ist vergleichbar mit dem Ummagnetisierungsprozess nach der Probenpräparation.

Die Energie einer (Typ 1)-Wand im Vergleich zu einer (Typ 2)-Wand kann mit der Energiedifferenz der Konfigurationen (b) und (e) sowie (c) und (f) abgeschätzt werden. Ferner kann die Energie der Vortex-Antivortex-Konstruktion in der FeNi-Schicht entlang der 180° -Wand aus der Energiedifferenz der Konfigurationen (b)

und (c) sowie (e) und (f) abgeschätzt werden:

Konfigurationen	Energiedifferenz ΔE
(b) (e)	58 J/m ³
(c) (f)	150 J/m ³
(b) (c)	510 J/m ³
(e) (f)	602 J/m ³

Konfiguration (f) enthält zwei (Typ 1)-Wände, Konfiguration (e) eine der gleichen Länge l . Mit der Annahme, dass sich die beiden 90°-Wände in einem 90°-Winkel treffen³ ist $l = (B/\sqrt{2})$ mit der Breite der Struktur $B = 1 \mu\text{m}$. Daraus ergibt sich im Mittel eine Differenz der Energiedichte pro μm der beiden Domänenwandtypen (1) und (2) von

$$\frac{1}{l} \left(\frac{\Delta E_{be} + \Delta E_{cf}/2}{2} \right) \text{ J/m}^3 = 94 \frac{\text{J/m}^3}{\mu\text{m}} \quad (5.1)$$

Im Vergleich dazu ergibt sich für die Energie der Vortex-Antivortex-Konstruktion

$$\left(\frac{\Delta E_{bc} + \Delta E_{ef} - \Delta E_{cf}/2}{2} \right) \text{ J/m}^3 = 518,5 \text{ J/m}^3. \quad (5.2)$$

Diese Energiedifferenz ist etwa fünf mal größer als die Energiedifferenz zwischen einer (Typ 1)-Wand und einer (Typ 2)-Wand der Länge $l = 1 \mu\text{m}$.

Die in diesem Abschnitt erzielten Ergebnisse wurden in Referenz [KMB⁺11] veröffentlicht.

³Wegen der Anisotropie in der Co-Schicht ist der Winkel zwischen den beiden 90°-Wänden etwas größer und die 90°-Wände somit etwas kürzer.

5.3. Magnetisierungsdynamik

5.3.1. Einführung und Motivation

Nach der erfolgreichen Messung der Magnetisierungsdynamik in FeNi-Mikrostrukturen wurden entsprechende Messungen mit Dreifachlagen durchgeführt. Die statischen Eigenschaften dieser Dreifachlagen wurden im vorhergehenden Abschnitt 5.2 diskutiert. Es ergaben sich allerdings einige Schwierigkeiten bei den dynamischen Messungen der Dreifachlagen. Die sehr dünne FeNi-Schicht (4 nm) liefert im Vergleich zu den FeNi-Einfachlagen (20 nm) ein nur sehr kleines Signal. Hinzu kommt das in Abschnitt 3.3 angesprochene Problem mit elektrischen Überschlüssen von der Probe zur Objektiv-Linse des PEEMs sowie Aufladungseffekte.

5.3.2. Experimentelle Ergebnisse

Die Magnetisierungsdynamik wurde mit zwei Mikrostrukturen untersucht, die sich geringfügig in Größe und Schichtdicken unterscheiden (Abb. 5.12):

- (a) Probe 1: $15 \times 5 \mu\text{m}^2$ mit 4 nm FeNi / 2,5 nm Cu / 15 nm Co
- (b) Probe 2: $10 \times 5 \mu\text{m}^2$ mit 4 nm FeNi / 2,0 nm Cu / 20 nm Co

Probe 1 wurde mit dem IS-PEEM der AG-Kuch gemessen, Probe 2 mit dem SPEEM von BESSY II. Die Form und Intensität des anregenden Magnetfeldpulses $\mathbf{B}(\Delta t)$ wurde wie in Abschnitt 3.3 beschrieben bestimmt. Er ist bei beiden Messungen zunächst etwa dreiecksförmig mit einem Maximum von etwa 3 mT, gefolgt von einem *Ringings* (Abb. 5.12-c). Die maximale Magnetfeldstärke kann wegen des *Ringings* nur abgeschätzt werden. Die Breite des dreiecksförmigen Teils bei halbem Maximum beträgt 150 ps bei den Messungen von Probe 1 und 200 ps bei den Messungen von Probe 2.

Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt Abb. 5.12-c. Die Komponente der Magnetisierung m_{\parallel} parallel zum Magnetfeldpuls $\mathbf{B}(\Delta t)$ in der FeNi-Schicht, gemittelt in den Bereichen der Probe, in denen $m_{\parallel}(t = 0) \approx 0$ ist, wurde als Funktion der Verzögerung Δt aufgetragen. Die Magnetisierung wird vom Magnetfeldpuls ausgelenkt und relaxiert nach etwa 1 ns in ihre Ursprungslage zurück. Eine Präzessionsbewegung ist nicht zu beobachten. Dieses Ergebnis unterscheidet sich grundlegend von der Magnetisierungsdynamik der FeNi-Einfachlagen, bei denen die

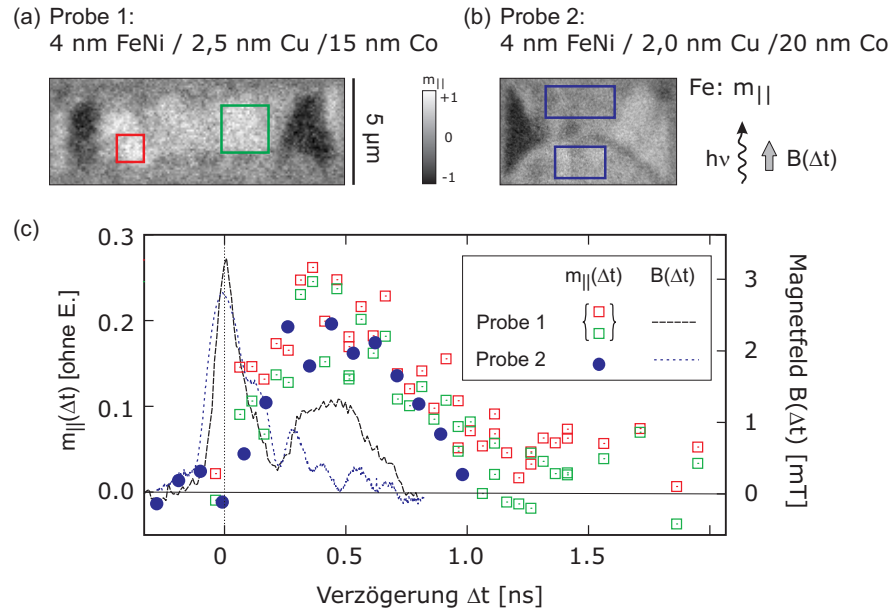


Abbildung 5.12.: Magnetisierungsdynamik der Dreifachlagen. (a),(b) XMCD-Bilder der FeNi-Schicht der beiden untersuchten Mikrostrukturen Probe 1 (gemessen mit IS-PEEM) und Probe 2 (gemessen mit SPEEM) vor der Anregung. (c) Anregender Magnetfeldpuls $B(\Delta t)$ und Komponente der Magnetisierung $m_{||}(\Delta t)$ in der FeNi-Schicht gemittelt in den in (a) und (b) gekennzeichneten Flächen als Funktion der Verzögerung Δt zwischen Anrege- und Abfragepuls.

Frequenz der Präzessionsbewegung $m_{||}$ bei etwa 3 GHz liegt. Würde man bei den Dreifachlagen die Auslenkung der Magnetisierung als Präzession interpretieren, dann entspräche $t = 1$ ns etwa einer halben Periode. Die Frequenz läge somit bei 0,5 GHz, was unrealistisch ist. Es wurde in Kapitel 4 mit Simulationen gezeigt, dass die Frequenz eines einzelnen 5 nm dicken FeNi-Films bei etwa 2 GHz liegt, die Präzessionsbewegung in einem dünneren Film also langsamer ist. Durch die Kopplung der FeNi-Schicht an die Co-Schicht ist jedoch eine höhere Frequenz zu erwarten. Die Magnetisierungsdynamik scheint hier von einem Effekt überlagert zu sein, der in beiden Messungen auftritt. Möglicherweise ist die dünne polykristalline FeNi-Schicht teilweise durch die Cu-Zwischenschicht oder die Cu-Deckschicht verunreinigt. Dies würde zu einer höheren Dämpfung der Dynamik führen.

5.3.3. Simulationen

Betrachtet wird eine $1 \times 2 \mu\text{m}^2$ -Struktur betrachtet, wie sie bereits im vorhergehenden Abschnitt 5.2 im Zusammenhang mit (Typ 1)-Wänden diskutiert wurde. Die Magnetisierung in der Co-Schicht befindet sich in einer Landau-Konfiguration mit vier 90° -Wänden, die sich paarweise zu einer 180° -Wand zusammenschließen. Es werden zwei Konfigurationen A und B verglichen, die sich in der Gestalt der 90° -Domänenwände in der FeNi-Schicht unterscheiden (Konfiguration (c) und (f) in Abb. 5.11). In Konfiguration A treten nur (Typ 2)-Wände auf, die Konfiguration B enthält (Typ 1)- und (Typ 2)-Wände⁴. Zur Anregung der Magnetisierung wurde ein symmetrischer dreiecksförmiger Magnetfeldpuls in x-Richtung mit einem Maximum von 12 mT bei $t = 0,08$ ns verwendet (Abb. 5.14-g).

Die Präzessionsfrequenzen lassen sich wie in Kapitel 4 mit einer Fourier-Transformation (FT) aus der zeitabhängigen Magnetisierung bestimmen. Das Zeitintervall T für die FT beginnt nach dem Magnetfeldpuls bei $t_0 = 0,3$ ns. Seine Länge beträgt bei den FeNi-Schichten $T = 3$ ns. Die Amplitude der Präzession in der Co-Schicht ist relativ klein, so dass es hier teilweise günstiger ist $T = 1$ ns zu wählen. Das Zeitintervall T der FT führt zu Frequenzschritten T^{-1} . Als Fehlerintervall der Präzessionsfrequenzen wird ein halber Frequenzschritt angegeben.

Co-Einfachlage

Bei der in Abschnitt 5.2 betrachteten magnetostatischen Domänenwand-Kopplung konnte der Einfluss der FeNi-Schicht auf die Co-Schicht vernachlässigt werden, da die Relaxation zum Gleichgewichtszustand des Dreifachlagensystems die Co-Schicht nicht nennenswert verändert hat. Im dynamischen Fall unterscheiden sich die Präzessionsmoden in der Co-Schicht im Dreifachlagensystem von denen in einer Co-Einfachlage. Um die durch die Kopplung verursachten Effekte identifizieren zu können, wird zunächst eine Co-Einfachlage betrachtet (Abb. 5.13), die mit dem gleichen Puls (Abb. 5.14-g) angeregt wurde.

Die Abb. 5.13 zeigt eine Modellskizze der betrachteten Domänenkonfiguration (links), den zeitlichen Verlauf der Komponente $m_{||}(t)$ der Magnetisierung parallel zum Magnetfeldpuls (Mitte), sowie die Fourier-Transformation $FT(m_{||})$ zur

⁴(Typ 1)-Wände sind 270° -Wände, (Typ 2)-Wände sind 90° -Wände mit Überdrehung der Magnetisierung ein- oder auswärts bezüglich der 90° -Drehung (siehe Abschnitt 5.2).

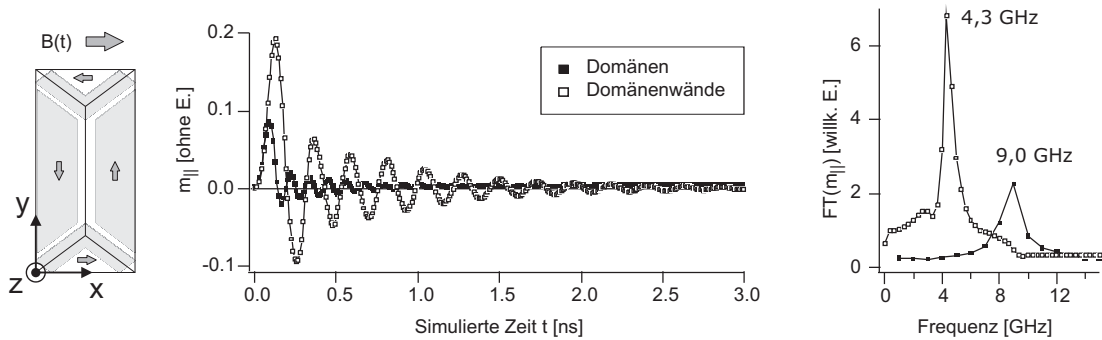


Abbildung 5.13.: Präzession der Magnetisierung in einer Co-Einfachlage. Die Komponente der Magnetisierung $m_{||}$ wurde in den grau skizzierten Flächen (links) gemittelt, als Funktion der simulierten Zeit t aufgetragen (Mitte) und Fourier-transformiert (rechts).

Bestimmung der Präzessionsfrequenz (rechts). Für eine Unterscheidung der Magnetisierungsdynamik in den Domäne (ausgefüllte Symbole) und in den Domänenwänden (nicht ausgefüllte Symbole) wurde $m_{||}$ in den entsprechenden Flächen gemittelt. In den beiden großen Domänen findet sich eine Präzessionsmode bei $(9,0 \pm 0,5)$ GHz. Die Domänenwand-Mode besitzt mit $(4,3 \pm 0,2)$ GHz etwa die halbe Frequenz. Kobalt besitzt eine größere Sättigungsmagnetisierung M_S und Austauschkonstante A als Permalloy. Dies führt zu größeren Energiedichten der Austauschwechselwirkung (2.8) und der Dipolwechselwirkung (2.12) und somit zu einem betragsmäßig größeren effektiven Feld (2.29), was zu einer größeren Präzessionsfrequenz führt. Ferner wurde eine uniaxiale Anisotropie (2.9) mit $K_u = 20$ kJ/m³ berücksichtigt, was die Energiedichte im Vergleich zu Permalloy weiter erhöht. In Permalloy-Mikrostrukturen, die in Abschnitt 4.2 und 4.3 diskutiert wurden, lag die Frequenz der Domänenmode zwischen 2,0 und 3,7 GHz und die Domänenwandmode bei 1,0 bis 1,5 GHz.

FeNi/Cu/Co-Dreifachlagen

Die Abb. 5.14 zeigt in (a) Modellskizzen der betrachteten Domänenkonfigurationen A und B, in (b–f) Bilder der Komponente der Magnetisierung $m_{||}$ zu verschiedenen Zeitpunkten, sowie in (g) den Magnetfeldpuls. Die größte Auslenkung der Magnetisierung ist, wie in Kapitel 4, in den Domänen zu finden, in denen das Drehmoment (2.22) maximal ist. In diesen Bereichen ist $m_{||} \approx 0$, sodass sie in den Bildern weiß erscheinen. Bei $t = 0,11$ ns ist in beiden Konfigurationen A

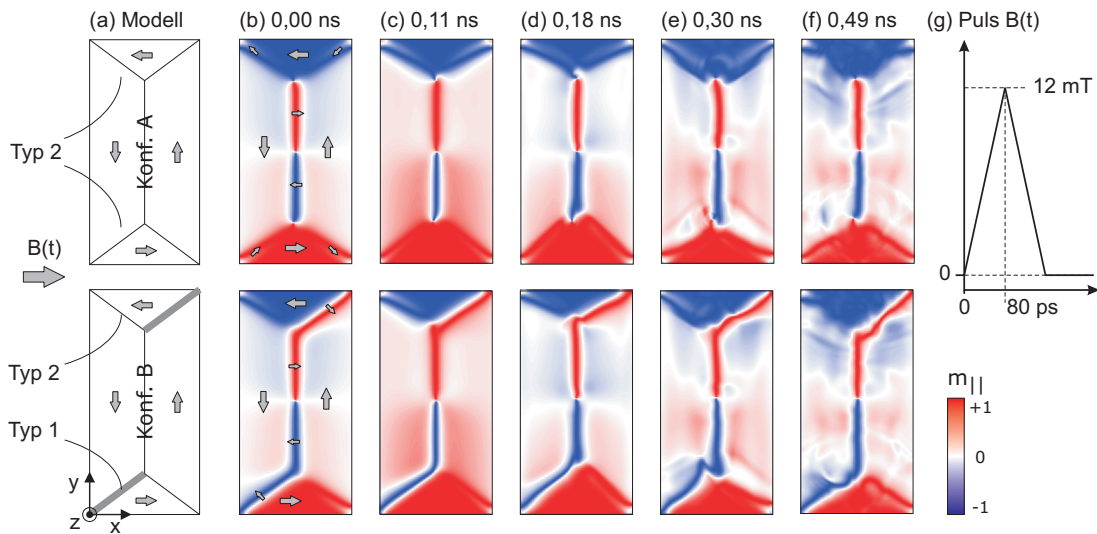


Abbildung 5.14.: Simulierter zeitlicher Verlauf der Magnetisierung des Dreifachlagensystems in den ersten $0,49$ ns nach der Anregung. a) Modellskizze der betrachteten Konfigurationen. (b) – (f) XMCD-Bilder der Komponente der Magnetisierung $m_{||}$ in der FeNi-Schicht zu verschiedenen Zeiten t . Oben: Konfiguration A, unten: Konfiguration B. (g) Skizze des Magnetfeldpulses.

und B eine maximale Auslenkung der Magnetisierung in diesen Domänen erreicht (Abb. 5.14-c). Bei $t = 0,18$ ns sind dann die 90° -Wände maximal verschoben und gewölbt, sodass die obere Domäne (entgegengesetzt zu $\mathbf{B}(t)$ magnetisiert) geschrumpft ist, während die untere Domäne (parallel zu $\mathbf{B}(t)$ magnetisiert) größer geworden ist (Abb. 5.14-d). Bis zu diesem Zeitpunkt verhalten sich beide Konfigurationen nahezu identisch. Nach $0,30$ ns sind die 90° -Wände maximal in die jeweils andere Richtung verschoben und gewölbt. In Konfiguration A passiert dies für die oberen und unteren 90° -Wände (Typ 2) in gleicher Weise. In Konfiguration B kommt es in der unteren linken 270° -Wand (Typ 1) zu einer Z-förmigen Verformung kurz vor dem Übergang zur 180° -Wand (Abb. 5.14-e). Erst bei $t = 0,49$ ns ist diese Verformung wieder ausgeglichen (Abb. 5.14-f). Die Bewegung der (Typ 1)-Wand scheint träger zu sein als bei einer (Typ 2)-Wand, vermutlich weil die magnetischen Momente um einen größeren Winkel gedreht werden müssen.

Die Abb. 5.15 zeigt noch einmal die Modellskizzen der betrachteten Domänenkonfigurationen, den zeitlichen Verlauf der Komponente $m_{||}(t)$ in der Co-Schicht (schwarze Quadrat-Symbole) und in der FeNi-Schicht (rote Kreis-Symbole) in Konfiguration A (ausgefüllte Symbole) und B (nicht ausgefüllte Symbole), sowie die Fourier-Transformation $FT(m_{||})$ zur Bestimmung der Präzessionsfrequenz.

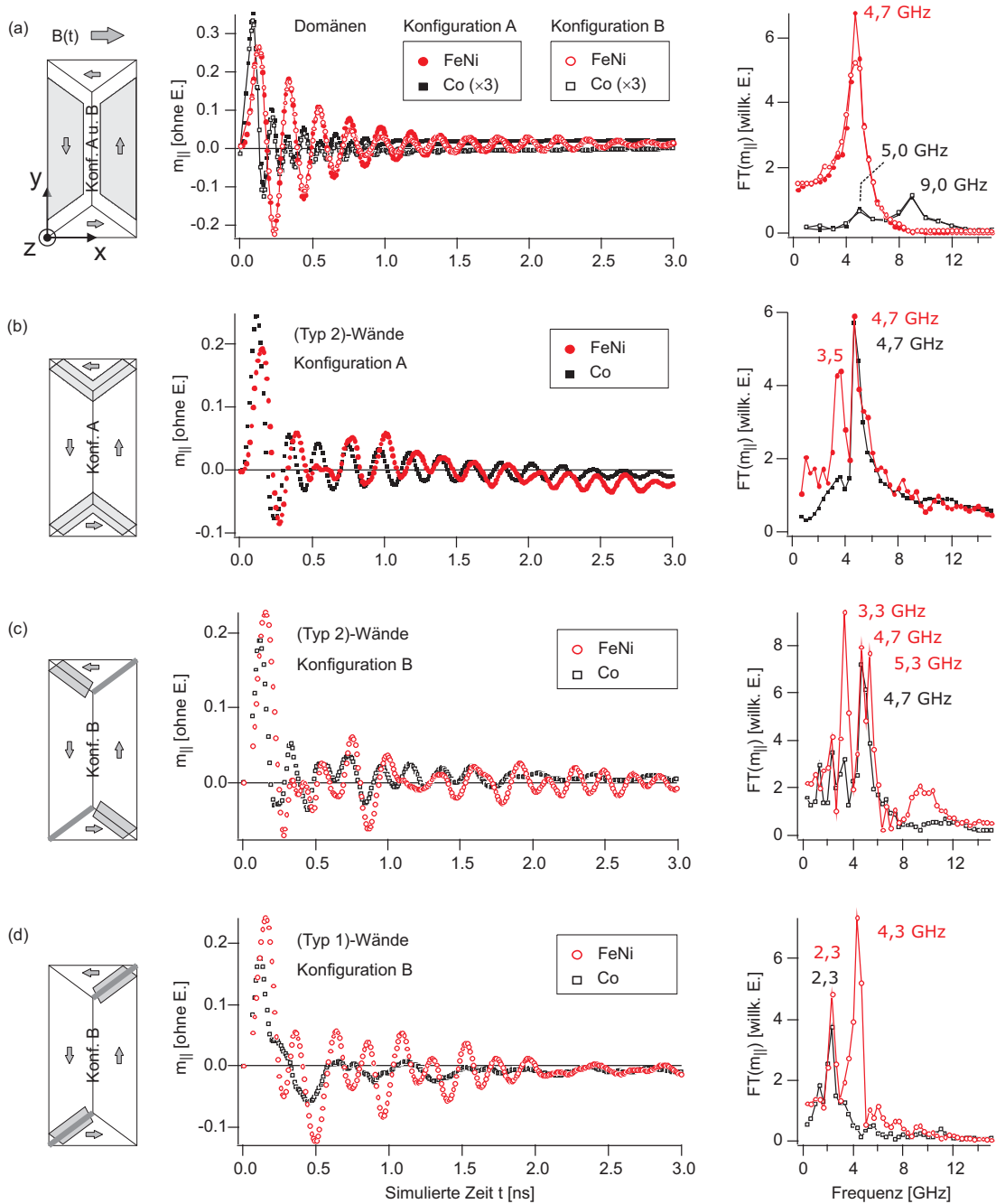


Abbildung 5.15.: Präzession der Magnetisierung im Dreifachlagensystem. Die Komponente der Magnetisierung $m_{||}$ wurde in den grau skizzierten Flächen (links) gemittelt, als Funktion der simulierten Zeit t aufgetragen (Mitte) und Fourier-transformiert (rechts).

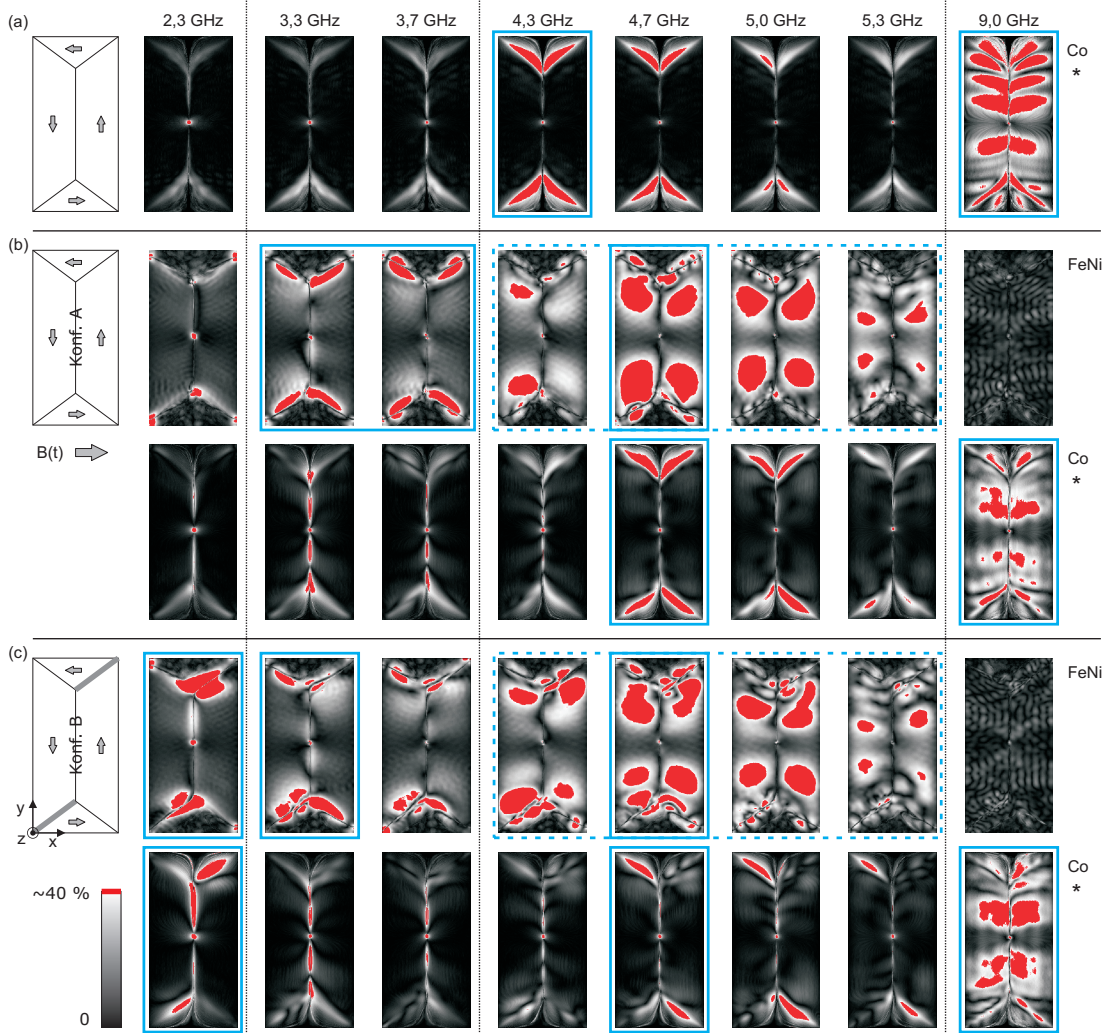


Abbildung 5.16.: Ortsaufgelöste Fourier-Transformation. (a) Co-Einfachlage, (b) FeNi/Cu/Co-Dreifachlagen Konfiguration A, (c) FeNi/Cu/Co-Dreifachlagen Konfiguration B. Die in Abb. 5.13 und 5.15 beschrifteten Frequenzen sind blau umrandet. Grauwerte von schwarz bis weiß repräsentieren Intensitäten von 0 bis etwa 40% des Maximalwerts, alle größeren Intensitäten sind rot dargestellt. *Die Intensität bei 9 GHz in der Co-Schicht (rechts) wurde ab Werten größer 10% rot dargestellt.

Für eine Unterscheidung der Magnetisierungsdynamik in den Domänen und in den Domänenwänden wurde m_{\parallel} in den entsprechenden Flächen gemittelt.

Im Dreifachlagensystem treten in den beiden großen Domänen der Co-Schicht zwei Präzessionsfrequenzen auf (Abb. 5.15-a): eine liegt bei $(9,0 \pm 0,5)$ GHz wie auch in der Co-Einfachschicht und eine weitere bei $(5,0 \pm 0,5)$ GHz. In der FeNi-Schicht findet sich (innerhalb des Fehlers) die halbe Präzessionsfrequenz von $(4,7 \pm 0,2)$ GHz. Bei der Präzessionsbewegung in der Co-Schicht fällt auf, dass die Komponente m_{\parallel} immer dann größer ist, wenn ihre Auslenkung der Auslenkung von m_{\parallel} in der FeNi-Schicht entgegengesetzt ist (Abb. 5.15-a-Mitte). Diese Asymmetrie in der Präzessionsbewegung führt zu der Intensität in der FT bei 5,0 GHz in der Co-Schicht. Zwischen Konfiguration A und Konfiguration B ist kein Unterschied in der Dynamik in den beiden großen Domänen festzustellen.

Die Dynamik der 90°-Domänenwände im Dreifachlagensystem ist abhängig ihrem Typ. An (Typ 2)-Wänden in Konfiguration A (Abb. 5.15-b) folgt die Komponente m_{\parallel} in der FeNi-Schicht der Co-Schicht mit einer kleinen Phasenverschiebung. Die Frequenz in der Co-Schicht ist mit $(4,7 \pm 0,2)$ GHz (innerhalb des Fehlers) gleich derjenigen in der Co-Einzelschicht (Abb. 5.13). In der FT erscheint in der FeNi-Schicht auch eine Intensität bei $(3,3 \pm 0,2)$ bis $(3,7 \pm 0,2)$ GHz, deren Ursprung hier noch nicht zu identifizieren ist.

Die Gyrationfrequenzen der (Typ 2)-Wände in Konfiguration B (Abb. 5.15-c) sind ähnlich wie in Konfiguration A, allerdings stärker moduliert, was vermutlich auf den Einfluss der (Typ 1)-Wände am Schnittpunkt mit den (Typ 2)-Wänden zurückzuführen ist. Die Gyrationfrequenzen der (Typ 1)-Wände in Konfiguration B (Abb. 5.15-d) ist in der FeNi-Schicht (wieder innerhalb des Fehlers) gleich derjenigen der (Typ 2)-Wände, nun aber moduliert durch die Gyration der Domänenwände in der Co-Schicht, deren Frequenz hier bemerkenswerter Weise zu einem relativ kleinen Wert von nur $(2,3 \pm 0,2)$ GHz verschoben ist.

Diese Analyse gibt insbesondere bezüglich der Dynamik der Domänenwände nur einen groben Überblick über die beteiligten Frequenzen, da die Magnetisierung in den jeweiligen Flächen gemittelt wird und die Information über die örtliche Verteilung der Fourier-Amplituden innerhalb der Flächen dabei verloren geht. In Abb. 5.16 sind daher die Fourier-Amplituden bei den in Abb. 5.13 und 5.15 beschrifteten Frequenzen orts aufgelöst dargestellt. Grauwerte von schwarz bis weiß repräsentieren Intensitäten von 0 bis etwa 40% des Maximalwerts, alle größeren

Intensitäten sind rot. Die Frequenz der (Typ 2)-Wände in der Co-Schicht ist in beiden Konfigurationen A und B verglichen mit der Co-Einzelschicht lediglich von 4,3 auf 4,7 GHz verschoben, was nur einem Frequenzschritt entspricht. Die Frequenz der (Typ 1)-Wände in der Co-Schicht ist mit 2,3 GHz deutlich kleiner. In der FeNi-Schicht ist diese Trennung nicht so deutlich.

Die 3,5 GHz-Modulation an (Typ 2)-Wänden in der FeNi-Schicht in Konfiguration A ist eine Mode, die entlang der gesamten Domänenwand verläuft und kann als Grundschwingung dieser Wand identifiziert werden. In Konfiguration B ist diese Mode ebenfalls zu beobachten.

Die Mode bei 4,7 GHz an (Typ 2)-Wänden in Konfiguration A besitzt in der FeNi-Schicht teilweise Knoten entlang der Wand und ist somit einer Oberschwingung der (Typ 2)-Wände zuzuordnen. Ihre Frequenz fällt sowohl mit der Frequenz der Domänen in der FeNi-Schicht als auch mit der Frequenz der Domänenwände in der Co-Schicht zusammen.

In Konfiguration B tritt diese Mode an beiden Domänenwandtypen auf. In der Co-Schicht hingegen gibt es bei 4,7 GHz hauptsächlich Intensität an (Typ 2)-Wänden. Die Präzession der Magnetisierung in den Domänen der FeNi-Schicht scheint in beiden Domänenwandtypen Oberschwingungen anzuregen.

5.3.4. Zusammenfassung und Diskussion

Mit mikromagnetischen Simulationen einer Co-Einfachlagen-Struktur (Abb. 5.13) und einer FeNi/Cu/Co-Dreifachlagen-Struktur in zwei Konfigurationen A und B (Abb. 5.12-a) konnten die Präzessions- und Gyrationenmoden in den magnetischen Schichten identifiziert werden. In der Co-Einzelschicht liegt die Domänenmode bei $(9,0 \pm 0,5)$ GHz. In der Dreifachschicht ist sie gekoppelt an die Präzession in der FeNi-Schicht, was zu einer Modulation der Präzession in der Co-Schicht mit $(4,7 \pm 0,2)$ GHz führt. Zu den Gyrationenmoden der Domänenwände lässt sich folgendes zusammenfassen:

- Die Gyration der (Typ 1)-Wände ist gekoppelt in den beiden magnetischen Schichten. Sowohl in der Co- als auch in der FeNi-Schicht liegt ihre Frequenz bei 2,3 GHz.
- Die Gyration der (Typ 2)-Wände ist unabhängig voneinander in den beiden magnetischen Schichten. In den betrachteten Konfigurationen A und B ist ihre Frequenz in der Co-Schicht mit 4,7 GHz quasi identisch mit der Fre-

quenz in der Co-Einzelschicht, während sie in der FeNi-Schicht zwischen 3,3 und 3,7 GHz liegt.

- Beide Domänenwandtypen (1) und (2) weisen in der FeNi-Schicht Oberschwingungen bei 4,3 bis 5,3 GHz auf, die an die Präzession in den Domänen der FeNi-Schicht gekoppelt sind.

Die experimentellen Beobachtungen lassen sich nur schwer mit den simulierten Ergebnissen vergleichen. Frequenzen von 5 GHz und höher liegen an der Grenze der experimentellen Zeitauflösung, die durch die Breite der *Single Bunches* von etwa 50 ps gegeben ist. Faltet man die simulierte Zeitabhängigkeit der Magnetisierung wie sie z. B. in Abb. 5.15-a für die FeNi-Schicht dargestellt ist, mit einer Normalverteilung entsprechend der experimentellen Zeitauflösung, so sind die Oszillationen jedoch noch deutlich erkennbar.

Möglicherweise ist aber auch die dünne polykristalline FeNi-Schicht teilweise durch die Cu-Zwischenschicht oder die Cu-Deckschicht verunreinigt. Dies würde zu einer höheren Dämpfung der Dynamik führen. Um diese Vermutung mit einer Simulation zu vergleichen, muss der Dämpfungsparameter α in der FeNi-Schicht auf einen höheren Wert ($\alpha \geq 0,5$) gesetzt werden als in der Co-Schicht ($\alpha = 0,01$). Eine solche Simulation wurde für das hier untersuchte System noch nicht durchgeführt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Kopplung und Dynamik in magnetischen Mikrostrukturen wurde mit zeit aufgelöster Photoelektronenemissionsmikroskopie (TR-PEEM) und mikromagnetischen Simulationen untersucht. TR-PEEM erlaubt einerseits eine elementspezifische Abbildung der Magnetisierung, andererseits lässt sich die Magnetisierungsdynamik stroboskopisch aufzeichnen. Mit einem Femtosekunden-Laser, fokussiert auf einen photosensitiven Schalter, wurden ultrakurze Strompulse im Picosekunden-Bereich in einer *Stripline* erzeugt. Auf der *Stripline* befinden sich die zu untersuchenden Mikrostrukturen, die dem in der Filmebene liegenden Ørsted-Feld der Strompulse ausgesetzt sind. Die so erzeugte Anregung wurde mit den Röntgenpulsen (Abfrage) von BESSY II synchronisiert, um ein Anrege-Abfrage-Experiment (*pump-probe*) zu realisieren. Untersucht wurde die magneto-statische Kopplung in Dreifachlagen-Mikrostrukturen sowie die Magnetisierungsdynamik in Einfach- und Dreifachlagen-Mikrostrukturen:

- (i) Präzession der Magnetisierung in den Domänen
- (ii) Gyration magnetischer Objekte wie Domänenwände oder Vortex-Zentren.

Zur Bestimmung der angeregten Moden wurde aus den aufgenommenen Zeitsequenzen von Bildern der Magnetisierung (XMCD-Bilder) die orts aufgelöste Fourier-Transformation (FT) berechnet. Das Zeitintervall T der FT führt zu Frequenzschritten T^{-1} . Als Fehlerintervall wird ein halber Frequenzschritt angegeben. Die Frequenz, Amplitude und örtliche Verteilung der Moden in den Mikrostrukturen ist abhängig von der Domänenkonfiguration und in den Dreifachlagen zusätzlich von der Wechselwirkung der magnetischen Schichten, wie im Folgenden näher beschrieben wird.

Dynamik in FeNi-Mikrostrukturen (Kapitel 4) Die Legierung $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ wird wegen ihrer sehr hohen Permeabilität als PermalloyTM bezeichnet. Sie besitzt

außerdem eine sehr kleine Koerzivität. In Mikrostrukturen führen diese Eigenschaften bei der Energieminimierung zu Domänenkonfigurationen mit einem geschlossenen magnetischen Fluss, die nach außen quasi streufeldfrei sind. So entsteht in kreisförmigen Mikrostrukturen meist eine Vortex-Konfiguration, in quadratischen Mikrostrukturen eine Landau-Konfiguration und in rechteckigen Mikrostrukturen eine *cross-tie*- oder Diamant-Konfiguration. Weiterhin lässt sich die Magnetisierung leicht mit kleinen äußeren Magnetfeldern beeinflussen. Permalloy-Mikrostrukturen sind somit ein ideales Medium für das Experiment, um Präzessionsbewegungen der Magnetisierung zu untersuchen, die sich mit der Landau-Lifshitz-Gleichung (2.28) beschreiben lassen.

In FeNi-Mikrostrukturen mit verschiedener Form und Domänenkonfiguration und gleicher Dicke $d = 20$ nm wurden experimentell in mit mikromagnetischen Simulationen untersucht. Simulationen mit variierenden Parametern in Abschnitt 4.3.3 zeigen, dass die experimentellen Frequenzen f_{exp} in den Mikrostrukturen gut angenähert werden, wenn die reale Größe der Struktur berücksichtigt und die Sättigungsmagnetisierung M_S angepasst wird (Tabelle 4.5):

Struktur	Größe [μm]	Konfiguration	f_{sim} [GHz]	f_{exp} [GHz]	$f_{\text{sim}}/f_{\text{exp}}$
Rechteck	5×10	Diamant	$2,0 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,3$	1,2
Quadrat	5×5	Landau	$2,0 \pm 0,2$	–	–
Kreis	5	Vortex	$2,0 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,3$	1,4
Ring	3 5	Vortex	$3,5 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,3$	1,75
Rechteck	5×15	<i>cross-tie</i>	$2,3 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,7$	0,75

Simulationen mit reduzierter Dicke d können die experimentellen Frequenzen noch weiter annähern. Eine Ausnahme bildet die Rechteckstruktur in *cross-tie*-Konfiguration.

Um die numerische Genauigkeit der Approximation zu erhöhen und Rechenzeit zu sparen wurden die Simulationen auch mit Gitterverfeinerung und halber lateraler Größe durchgeführt. Mit diesen Simulationen wurde in Abschnitt 4.4 die den Experimenten dieser Arbeit schlecht zugängliche Vortex-Dynamik untersucht. Es wurde gezeigt, dass

- (i) Schaltprozesse des Vortex-Zentrums von der Präzession der Magnetisierung angeregt werden
- (ii) der Radius der Gyration in der Quadratstruktur größer ist als in der Kreisstruktur, da das Vortex-Zentrum durch die Domänenwände fixiert ist.

Es bleibt zu klären, warum bei den simulierten Schaltprozessen die Polarisation des VZs nicht immer umgekehrt wird.

Kopplung in FeNi/Cu/Co-Mikrostrukturen (Kapitel 5.2) Dreifachlagensysteme aus einer magnetisch harten und einer magnetisch weichen Schicht, getrennt durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht, werden in vielen technischen Anwendungen genutzt. In solchen Systemen reagiert die magnetisch weichere Schicht stärker auf ein äußeres Magnetfeld, sodass die relative Orientierung der Magnetisierung in den Schichten als Sensor dienen kann. Mit der Dicke der Zwischenschicht lässt sich die Wechselwirkung der beiden magnetischen Schichten einstellen. Betrachtet wurde ein Dreifachlagensystem mit den Schichtdicken $t_{\text{FeNi}} = 4$ nm, $t_{\text{Co}} = 20$ nm und $t_{\text{Cu}} = 1,5 / 2 / 2,5$ und 3 nm. Die Wechselwirkung der beiden magnetischen Schichten wird in den polykristallinen Filmen von magnetischen Streufeldern dominiert.

Die magnetischen Domänen in Co-Mikrostrukturen wurden für die Experimente mit Dreifachlagen optimiert. Eine bei der Präparation der Co-Schicht mit einem statischen Magnetfeld induzierte Anisotropie führt zu den erwünschten Domänenkonfigurationen.

In den Dreifachlagen mit $t_{\text{Cu}} = 1,5$ nm ist die Magnetisierung wegen der Austausch- und Néel-Kopplung in den beiden magnetischen Schichten fast völlig parallel. Abweichungen finden sich an 180° -Domänenwänden, die auf eine Konkurrenz zwischen der parallelen und einer nicht-parallelen Kopplung hindeuten. Die nicht-parallele Kopplung wird von magnetostatischen Streufeldern vermittelt, die an den Domänenwänden in der magnetisch härteren Co-Schicht auftreten. Mit $t_{\text{Cu}} \geq 2$ nm ist an 180° -Wänden eine antiparallele Orientierung der Magnetisierung zu beobachten. An 90° -Wänden treten in der FeNi-Schicht verschiedene Domänenwandtypen auf:

Typ 1: 270° -Wand

Typ 2a: 90° -Wand mit Überdrehung auswärts

Typ 2b: 90° -Wand mit Überdrehung einwärts.

Domänenwände (Typ 1) werden in den XMCD-Bildern über einen Vorzeichenwechsel der x- und der y-Komponente der Magnetisierung identifiziert. In den Domänenwänden (Typ 2a) und (Typ 2b) findet ein Richtungswechsel im Drehsinn der Magnetisierung statt, sodass ein Vorzeichenwechsel nur in der y-Komponente auftritt.

Mit mikromagnetischen Simulationen wurde gezeigt, dass auf Grund der in der Co-Schicht induzierten Anisotropie parallel zur y -Achse ein Vorzeichenwechsel der y -Komponente in 90° -Wänden mit Überdrehung energetisch günstiger ist als ein Vorzeichenwechsel der x -Komponente. Ohne Anisotropie sind beide Varianten energetisch gleich. Eine Relaxation der Anfangswerte mit Landau-Konfiguration in der Co-Schicht und gesättigter Magnetisierung in der FeNi-Schicht führt zu einer 270° -Wand in der FeNi-Schicht. Die Gesamtenergie der relaxierten Konfiguration mit 270° -Wand ist nur leicht höher als mit einer 90° -Wand mit Überdrehung.

Dynamik in FeNi/Cu/Co-Mikrostrukturen (Kapitel 5.3) Das zuvor statisch untersuchte Dreifachlagensystem wurde mit Magnetfeldpulsen angeregt, um die dynamischen Eigenschaften dieses Systems zu untersuchen. Experimentelle Ergebnisse aus Dreifachlagen-Mikrostrukturen zu erhalten erwies sich wegen der dünnen FeNi-Schicht sowie Aufladungseffekten und Überschlägen im PEEM als schwierig, sodass die Ergebnisse zur Magnetisierungsdynamik der Dreifachlagen hauptsächlich aus mikromagnetischen Simulationen gewonnen wurden.

Im Experiment wurde keine Oszillation der Magnetisierung in der FeNi-Schicht beobachtet, sondern im Vergleich zu den FeNi-Einfachlagen eine Auslenkung mit vermutlich starker Dämpfung. Möglicherweise führt eine Verunreinigung der relativ dünnen FeNi-Schicht an den rauen Grenzflächen durch die beiden angrenzenden Cu-Schichten zu einer hohen Dämpfung und somit zu der im Experiment beobachteten Dynamik.

Mit mikromagnetischen Simulationen wurde zunächst eine Co-Einfachschicht betrachtet, um den Einfluss der Wechselwirkung im Dreifachlagensystem identifizieren zu können. Es ergaben sich $(9,0 \pm 0,5)$ GHz für die Präzessionsmode in den Domänen und $(4,3 \pm 0,2)$ GHz für die Gyrationmode der Domänenwände. Im Dreifachlagensystem liegt die Präzessionsmode in den Domänen der FeNi-Schicht bei $(4,7 \pm 0,2)$ GHz, in der Co-Schicht wieder bei $(9,0 \pm 0,5)$ GHz, jedoch leicht moduliert mit $(5,0 \pm 0,5)$ GHz, was auf den Einfluss der Präzession in der FeNi-Schicht zurückzuführen ist. Die Gyration der Domänenwände in der FeNi-Schicht konnte wie folgt charakterisiert werden:

- (i) Domänenwände (Typ 1) sind gekoppelt mit den 90° -Wänden in der Co-Schicht. Ihre gemeinsame Frequenz liegt bei $(2,3 \pm 0,2)$ GHz.
- (ii) Domänenwände (Typ 2) sind unabhängig von den 90° -Wänden in der Co-

Schicht. Ihre Frequenz in der FeNi-Schicht liegt zwischen $(3,3 \pm 0,2)$ und $(3,7 \pm 0,2)$ GHz und in der Co-Schicht bei $(4,7 \pm 0,2)$ GHz.

- (iii) Beide Domänenwände (Typ 1) und (Typ 2) weisen Oberschwingungen bei 4,3 bis 5,3 GHz auf, die an die Präzession in den Domänen der FeNi-Schicht gekoppelt sind.

Weiterentwicklung des Probenhalters (Anhang A) Das am SPEEM von BESSY II neu installierte Femtosekunden-Laser-System ergänzt das Nutzerexperiment um die Möglichkeit, zeitaufgelöste Messungen durchzuführen und wurde im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich in Betrieb genommen. Es wurde hierfür ein neuer Probenhalter verwendet, der mit dem Elmitec-PEEM kompatibel ist. Dabei wurde zunächst die *Chipcarrier*-Methode vom zuvor am IS-PEEM der AG-Kuch verwendeten Probenhalter übernommen. Da sich aber die Bonddrähte im SPEEM als sehr unvorteilhaft herausstellten, wurde das Probenhalterdesign dahin gehend angepasst, dass das Probenplättchen ohne *Chipcarrier* über Federkontakte in der Maske mit dem Probenhalter verbunden ist. Diese neue Methode bietet folgende Vorteile:

- (i) ein besseres Auflösungsvermögen bei der Abbildung der Probe im PEEM
- (ii) kein aufwendiges Drahtbonden des Probenplättchens auf einen *Chipcarrier*
- (iii) allgemeine Einsetzbarkeit des Probenhalters für beliebige Probenplättchen gleicher Größe
- (iv) weniger zerstörte Proben durch Überschläge im PEEM.

Ausblick Die Dauer eines Vortex-Schaltprozesses beträgt eine halbe Präzessionsperiode der Magnetisierung in der Umgebung des Vortex-Zentrums (VZ) bei der Anregung mit einem in der Filmebene liegenden Magnetfeldpuls geeigneter Dauer und Intensität, wobei die Polarisation des VZs entweder umgekehrt wird oder erhalten bleibt (Abschnitt 4.4.3). Mit einem kleinen zusätzlichen Magnetfeld senkrecht zur Filmebene sollte sich die Polarisation des VZs während eines Schaltprozesses steuern lassen. Damit wäre ein kontrollierter, schneller Schaltprozess realisiert. In Co-Mikrostrukturen beträgt die Dauer einer halben Präzessionsperiode nur etwa 60 ps (Abschnitt 5.3.3). Im Vergleich zum Schalten durch kohärente Präzession [GvdBHR02] homogen magnetisierter Mikrostrukturen ergibt sich hier nicht die Schwierigkeit eines Zurückschaltens durch anhaltende Präzession [GvdBHR02]. Der Durchmesser eines „Vortex-Bits“ ist jedoch nach unten durch

die Notwendigkeit einer Vortex-Konfiguration beschränkt. Es kann nicht kleiner werden als etwa 100 nm [IGG10]. Die Größe eines Bits in heutigen Festplatten liegt bei 30×100 nm, die Schreibgeschwindigkeit beträgt etwa 800 ps [wik11].

Bezüglich des Dreifachlagensystems ist der Einfluss einer Verunreinigung der FeNi-Schicht auf die Dämpfung genauer zu untersuchen. Eine weitere Möglichkeit für eine erhöhte Dämpfung ist ein *Spin*-Strom, der von der Präzession der Magnetisierung erzeugt wird und in die angrenzenden nicht-magnetischen Schichten abfließt. Ein *Spin-Pump*-Effekt wurde bereits von Lenz et al. [LTL⁺04] in Ni/Cu/Co-Filmen und kürzlich von Salikhof et al. [SAB⁺11] in Co/Cu/FeNi-Filmen untersucht. Simulationen mit größerer Gilbert-Dämpfung in einzelnen Schichten oder mit Berücksichtigung eines *Spin-Pump*-Terms [TBB02] könnten das Experiment reproduzieren.

A. Elmitec Probenhalter mit Probenkontaktierung

Für die zeitaufgelösten Messungen am Nutzerexperiment SPEEM bei BESSY II wurde der bestehende Probenhalter weiterentwickelt. Bislang wurde die Probe in einen *Chipcarrier* eingesetzt und über Bonddrähte mit diesem verbunden. Dies ist ein gängiges Verfahren in der Mikroelektronik bei der Verdrahtung von integrierten Schaltkreisen und wurde erfolgreich im Probenhalter für das Focus IS-PEEM der AG-Kuch eingesetzt. Bei der Anwendung im SPEEM stellten sich jedoch gravierende Nachteile dieser Methode heraus. Der Abstand der Bonddrähte von der Probenoberfläche betrug etwa 1 bis 2 mm. Die Maske des Probenhalters konnte somit nicht näher an die Probenoberfläche herangebracht werden, da die Bonddrähte die elektrisch leitende Maske nicht berühren dürfen (Abb. A.1-links). Der Abstand der Maske zur Probenoberfläche sollte so klein wie möglich sein und beträgt normalerweise $\leq 0,5$ mm. Größere Abstände führen zu stärkeren elektrischen Streufeldern am Rand der Maskenöffnung, die wiederum das Auflösungsvermögen des PEEMs beeinträchtigen. Des Weiteren sind Bonddrähte, die nicht von der Maske bedeckt sind, der Extraktorspannung des SPEEMs (Abschnitt 3.2.1) direkt ausgesetzt und erzeugen so ebenfalls elektrische Streufelder. Diese Streufelder standen zusätzlich unter dem Verdacht Auslöser für die vermehrt auftretenden Überschläge zwischen Probe und Objektivlinse des PEEMs zu sein. Solche Überschläge sind bei diesem Experiment fatal, denn sie führen fast immer zur Zerstörung des photosensitiven Schalters oder der *Stripline* und machen die Probe somit unbrauchbar. Für den Arbeitsschritt des Drahtbondens mussten die Proben zum Nano+Bio-Center Kaiserslautern geschickt werden. Das Bonden selbst ist höchst präzise Handarbeit. Der gesamte Vorgang war sehr zeit- und arbeitsaufwendig. Im neuen Probenhalter erfolgt die Kontaktierung der Probe über Federkontakte in der Maske (Abb. A.1 rechts). Mit dieser Methode konnten nun

folgende Erfolge erzielt werden:

1. Besseres Auflösungsvermögen bei der Abbildung der Probe im PEEM. Es verbleibt unabhängig vom Probenhalter eine starke Einschränkung des Auflösungsvermögens durch Raumladungen bedingt durch sehr hohe Photoemission der *Stripline* (Abschnitt 3.3.2).
2. Reduzierung der Überschlüge von der Probe zur Objektivlinse des PEEMs um etwa 30%. Dieses Problem bestand leider weiterhin. Eine abschließende Lösung konnte in dieser Arbeit nicht gefunden werden.
3. Der sehr aufwändige Arbeitsschritt des Drahtbondens entfällt.
4. Der Probenhalter kann für quasi beliebige Probenplättchen verwendet werden. Erforderlich sind passgenaue Kontaktpunkte auf der Probenoberfläche, die z.B. lithographisch zusammen mit der übrigen Strukturierung der Probe (z.B. *Stripline*) hergestellt werden. Inzwischen wurde der neue Probenhalter in zwei weiteren Projekten am SPEEM bei BESSY II eingesetzt. Über Problemen mit vermehrt auftretenden Überschlägen wurde nicht berichtet [Kro].

Das Unterteil des Probenhalters mit seinen Kontakten zum PEEM ist unverändert zum Standardprobenhalter von Elmitec. Modifiziert wurde das Mittelteil, die Maske und die entsprechenden Kontaktdurchführungen von der Probe über die Maske zum Unterteil. Die Konstruktionszeichnungen der modifizierten Teile sind in den folgenden Abbildungen dargestellt. Die Zeichnungen entstanden in Zusammenarbeit mit F. Kronast (HZB), T. Noll (HZB) und U. Lipowski (AG-Kuch). Die Herstellung der Teile wurde von der Feinwerktechnik des Fachbereichs Physik übernommen. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgetreu. Alle Maße sind in Millimetern angegeben.

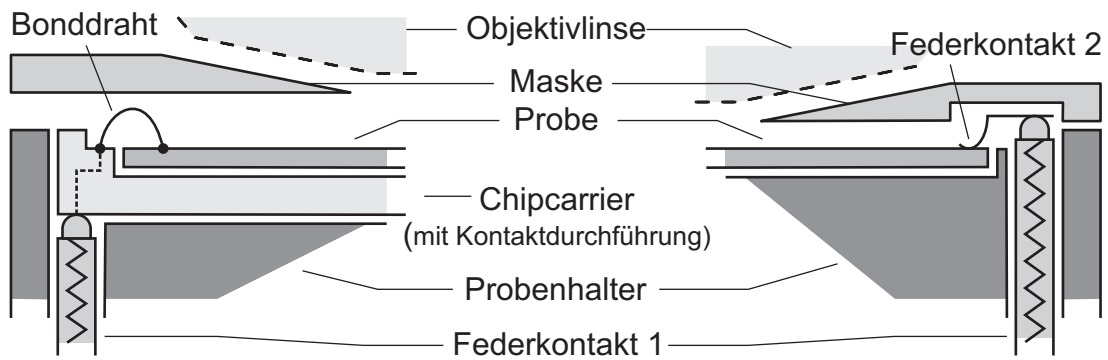


Abbildung A.1.: Schematische Darstellung zur Weiterentwicklung des Probenhalters. Prinzip der Probenkontaktierung mit *Chipcarrier* und Bonddraht (links), mit Federkontakt in der Maske (rechts). In der Variante (rechts) lässt sich die Maske näher an die Probenoberfläche heranzuführen.

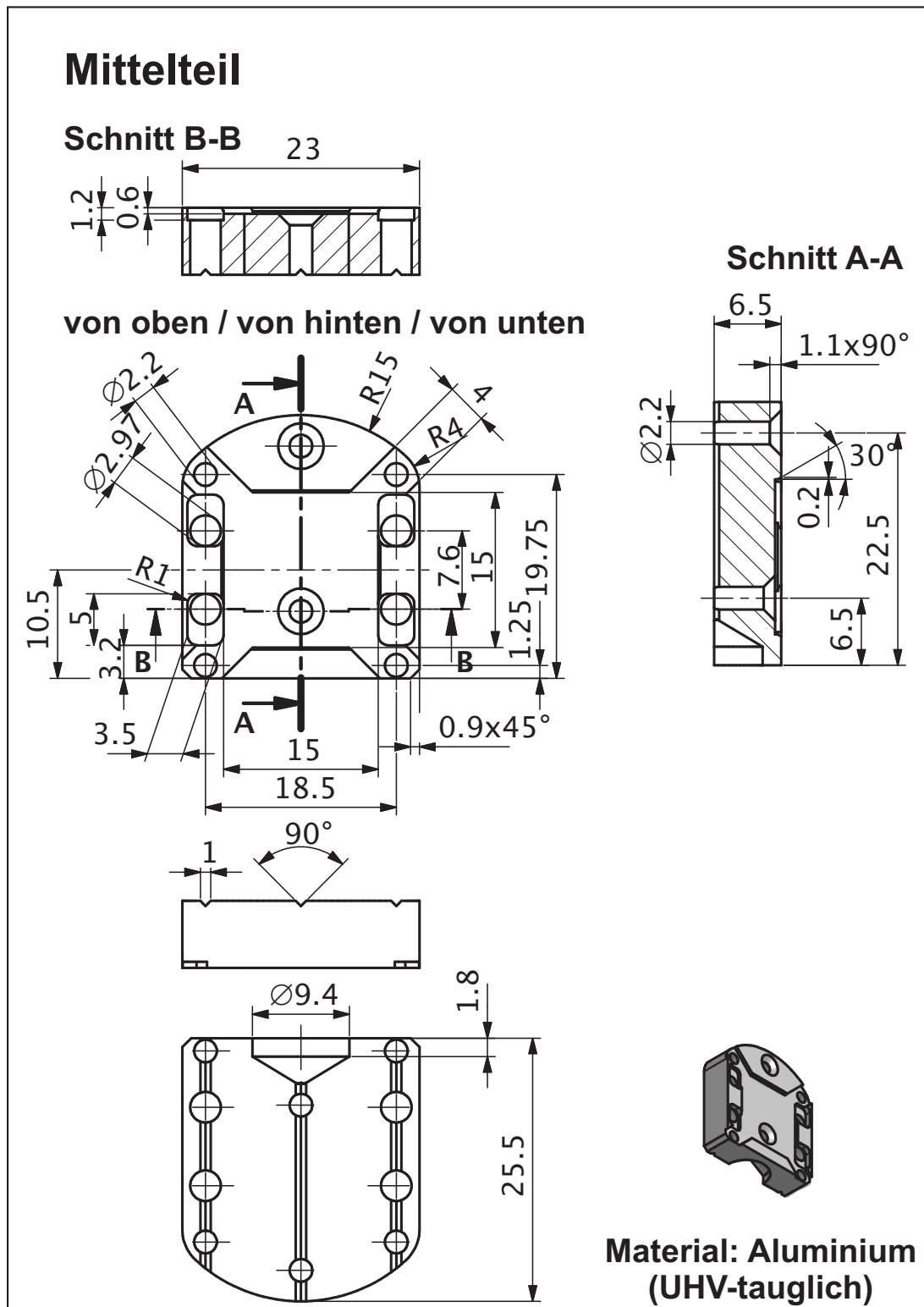
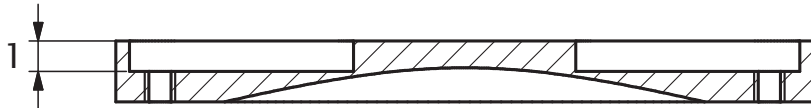


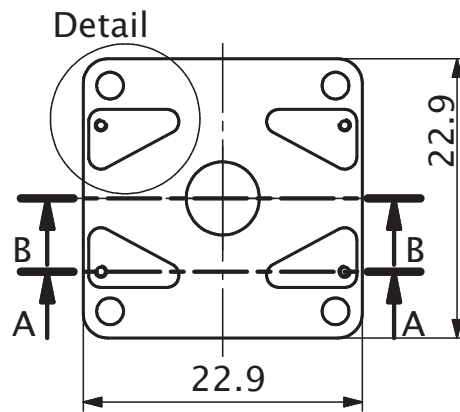
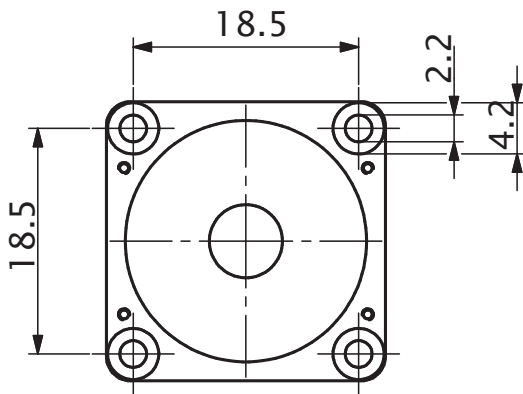
Abbildung A.2.: Mittelteil. Zeichnung nach [LN09]

Maske

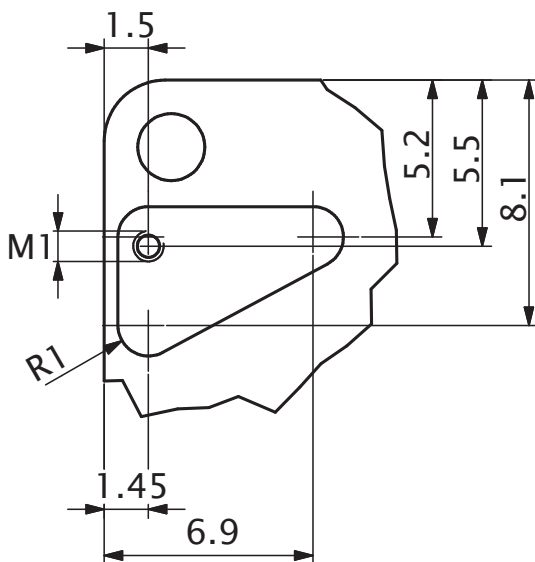
Schnitt A-A



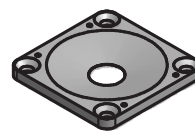
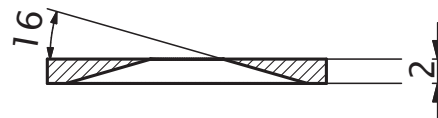
von oben / von unten / von hinten



Detail



Schnitt B-B



**Material: Aluminium
(UHV-tauglich)**

Abbildung A.3.: Maske. Zeichnung nach [LN09]

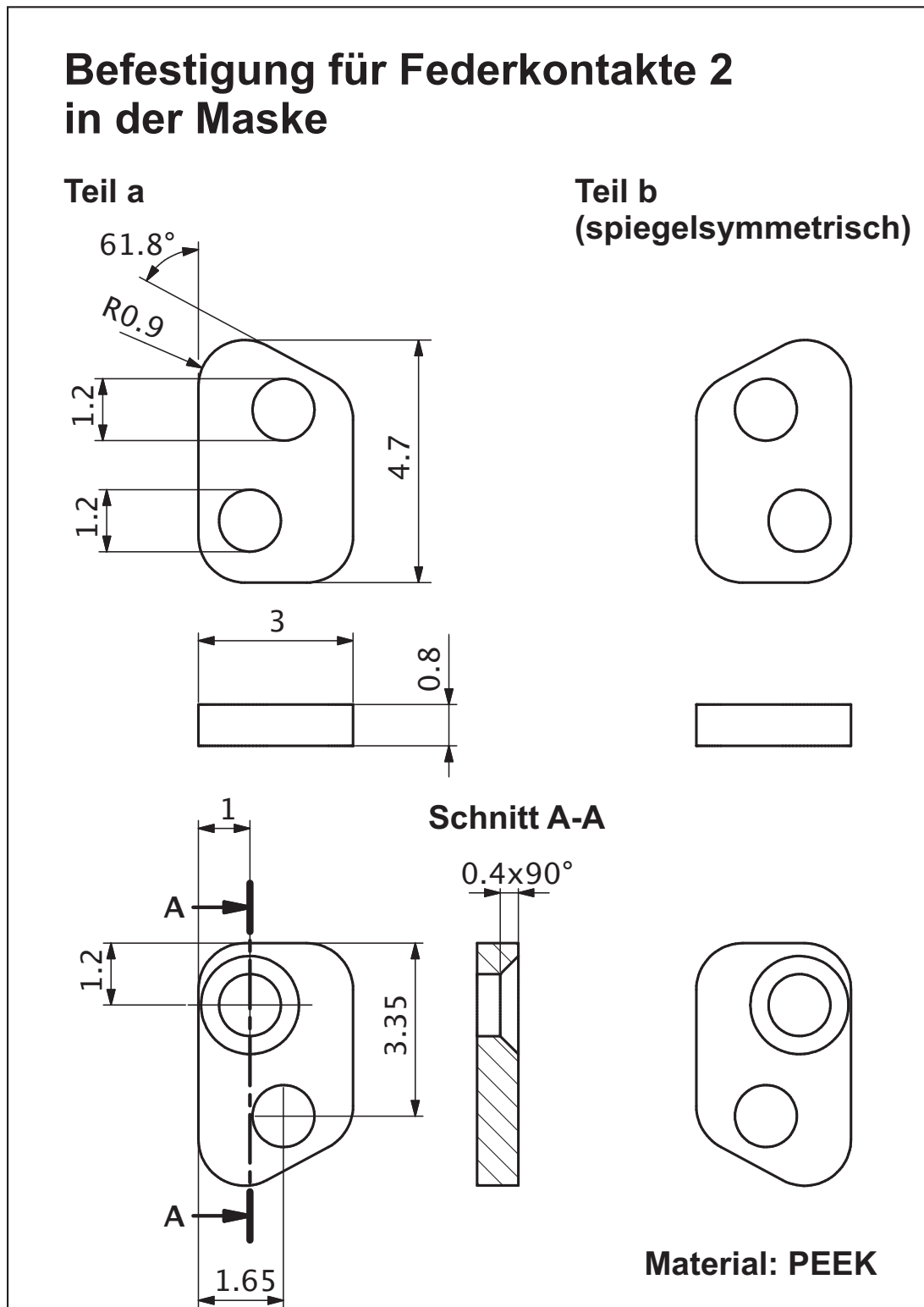
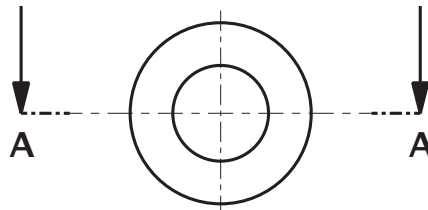


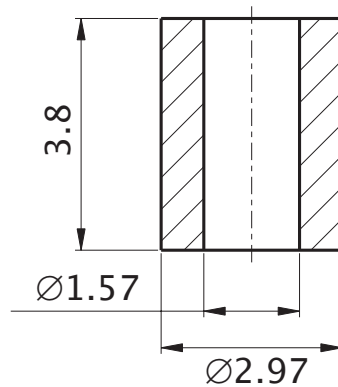
Abbildung A.4.: Befestigung für Federkontakte 2 in der Maske. Zeichnung nach [LN09]

Isolierung für Federkontakte 1

von oben



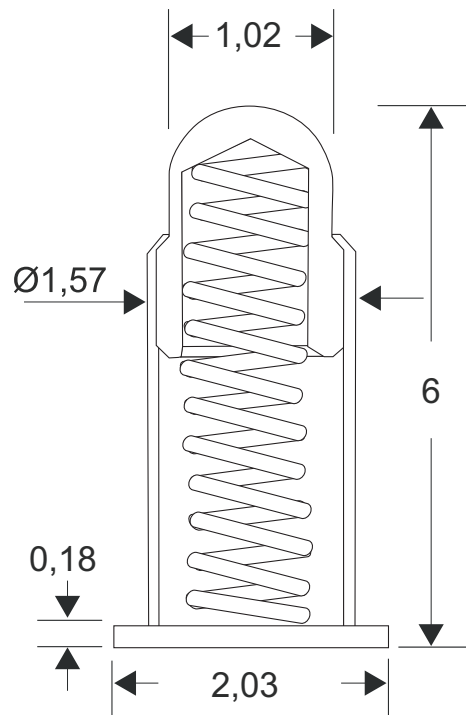
Schnitt A-A



Material: Makor

Abbildung A.5.: Isolierung für Federkontakte 1. Zeichnung nach [LN09]

Federkontakt 1



Federkraft: 1.1N

Materialien:

Lauf: Messing, vergoldet

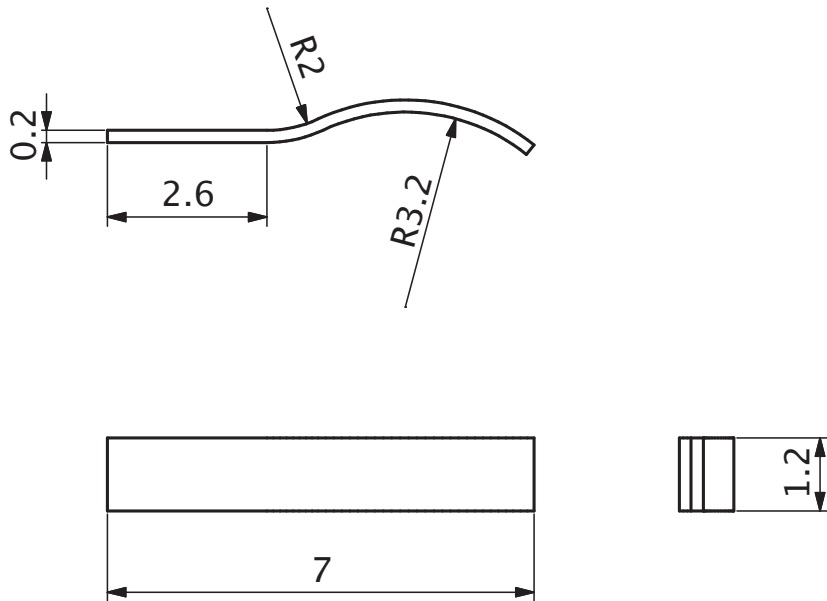
Feder: Edelstahl, passiviert

**Kolben: Wärmebehandeltes Beryllium,
Kupfer, vergoldet**

Kommerziell erhältlich z.B. bei 'uwe electronic'

Abbildung A.6.: Federkontakt 1. Zeichnung nach der Dokumentation von [UWE]

Federkontakt 2



Material: CuBe2

Abbildung A.7.: Federkontakt 2. Zeichnung nach [LN09]

Literaturverzeichnis

- [Aha98] Amikam Aharoni, *Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms*, Journal of Applied Physics **83**, 3432–3434 (1998).
- [Aha01] Amikam Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, 2 ed., International Series of Monographs on Physics, Oxford University Press, 2001.
- [AKDS07] M. Aeschlimann, W. Kuch, H. A. Dürr, and C. M. Schneider, *Vorhabenbeschreibung des Verbundprojektes BMBF 05KS7UK1/05KS7KE2 „Zeit- und örtlich hochaufgelöste Magnetisierungsdynamik in magnetischen Nano- und Mehrschicht-Systemen“*, 2007.
- [Aus75] D. H. Auston, *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*, Applied Physics Letters **26**, 101–103 (1975).
- [BBSK10] E. Beaurepaire, H. Bulou, F. Scheurer, and J. P. Kappler (eds.), *Magnetism and Synchrotron Radiation, New Trends*, Springer Proceedings in Physics, vol. 133, Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [BG08] D. V. Berkov and N. L. Gorn, *Magnetodipolar interlayer interaction effect on the magnetization dynamics of a trilayer square element with the Landau domain structure*, J. Appl. Phys. **103**, 053908 (2008).
- [BGC⁺05] K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, S.-B. Choe, A. Doran, A. Scholl, S. D. Bader, and V. Novosad, *Magnetization reversal in patterned double-vortex structures*, Journal of Applied Physics **97**, 10H503 (2005).
- [BHH⁺04] M. Buess, R. Höllinger, T. Haug, K. Perzlmaier, U. Krey, D. Pescia, M. R. Scheinfein, D. Weiss, and C. H. Back, *Fourier Transform Imaging of Spin Vortex Eigenmodes*, Phys. Rev. Lett. **93**, 077207 (2004).
- [BHPF07] M. Bailleul, R. Höllinger, K. Perzlmaier, and C. Fermon, *Microwave spectrum of square permalloy dots: Multidomain state*, Phys. Rev. B **76**, 224401 (2007).

- [BHSB05] M. Buess, T. Haug, M. R. Scheinfein, and C. H. Back, *Micromagnetic Dissipation, Dispersion, and Mode Conversion in Thin Permalloy Platelets*, Phys. Rev. Lett. **94**, 127205 (2005).
- [Bit31] F. Bitter, *On inhomogeneities in the magnetization of ferromagnetic materials*, Phys. Rev. **38**, 1903–1905 (1931).
- [Bit32] Francis Bitter, *Experiments on the Nature of Ferromagnetism*, Phys. Rev. **41**, 507–515 (1932).
- [BKH⁺03] A. Barman, V. V. Kruglyak, R. J. Hicken, A. Kundrotaite, and M. Rahman, *Anisotropy, damping, and coherence of magnetization dynamics in a 10 μ m square Ni₈₁Fe₁₉ element*, Applied Physics Letters **82**, 3065–3067 (2003).
- [BKH⁺05] M. Buess, T. P. J. Knowles, R. Höllinger, T. Haug, U. Krey, D. Weiss, D. Pescia, M. R. Scheinfein, and C. H. Back, *Excitations with negative dispersion in a spin vortex*, Phys. Rev. B **71**, 104415 (2005).
- [Blo30] F. Bloch, *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Z. Physik A **61**, 206–219 (1930).
- [Blo32] F. Bloch, *Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetika*, Z. Physik **74**, 295–335 (1932).
- [Blo46] F. Bloch, *Nuclear Induction*, Phys. Rev. **70**, 460–474 (1946).
- [Bro62] W. F. Jr. Brown, *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*, North-Holland, Amsterdam, 1962.
- [Bro63] W. F. Jr. Brown, *Micromagnetics*, Interscience, New York, 1963.
- [BRP⁺06] M. Buess, J. Raabe, K. Perzlmaier, C. H. Back, and C. Quitmann, *Interaction of magnetostatic excitations with 90° domain walls in micrometer-sized permalloy squares*, Phys. Rev. B **74**, 100404 (2006).
- [CAS⁺04] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore, *Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics*, Science **304**, 420–422 (2004).
- [CBD⁺09] X. M. Cheng, K. S. Buchanan, R. Divan, K. Y. Guslienko, and D. J. Keavney, *Nonlinear vortex dynamics and transient domains in ferromagnetic disks*, Phys. Rev. B **79**, 172411 (2009).

-
- [CMK⁺08] R. E. Camley, B. V. McGrath, Y. Khivintsev, Z. Celinski, Roman Adam, Claus M. Schneider, and M. Grimsditch, *Effect of cell size in calculating frequencies of magnetic modes using micromagnetics: Special role of the uniform mode*, Phys. Rev. B **78**, 024425 (2008).
- [CPS⁺07] K. W. Chou, A. Puzic, H. Stoll, D. Dolgos, G. Schütz, B. Van Waeyenberge, A. Vansteenkiste, T. Tylliszczak, G. Woltersdorf, and C. H. Back, *Direct observation of the vortex core magnetization and its dynamics*, Applied Physics Letters **90**, 202505 (2007).
- [CVWV⁺08] Michael Curcic, Bartel Van Waeyenberge, Arne Vansteenkiste, Markus Weigand, Vitalij Sackmann, Hermann Stoll, Manfred Fähnle, Tolek Tylliszczak, Georg Woltersdorf, Christian H. Back, and Gisela Schütz, *Polarization Selective Magnetic Vortex Dynamics and Core Reversal in Rotating Magnetic Fields*, Phys. Rev. Lett. **101**, 197204 (2008).
- [DE61] R.W. Damon and J.R. Eshbach, *Magnetostatic modes of a ferromagnet slab*, Journal of Physics and Chemistry of Solids **19**, 308 – 320 (1961).
- [DKR63] J. F. Dillon, H. Kamimura, and J. P. Remeika, *Magneto-Optical Studies of Chromium Tribromide*, J. Appl. Phys. **34**, 1240–1245 (1963).
- [DP] M. Donahue and D. Porter, *Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF)*, <http://math.nist.gov/oommf/>.
- [DP60] W. Dietrich and W. E. Proebster, *Millimicrosecond Magnetization Reversal in Thin Magnetic Films*, J. Appl. Phys. **31**, S281–S282 (1960).
- [DP99] M. J. Donahue and D. G. Porter, *OOMMF User's Guide, Version 1.0, Interagency Report NISTIR 6376*, Tech. report, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999.
- [ELM] *ELMITEC Elektronenmikroskopie GmbH*, www.elmitec.de.
- [FRG91] M.R. Freeman, R.R. Ruf, and R.J. Gambino, *Picosecond pulsed magnetic fields for studies of ultrafast magnetic phenomena*, IEEE Trans. Magn. **27**, 4840 – 4842 (1991).
- [FT65] Ernst Feldtkeller and Harry Thomas, *Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten*, Zeitschrift für Physik B Condensed Matter **4**, 8–14 (1965).

- [Gar91] D. A. Garanin, *Generalized equation of motion for a ferromagnet*, Physica A: Statistical and Theoretical Physics **172**, 470 – 491 (1991).
- [Gar97] D. A. Garanin, *Fokker-Planck and Landau-Lifshitz-Bloch equations for classical ferromagnets*, Phys. Rev. B **55**, 3050–3057 (1997).
- [GHK⁺06] K. Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots*, Phys. Rev. Lett. **96**, 067205 (2006).
- [Gil55] T.L. Gilbert, *A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field*, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
- [GIN⁺02] K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks*, Journal of Applied Physics **91**, 8037–8039 (2002).
- [GLK08] Konstantin Yu. Guslienko, Ki-Suk Lee, and Sang-Koog Kim, *Dynamic Origin of Vortex Core Switching in Soft Magnetic Nanodots*, Phys. Rev. Lett. **100**, 027203 (2008).
- [GPS⁺51] F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal, and W. Shockley, *Theory and Experiment for a Germanium $p-n$ Junction*, Phys. Rev. **81**, 637–638 (1951).
- [Gre02] W. Greiner, *Klassische Elektrodynamik*, Theoretische Physik, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 2002.
- [GSP86] P. Grünberg, R. Schreiber, and Y. Pang, *Layered Magnetic Structures: Evidence of Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers*, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [GvdBHR02] Th. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfeld, and Th. Rasing, *Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping*, Nature **418**, 509 (2002).
- [Har68] K. J. Harte, *Theory of Magnetization Ripple in Ferromagnetic Films*, J. Appl. Phys. **39**, 1503 (1968).
- [Hei28] W. Heisenberg, *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Z. Phys. **49**, 619 – 636 (1928).

-
- [HGFS07] R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, and C. M. Schneider, *Ultrafast Nanomagnetic Toggle Switching of Vortex Cores*, Phys. Rev. Lett. **98**, 117201 (2007).
- [HK51] Conyers Herring and Charles Kittel, *On the Theory of Spin Waves in Ferromagnetic Media*, Phys. Rev. **81**, 869–880 (1951).
- [HK04] R. Hertel and J. Kirschner, *Dynamics of solenoidal magnetic structures in soft magnetic thin-film elements*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **270**, 364 – 370 (2004).
- [HO05] H. Hopster and H. P. Oepen (eds.), *Magnetic Microscopy of Nanostructures*, NanoScience and Technology, Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [HRS06] Norbert Köckler Hans Rudolf Schwarz, *Numerische Mathematik*, Teubner, Wiesbaden, 2006.
- [HS06] Riccardo Hertel and Claus M. Schneider, *Exchange Explosions: Magnetization Dynamics during Vortex-Antivortex Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **97**, 177202 (2006).
- [HS09] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
- [HSF97] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman, *Direct Observation of Magnetic Relaxation in a Small Permalloy Disk by Time-Resolved Scanning Kerr Microscopy*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1134–1137 (1997).
- [HSG58] E. E. Huber, D. O. Smith, and J. B. Goodenough, *Domain-Wall Structure in Permalloy Films*, J. Appl. Phys. **29**, 294–295 (1958).
- [Hub82] D. L. Huber, *Equation of motion of a spin vortex in a two-dimensional planar magnet*, J. Appl. Phys. **53**, 1899–1900 (1982).
- [HZB] *Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH*, www.helmholtz-berlin.de.
- [IGG10] B. A. Ivanov, E. G. Galkina, and A. Yu. Galkin, *Quantum dynamics of vortices in small magnetic particles*, Low Temperature Physics **36**, 747–751 (2010).

- [JDH⁺99] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, and E. Cambril, *Spin-wave quantization and dynamic coupling in micron-size circular magnetic dots*, Appl. Phys. Lett. **75**, 3859–3861 (1999).
- [JDM⁺99] J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, and A. N. Slavin, *Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires*, Phys. Rev. B **60**, 15194–15200 (1999).
- [Kam70] V. Kambersky, *On the Landau-Lifshitz relaxation in ferromagnetic metals*, Canadian Journal of Physics **48**, 2906–2911 (1970).
- [KBR⁺07] K. Kuepper, M. Buess, J. Raabe, C. Quitmann, and J. Fassbender, *Dynamic Vortex-Antivortex Interaction in a Single Cross-Tie Wall*, Phys. Rev. Lett. **99**, 167202 (2007).
- [KCF⁺03] W. Kuch, L.I. Chelaru, K. Fukumoto, F. Porrati, F. Offi, M. Kotsugi, and J. Kirschner, *Layer-resolved imaging of magnetic interlayer coupling by domain-wall stray fields*, Phys. Rev. B **67**, 214403 (2003).
- [KCO⁺06] W. Kuch, L.I. Chelaru, F. Offi, J. Wang, M. Kotsugi, and J. Kirschner, *Tuning the magnetic coupling across ultrathin antiferromagnetic films by controlling atomic-scale roughness*, Nature Materials **5**, 128 – 133 (2006).
- [KFI⁺08] Shinya Kasai, Peter Fischer, Mi-Young Im, Keisuke Yamada, Yoshinobu Nakatani, Kensuke Kobayashi, Hiroshi Kohno, and Teruo Ono, *Probing the Spin Polarization of Current by Soft X-Ray Imaging of Current-Induced Magnetic Vortex Dynamics*, Phys. Rev. Lett. **101**, 237203 (2008).
- [KH69] M. H. Kryder and F. B. Humphrey, *A Nanosecond Kerr Magneto-Optic Camera*, Rev. Sci. Instrum. **40**, 829–840 (1969).
- [Kit48] Charles Kittel, *On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption*, Phys. Rev. **73**, 155–161 (1948).
- [Kit05] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 14 ed., Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005.
- [KMB⁺11] J. Kurde, J. Miguel, D. Bayer, J. Sánchez-Barriga, F. Kronast, M. Aeschliemann, H.A. Dürr, and W. Kuch, *Magnetostatic coupling of 90° domain*

- walls in $Fe_{19}Ni_{81}/Cu/Co$ trilayers, *New Journal of Physics* **13**, 033015 (2011).
- [Kro] F. Kronast, *private Kommunikation*.
- [Kuc06] W Kuch, *Magnetic Imaging*, Lect. Nootes Phys. **697**, 275–320 (2006).
- [KWCS09] A Kaiser, C Wiemann, S Cramm, and C M Schneider, *Influence of magnetocrystalline anisotropy on the magnetization dynamics of magnetic microstructures*, *Journal of Physics: Condensed Matter* **21**, 314008 (2009).
- [Lan05] P. Langevin, *Magnétisme et théorie des électrons*, *Ann. Chim. Phys.* (8) **5**, 70–127 (1905).
- [LCK05] Ki-Suk Lee, SangKook Choi, and Sang-Koog Kim, *Radiation of spin waves from magnetic vortex cores by their dynamic motion and annihilation processes*, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 192502 (2005).
- [LGLK07] Ki-Suk Lee, Konstantin Y. Guslienko, Jun-Young Lee, and Sang-Koog Kim, *Ultrafast vortex-core reversal dynamics in ferromagnetic nanodots*, *Phys. Rev. B* **76**, 174410 (2007).
- [LKY⁺08] Ki-Suk Lee, Sang-Koog Kim, Young-Sang Yu, Youn-Seok Choi, Konstantin Yu. Guslienko, Hyunsung Jung, and Peter Fischer, *Universal Criterion and Phase Diagram for Switching a Magnetic Vortex Core in Soft Magnetic Nanodots*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 267206 (2008).
- [LL35] L.D. Landau and E. Lifshitz, *On the theory of dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 – 169 (1935).
- [LN09] U. Lipowski and T. Noll, *Technische Zeichnungen zum Probenhalter für Elmitec PEEM mit Probenkontaktierung*, unveröffentlicht, 2009.
- [LTL⁺04] K. Lenz, T. Toliński, J. Lindner, E. Kosubek, and K. Baberschke, *Evidence of spin-pumping effect in the ferromagnetic resonance of coupled trilayers*, *Phys. Rev. B* **69**, 144422 (2004).
- [MB57] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *New Magnetic Anisotropy*, *Phys. Rev.* **105**, 904–913 (1957).

- [MBB⁺08] J. Miguel, M. Bernien, D. Bayer, J. Sánchez-Barriga, F. Kronast, M. Aeschlimann, H. A. Dürr, and W. Kuch, *A new sample holder for laser-excited pump-probe magnetic measurements on a Focus photoelectron emission microscope*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 033702 – 033704 (2008).
- [Mer79] N. D. Mermin, *The topological theory of defects in ordered media*, Rev. Mod. Phys. **51**, 591–648 (1979).
- [Mid66] S. Middelhoek, *Domain-Wall Structures in Magnetic Double Films*, J. Appl. Phys. **37**, 1276 (1966).
- [MNR10] Mark D. Mascaró, Chunghee Nam, and C. A. Ross, *Interactions between 180° and 360° domain walls in magnetic multilayer stripes*, Appl. Phys. Lett. **96**, 162501 (2010).
- [MS05] R. D. McMichael and M. D. Stiles, *Magnetic normal modes of nanoelements*, Journal of Applied Physics **97**, 10J901 (2005).
- [MSBB⁺09] J. Miguel, J. Sánchez-Barriga, D. Bayer, J. Kurde, B. Heitkamp, M. Piantek, F. Kronast, M. Aeschlimann, H. A. Dürr, and W. Kuch, *Time-resolved magnetization dynamics of cross-tie domain walls in permalloy microstructures*, Journal of Physics: Condensed Matter **21**, 496001 (2009).
- [Née55] M. L. Néel, *Énergie des parois de Bloch dans les couches minces*, C. R. Acad. Sci. **241**, 533–536 (1955).
- [Née62] M. L. Néel, *Magnétisme - Sur un nouveau mode de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnétiques*, C. R. Acad. Sci. **255**, 1676 (1962).
- [NMS⁺06] Andreas Neudert, Jeffrey McCord, Rudolf Schäfer, Rainer Kaltofen, Ingolf Mönch, Hartmut Vinzelberg, and Ludwig Schultz, *Bloch-line generation in cross-tie walls by fast magnetic-field pulses*, Journal of Applied Physics **99**, 08F302 (2006).
- [NMSS05] Andreas Neudert, Jeffrey McCord, Rudolf Schäfer, and Ludwig Schultz, *Subnanosecond vortex transformation in ferromagnetic film elements observed by stroboscopic wide-field Kerr microscopy*, Journal of Applied Physics **97**, 10E701 (2005).
- [Nol10] T. Noll, *Technische Zeichnungen zur Planung des Strahlrohrs UE49-PGM-c*, unveröffentlicht, 2010.

-
- [NPH⁺06] I. Neudecker, K. Perzlmaier, F. Hoffmann, G. Woltersdorf, M. Buess, D. Weiss, and C. H. Back, *Modal spectrum of permalloy disks excited by in-plane magnetic fields*, Phys. Rev. B **73**, 134426 (2006).
- [Omi] *Omicron NanoTechnology GmbH*, www.omicron.de.
- [Os45] J. A. Osborn, *Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid*, Phys. Rev. **67**, 351–357 (1945).
- [PBB⁺05] Korbinian Perzlmaier, Matthias Buess, Christian H. Back, Vladislav E. Demidov, Burkard Hillebrands, and Sergej O. Demokritov, *Spin-Wave Eigenmodes of Permalloy Squares with a Closure Domain Structure*, Phys. Rev. Lett. **94**, 057202 (2005).
- [PC05] J. P. Park and P. A. Crowell, *Interactions of Spin Waves with a Magnetic Vortex*, Phys. Rev. Lett. **95**, 167201 (2005).
- [PEE⁺03] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, *Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures*, Phys. Rev. B **67**, 020403 (2003).
- [PMR90] S.S.P. Parkin, N. More, and K.P. Roche, *Oscillations in Exchange Coupling and Magnetoresistance in Metallic Superlattice Structures: Co/Ru, Co/Cr, Fe/Cr*, Phys. Rev. Lett. **19**, 2304 (1990).
- [Pom10] M. Pomaska, *Dynamic magnetic domains*, Bachelor's thesis, Freie Universität Berlin, 2010.
- [PWC⁺05] Aleksandar Puzic, Bartel Van Waeyenberge, Kang Wei Chou, Peter Fischer, Hermann Stoll, Gisela Schütz, Tolek Tyliczszak, Karsten Rott, Hubert Brückl, Günter Reiss, Ingo Neudecker, Thomas Haug, Matthias Buess, and Christian H. Back, *Spatially resolved ferromagnetic resonance: Imaging of ferromagnetic eigenmodes*, Journal of Applied Physics **97**, 10E704 (2005).
- [RQB⁺05] J. Raabe, C. Quitmann, C. H. Back, F. Nolting, S. Johnson, and C. Buehler, *Quantitative Analysis of Magnetic Excitations in Landau Flux-Closure Structures Using Synchrotron-Radiation Microscopy*, Phys. Rev. Lett. **94**, 217204 (2005).

- [SAB⁺11] R. Salikhov, R. Abrudan, F. Brüssing, St. Buschhorn, M. Ewerlin, D. Mishra, F. Radu, I. A. Garifullin, and H. Zabel, *Precessional dynamics and damping in Co/Cu/Py spin valves*, Applied Physics Letters **99**, 092509 (2011).
- [SAI⁺00] B.D. Schrag, A. Anguelouch, S. Ingvarsson, Gang Xiao, Yu Lu, P.L. Trouilloud, A. Gupta, R.A. Wanner, W.J. Gallagher, P.M. Rice, and S.S.P. Parkin, *Néel orange-peel coupling in magnetic tunneling junction devices*, Appl. Phys. Lett. **77**, 2373 (2000).
- [Sch62] Ernst Schlömann, *A Sum Rule Concerning the Inhomogeneous Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Samples*, Journal of Applied Physics **33**, 2825–2826 (1962).
- [Sch99] G Schönense, *Imaging of magnetic structures by photoemission electron microscopy*, Journal of Physics: Condensed Matter **11**, 9517 (1999).
- [Slo66] J. Slonczewski, *Structure of Domain Walls in Multiple Films*, J. Appl. Phys. **37**, 1268 (1966).
- [Ste86] M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein, New Series III/19a*, ch. Magnetic properties of 3d, 4d and 5d elements, alloys and compounds, Springer Berlin Heidelberg, 1986.
- [SUU⁺02] R. Schäfer, R. Urban, D. Ullmann, H. L. Meyerheim, B. Heinrich, L. Schultz, and J. Kirschner, *Domain wall induced switching of whisker-based tunnel junctions*, Phys. Rev. B **65**, 144405 (2002).
- [SWW⁺87] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm, and G. Materlik, *Absorption of circularly polarized x rays in iron*, Phys. Rev. Lett. **58**, 737–740 (1987).
- [TBB02] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas, and Gerrit E. W. Bauer, *Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films*, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- [TRK⁺01] T. Trunk, M. Redjfal, A. Kákay, M. F. Ruane, and F. B. Humphrey, *Domain wall structure in Permalloy films with decreasing thickness at the Bloch to Néel transition*, Journal of Applied Physics **89**, 7606–7608 (2001).

- [TSP00] Luc Thomas, Mahesh G. Samant, and Stuart S. P. Parkin, *Domain-Wall Induced Coupling between Ferromagnetic Layers*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1816–1819 (2000).
- [UWE] *uwe electronic GmbH, www.uweelectronic.de.*
- [VCP⁺07] J. Vogel, S. Cherifi, S. Pizzini, F. Romanens, J. Camarero, F. Petroff, S. Heun, and A. Locatelli, *Layer-resolved imaging of domain wall interactions in magnetic tunnel junction-like trilayers*, Journal of Physics: Condensed Matter **19**, 476204 (2007).
- [VDBC⁺08] A. Vansteenkiste, J. De Baerdemaeker, K. W. Chou, H. Stoll, M. Curcic, T. Tylizszczak, G. Woltersdorf, C. H. Back, G. Schütz, and B. Van Waeyenberge, *Influence of domain wall pinning on the dynamic behavior of magnetic vortex structures: Time-resolved scanning x-ray transmission microscopy in NiFe thin film structures*, Phys. Rev. B **77**, 144420 (2008).
- [VKH⁺05] J. Vogel, W. Kuch, R. Hertel, J. Camarero, K. Fukumoto, F. Romanens, S. Pizzini, M. Bonfim, F. Petroff, A. Fontaine, and J. Kirschner, *Influence of domain wall interactions on nanosecond switching in magnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. B **72**, 220402 (2005).
- [vV37] J. H. van Vleck, *On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals*, Phys. Rev. **52**, 1178–1198 (1937).
- [VWPS⁺06] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylizszczak, R. Hertel, M. Fahnle, H. Bruckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schütz, *Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field*, Nature **444**, 461–464 (2006).
- [Wei07] P. Weiss, *L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*, J. de Phys. Rad. **6**, 661 – 690 (1907).
- [wik11] <http://de.wikipedia.org/wiki/Festplatte>, 2011.
- [WMC⁺07] N. Wiese, S. McVitie, J. N. Chapman, A. Capella-Kort, and F. Otto, *On the scaling behaviour of cross-tie domain wall structures in patterned NiFe elements*, EPL (Europhysics Letters) **80**, 57003 (2007).
- [WWB⁺02] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores*, Science **298**, 577–580 (2002).

- [ZIPC05] C. E. Zaspel, B. A. Ivanov, J. P. Park, and P. A. Crowell, *Excitations in vortex-state permalloy dots*, Phys. Rev. B **72**, 024427 (2005).
- [ZN05] R. Zivieri and F. Nizzoli, *Theory of spin modes in vortex-state ferromagnetic cylindrical dots*, Phys. Rev. B **71**, 014411 (2005).
- [Zwi31] F. Zwicky, *Permanent Electric and Magnetic Moments of Crystals*, Phys. Rev. **38**, 1772–1781 (1931).

Publikationen

Publikationen in referierten Fachzeitschriften

1. J. Kurde, N. Ponpandian, J. Luo, C. Weis, K. Baberschke, P. Srivastava, and H. Wende
Scattering path analysis and magnetic scattering properties of Fe/Ag(100) films: A temperature-dependent magnetic EXAFS study
Phys. Rev. **B 76**, 224418 (2007)
2. H. Wende, M. Bernien, J. Luo, C. Sorg, N. Ponpandian, J. Kurde, J. Miguel, M. Piantek, X. Xu, Ph. Eckhold, W. Kuch, K. Baberschke, P. M. Panchmatia, B. Sanyal, P. M. Oppeneer, and O. Eriksson
Substrate-induced magnetic ordering and switching of iron porphyrin molecules
Nature Materials **6**, 516 (2007)
3. M. Bernien, X. Xu, J. Miguel, M. Piantek, Ph. Eckhold, J. Luo, J. Kurde, W. Kuch, K. Baberschke, H. Wende, and P. Srivastava
Fe-porphyrin monolayers on ferromagnetic substrates: Electronic structure and magnetic coupling strength
Phys. Rev. B **76**, 214406 (2007)
4. M. Bernien, J. Miguel, C. Weis, Md. E. Ali, J. Kurde, B. Krumme, P. M. Panchmatia, B. Sanyal, M. Piantek, P. Srivastava, K. Baberschke, P. M. Oppeneer, O. Eriksson, W. Kuch, and H. Wende
Tailoring the Nature of Magnetic Coupling of Fe-Porphyrin Molecules to Ferromagnetic Substrates
Phys. Rev. Lett. **102**, 047202 (2009)

5. J. Miguel, J. Sánchez-Barriga, D. Bayer, J. Kurde, B. Heitkamp, M. Pian-
tek, F. Kronast, M. Aeschlimann, H. A. Dürr, and W. Kuch
*Time-resolved magnetization dynamics of cross-tie domain walls in permal-
loy microstructures*
J. Phys.: Condens. Matter **21**, 496001 (2009)
6. J. Kurde, J. Miguel, D. Bayer, J. Sánchez-Barriga, F. Kronast, M. Aeschli-
mann, H. A. Dürr and W. Kuch
Magnetostatic coupling of 90° domain walls in Fe₁₉Ni₈₁/Cu/Co trilayers
New J. Physics **13**, 033015 (2011)

Konferenzbeiträge

1. BESSY II Anwender Tagung, Berlin, 07.–08.12.2006 (Poster): *MEXAFS on
Fe/Ag(100): Experiment and Theory*
2. DPG Frühjahrstagung der Sektion Kondensierte Materie, Regensburg, 26.
– 30.03.2007 (Vortrag): *MEXAFS on Fe/Ag(100): Experiment and Theory*
3. International Conference on Vacuum Ultraviolet Radiation Physics (VUV
XV), Berlin, 29.07. – 03.08.2007 (Poster): *Modelling magnetic EXAFS for
Fe/Ag(100)*
4. BESSY II Anwender Tagung, Berlin, 04.–05.12.2008 (Poster): *Imaging of
magnetization dynamics in Py/Cu/Co tri-layer microstructures*
5. HZB Joint BER II and BESSY II Users' Meeting, Berlin, 12.–13.11.2009
(Poster): *Time-resolved magnetization dynamics of single and tri-layered
micro structures*
6. Deutsche Tagung für Forschung mit Synchrotronstrahlung, Neutronen und
Ionenstrahlen an Großgeräten (SNI 2010), Berlin, 24.–26.02.2010 (Poster):
Magnetic coupling mechanisms in trilayer microstructures
7. DPG Frühjahrstagung der Sektion Kondensierte Materie, Regensburg, 21.–
26.03.2010 (Poster): *Imaging of magnetic coupling in trilayered microstruc-
tures*

8. International Workshop on X-ray Spectroscopy of Magnetic Solids (XRMS 2010), Didcot (U.K.), 10.–11.06.2010 (Poster): *Magnetic Trilayer Systems: Static and Dynamic Properties* mit Auszeichnung „Best Poster“
9. International Workshop on Spin Dynamics in Nanomagnets, Mülheim, 18.–20.10.2010 (Poster): *Precession modes in magnetic trilayers: A micromagnetic domain wall study*
10. HZB Joint BER II and BESSY II Users' Meeting, Berlin, 09. – 10.12.2010 (Poster): *Precession modes in magnetic trilayers: A micromagnetic domain wall study*
11. DPG Frühjahrstagung der Sektion Kondensierte Materie, Dresden, 13.–18.03.2011 (Vortrag): *Magnetostatic coupling of 90° domain walls in Fe-Ni/Cu/Co trilayers*
12. Exciting Excitations: From Methods to Understanding (Summer School 2011), Waldbreitbach, 25.–29.07.2011 (Poster): *Precession modes of interacting domain walls in magnetic microstructures*
13. HZB Joint BER II and BESSY II Users' Meeting, Berlin, 30.11. – 02.12.2011 (Poster): *A new sample holder for time-resolved magnetization dynamics measurements at the Elmitec SP-PEEM*

Weitere Veröffentlichungen

1. J. Kurde, N. Ponpandian, J. Luo, C. Sorg, K. Baberschke, P. Srivastava, H. Wende
Magnetic EXAFS Study of Fe on Ag(100): Experiment and Theory
BESSY Jahresbericht (2006)
2. M. Bernien, X. Xu, J. Miguel, M. Piantek, Ph. Eckhold, J. Luo, J. Kurde, W. Kuch, K. Baberschke, H. Wende, P. Srivastava
Electronic structure and magnetic properties of Fe-porphyrin monolayers on ferromagnetic substrates
BESSY Jahresbericht (2007)

3. B. Krumme, C. Weis, E. Schuster, P. Srivastava, J. Kurde, C. Antoniak, W. Keune, and H. Wende
Magnetic properties of ultrathin Fe_3Si films on MgO and $GaAs$: an XMCD study of a Heusler-like system
BESSY Jahresbericht (2007)
4. J. Miguel, D. Bayer, J. Sánchez-Barriga, J. Kurde, M. Piantek, F. Kronast, H.A. Dürr, M. Aeschlimann, W. Kuch
Time-resolved X-ray spectromicroscopic study of magnetization dynamics in magnetic microstructures
BESSY Jahresbericht (2007)
5. M. Bernien, J. Miguel, C. Weis, J. Kurde, B. Krumme, M. Piantek, K. Baberschke, W. Kuch, and H. Wende
Tailoring the nature of magnetic coupling of Fe-porphyrins to ferromagnetic substrates
BESSY Jahresbericht (2008)
6. J. Kurde, J. Miguel, D. Bayer, J. Sánchez-Barriga, A. Rzhavskiy, F. Kronast, M. Aeschlimann, H. A. Dürr, W. Kuch
Imaging of magnetization dynamics in $Fe_{19}Ni_{81}/Cu/Co$ trilayer microstructures
BESSY Jahresbericht (2008)

Curriculum Vitae

Der Lebenslauf ist in der Online-Version
aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die „Hochs und Tiefs“ der vergangenen vier Jahre noch einmal kurz Revue passieren lassen und die Gelegenheit nutzen, all denen ein „Dankeschön“ auszusprechen, die mir diesen Erfolg ermöglicht bzw. mit dazu beigetragen haben.

Als ich mich entschied, die Spektren meiner Diplomarbeit zu verlassen um mich mit zeitaufgelösten Abbildungen zu beschäftigen, bot die Doktorandenstelle im BMBF-Projekt *„Zeit- und örtlich hochaufgelöste Magnetisierungsdynamik in magnetischen Nano- und Mehrschicht-Systemen“* der AG-Kuch genau den richtigen Ansatz. Ich danke meinem Betreuer und Erstgutachter **Prof. Dr. Wolfgang Kuch**, dass er mich in seine Arbeitsgruppe als Doktorandin in diesem Projekt aufgenommen und mir vier Jahre lang mit Rat und Tat zur Seite gestanden hat. **Prof. Dr. Paul Fumagalli** danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Das Grundgerüst dieser Arbeit bilden die zwei „statischen“ und sechs „zeitaufgelösten“ Messzeiten bei BESSY. *„... Achtung Achtung, das Injektionssystem wird in Betrieb genommen! Aufenthalt im Sperrbereich verboten...“* diesen Refrain kannte ich bereits aus den Messzeiten meiner Diplomarbeit. An die erste zeitaufgelöste Messzeit meiner Doktorarbeit im November 2007 kann ich mich besonders gut erinnern. Mit Teamgeist und viel Humor verbrachten wir sehr erfolgreiche und angenehme Nachtschichten am Strahlrohr UE56/2-PGM-1. **Dr. Jorge Miguel**, Postdoc der AG-Kuch und bis dahin Betreuer dieses Projekts, erklärte mir die Fähigkeiten und Tücken des PEEMs sowie den komplizierten Vorgang, die Proben in den Probenhalter einzubauen und ins PEEM zu transferieren. **Daniela Bayer**, Doktorandin in Kaiserslautern, hat nicht nur vor jeder Messzeit unsere hochkomplexen Proben vorbereitet, sondern hat auch den Laser dazu gebracht, synchronisiert und mit präzisiertem Fokus die Probe im PEEM an der richtigen Stelle zu treffen. **Jaime Sánchez-Barriga**, Doktorand bei BESSY, konnte mit der Erfahrung aus seinen verschiedenen Projekten und mit seinem sonnigen Gemüt

zu vielen anregenden Diskussionen beitragen.

Das hohe Maß an Erfolg der ersten Messzeit ließ sich leider in der zweiten zeitaufgelösten Messzeit im April 2008 nicht halten. Die Dreifachlagen wollten keine so schöne Dynamik zeigen wie die Permalloy-Proben in der ersten Messzeit. Hinzu kamen leider noch persönliche Schwierigkeiten innerhalb des Teams.

Im Sommer 2008 wurde das gesamte Experiment gemäß Forschungsantrag von der UE56/2-PGM-1 zur UE49-PGM-a-SPEEM umgezogen. Die Karten wurden neu gemischt. Die erheblich bessere Auflösung und die benutzerfreundliche Bedienung dieses PEEMs, inklusive der sehr kompetenten Betreuung des gesamten Experiments von **Dr. Florian Kronast** wusste ich schon aus den beiden statischen Messzeiten im Oktober 2007 und im März 2008 zu schätzen. Dank der Erfahrung im Aufbau eines Femtosekunden-Lasers von **Dr. Alexey Rzhevskiy**, **Daniela** und **Dr. Ramona Weber** konnten im Dezember 2008 erfolgreich erste zeitaufgelöste Messungen an Permalloy-Mikrostrukturen durchgeführt werden.

Was mit dem Einfachlagen-System Permalloy gut funktionierte, wurde auch hier zur Herausforderung mit den Dreifachlagen-Systemen u.a. wegen ihrer vergleichsweise dünnen Permalloy-Schicht. Mit **Dr. Logane Tati-Bismaths**, Post-doc in diesem Projekt ab Oktober 2008, und **Dr. Julia Herrero-Albillos**, Co-Betreuerin des SPEEMs ab Oktober, und **Florian** kämpfte ich mich durch die Messzeiten im März 2009, Oktober 2009 und April 2010, die alle Beteiligten oft an die Grenze zur Frustration trieben.

Aber es gab doch auch hier Erfolge zu vermelden, wie z.B. die Weiterentwicklung des Probenhalters. **Dr.-Ing. Tino Noll** und **Uwe Lipowski** danke ich für die Anfertigung der technischen Zeichnungen und der **Feinwerktechnik** des Fachbereiches für die Herstellung der Teile des Probenhalters.

Die magnetischen Schichten der Mikrostrukturen wurden mit der MAGSSY-Apperatur bei BESSY aufgebracht, die von **Dr. Florin Radu** betreut wird. Ich möchte ihm sowie **Shrawan Mishra**, **Jaime** und **Logane** für ihre Unterstützung bei der Probenpräparation danken.

Zu den experimentellen Daten von BESSY wurden viele Simulationen durchgeführt, anfangs von **Jaime**, dann von mir. Später hatte ich Unterstützung von **Logane** und unserem Bachelor-Studenten **Manuel Pomaska**. Dank der Unterstützung des **HPC-Teams** der ZEDAT musste ich für diese aufwändigen Berechnungen nicht nur meinen PC wochenlang „quälen“, sondern konnte auch den *High*

performance Computer Abacus4 beschäftigen. „DANKE!“ auch an die Autoren **Michael Donahue** und **Donald Porter** für die wunderbar zuverlässige *Open Source Software* OOMMF.

Die Messzeiten des BMBF-Projekts waren schließlich erschöpft. Auf der Suche nach zusätzlichen Daten für meine Arbeit, konnte ich mich dem SPEEM-Team, zu dem inzwischen auch **Dr. Sergio Valencia** als Co-Betreuer gehörte, noch bei anderen Projekten anschließen. Im Juni 2010 wurden erste Versuche zur Entmagnetisierung durch direkte Lasereinstrahlung an Fe-Mikrostrukturen unternommen und im Monat darauf magnetische Suszeptibilität untersucht. Mit dem damaligen Diplomanden in diesem Projekt, **Oliver Sandig** (Olli), habe ich viele Stunden an der Datenanalyse „gehockt“. Das neue Magnetisierungsdynamik-Projekt der AG-Kuch hatte seine erste Messzeit im Oktober 2010, bei der ich den neuen Doktoranden **Bin Zhang** in sein Projekt einführte.

Im Dezember 2010 konnte ich dank des **DAAD** an der National Taiwan University in Taipei vier Wochen lang „leben und arbeiten“.

Nach diesem Ausflug begann ich gezielt darüber nachzudenken, all die gesammelten Erfahrungen, Daten, Laborbucheinträge, Zettelwirtschaften usw. zu einer Dissertation zusammenzutragen. Meine Bürogenossen, **Bin** und **Olli**, seit April 2011 ebenfalls Doktorand im neuen Magnetisierungsdynamik-Projekt, experimentierten ab jetzt ohne mich in der „Höllmaschine“ BESSY.

Zwischen den Messzeiten gab es immer Gelegenheiten, mit den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe zu „quatschen“. Die jährlichen Weihnachtsfeiern und Gruppenausflüge waren toll, nicht zu vergessen die überlangen Abende bei DPG-Tagungen! Mit meinen Kollegen **Miriam Stampe** (Möhre) und **Kilian Lenz** gab es viele fachliche und nicht so fachliche Diskussionen, nicht nur an der Uni, sondern z.B. auch in gemeinsamen Skiurlaube.

Ein „fettes Dankeschön“ an **meine Eltern** und **Freunde** für die unzähligen Stunden in netter Runde, in denen ich nicht nur immer wieder Motivation und Ausgleich tanken, sondern auch mit Nicht-Physikern fachsimpeln konnte.

Das Projekt *Zeit- und örtlich hochaufgelöste Magnetisierungsdynamik in magnetischen Nano- und Mehrschicht-Systemen* wurde vom BMBF-Verbund 05KS7UK1/05KS7KE2 finanziert.