



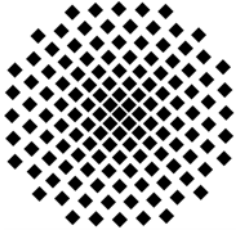
**Max-Planck-Institut für Metallforschung
Stuttgart**

Zeitauflösende Röntgentransmissionsmikroskopie an magnetischen Mikrostrukturen

Aleksandar Puzić

Dissertation
an der
Universität Stuttgart

Bericht Nr. 219
Oktober 2007



Universität Stuttgart

**Zeitauflösende
Röntgentransmissionsmikroskopie
an magnetischen Mikrostrukturen**

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Aleksandar Puzić
aus Jelićka
(Bosnien und Herzegowina)

Hauptberichter: Prof. Dr. G. Schütz
Mitberichter: Prof. Dr. M. Mehring

Tag der mündlichen Prüfung: 23.10.2007



Max-Planck-Institut für Metallforschung
Stuttgart, 2007

„Bei aufmerksamer Betrachtung ist leicht zu bemerken, daß Strenge und Allgemeinheit in Wirklichkeit oft sogar soweit illusorisch sind, daß ein beträchtlicher Teil der ‚strengen‘ Sätze fehlerhaft ist.“

Lew Dawidowitsch Landau & Jewgeni Michailowitsch Lifschitz

Inhaltsverzeichnis

Abstract	III
Kurzfassung	V
1 Einleitung	1
1.1 Zielsetzung und Gliederung	3
2 Physikalische Grundlagen	4
2.1 Dünne ferromagnetische Mikrostrukturen	4
2.1.1 Magnetostatik	6
2.1.2 Magnetische Wirbel	12
2.2 Magnetisierungsdynamik	17
2.2.1 Ummagnetisierungsvorgänge	20
2.2.2 Dynamik magnetischer Wirbel	25
2.2.3 Spinwellenanregungen	30
2.2.4 Magnetisierungsdynamik kreisförmiger Wirbelstrukturen	35
2.2.5 Magnetisierungsdynamik quadratischer Landaustrukturen	38
3 Experimentelles	41
3.1 Erzeugung polarisierter Röntgenstrahlung	42
3.1.1 Zeitstruktur des ALS-Speicherrings	44
3.1.2 Stroboskopische Messverfahren	46
3.2 Röntgentransmissionsmikroskopie (TXM)	49
3.2.1 Fresnelsche Zonenplatten (ZP)	49
3.2.2 Das rasternde Röntgentransmissionsmikroskop (STXM)	53
3.2.3 Das abbildende Röntgen-Transmissionsmikroskop XM-1	54
3.2.4 Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus (XMCD)	56
3.3 Photodetektoren für weiche Röntgenstrahlung	61
3.3.1 CCD-Detektor	62
3.3.2 Schneller Photodetektor für weiche Röntgenstrahlung	63
3.4 Erzeugung gepulster und hochfrequenter Magnetfelder	72
3.4.1 Pulsgenerator und HF-Signalgenerator	72
3.4.2 Mikrospule und Mikrostreifenleitung	74
3.4.3 Wellenwiderstandsangepasster Probenhalter	77

3.5	Zeitaufgelöste magnetische Röntgenmikroskopie (TR-MTXM)	79
3.5.1	Anrege-Abtast-Messverfahren (Pump-Probe)	80
3.5.2	Ortsaufgelöste Ferromagnetische Resonanz (SR-FMR).....	82
3.5.3	Anregung mit kurzen Schwingungszügen (Burst-Anregung).....	84
3.6	Auswahl ferromagnetischer Proben	85
4	Ergebnisse und Diskussion	89
4.1	Anregung senkrecht zur Probenoberfläche	90
4.1.1	Gepulste Anregung einer Landaustruktur – erste Messergebnisse	90
4.1.2	Gepulste Anregung einer Wirbelstruktur	94
4.1.3	Anregung von Spinwellen in einer Wirbelstruktur	98
4.2	Anregung in der Probenebene	104
4.2.1	Kontrastmuster der gyrotropen Wirbelbewegung.....	104
4.2.2	Gepulste Anregung der gyrotropen Bewegung in Landaustrukturen	110
4.2.3	Hochfrequente Anregung der gyrotropen Wirbelbewegung.....	119
4.2.3.1	Umklappen des Wirbelkerns mit hochfrequenten Magnetfeldern	120
4.2.3.2	Speichern der Wirbelkernpolarisation	125
4.2.3.3	Umklappen des Wirbelkerns durch kurze Schwingungsfolgen (Bursts)	132
4.2.3.4	Anregung mit kleinen Feldamplituden	133
4.2.4	Elementspezifische und lagenaufgelöste Abbildung der Magnetisierungsdynamik gekoppelter Landaustrukturen	136
4.2.4.1	Umklappen des Wirbelkerns in der Py-Schicht des Co/Cu/Py-Stapels	140
4.3	Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate	143
4.3.1	Implementierung der Zeit- und Frequenzauflösung in die MTXM.....	143
4.3.2	Das Schalten der Wirbelkernpolarität.....	151
4.3.2.1	Grundlegende physikalische Beobachtungen	151
4.3.2.2	Interpretation der experimentellen Befunde	160
4.3.3	Anwendungspotential magnetischer Wirbel	170
5	Zusammenfassung und Ausblick	174
	Anhang	177
	Begriffe und Abkürzungen	183
	Veröffentlichungen	185
	Literatur	186
	Dank	203

Abstract

Three excitation schemes were designed for stroboscopic imaging of magnetization dynamics with time-resolved magnetic transmission X-ray microscopy (TR-MTXM). These techniques were implemented into two types of X-ray microscopes, namely the imaging transmission X-ray microscope (ITXM) and the scanning transmission X-ray microscope (STXM), both installed at the electron storage ring of the Advanced Light Source in Berkeley, USA. Circular diffraction gratings (Fresnel zone plates) used in both microscopes as focusing and imaging elements presently allow for lateral resolution down to 30 nm. Magnetic imaging is performed by using the X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) as element specific contrast mechanism. Developed methods have been successfully applied to the experimental investigation of magnetization dynamics in ferromagnetic microstructures. Temporal resolution well below 100 ps was achieved.

Conventional *pump-probe* technique was implemented first. Dynamic response of the magnetization excited by a broadband pulsed magnetic field was imaged spatially resolved using focused X-ray flashes. Magnetic field pulses were induced by applying short current pulses (rise time ≈ 100 ps) into microcoils or microstriplines. As a complementary method, the *spatially resolved ferromagnetic resonance* (SR-FMR) technique was developed for experimental study of magnetization dynamics in the frequency domain. This technique allows a selective excitation of magnetic microstructures by an alternating field with a well-defined frequency (≤ 5 GHz). High excitation amplitudes can be achieved, enabling the investigation of non-linear dynamic processes. As a third excitation mode, the *burst* excitation was implemented. Optionally, magnetic samples can be excited with short bursts of an alternating field from either their ground state or from a steady oscillating state. Hence, the burst excitation can be regarded as a combination of the first two techniques.

The performance and efficiency of developed methods have been demonstrated by imaging the local magnetization dynamics in laterally patterned ferromagnetic thin-film elements and three-layer stacks. Investigated samples have a circular or rectangular shape with diameters and edge lengths, respectively, in the range of 1 μm and an individual thickness between 20 and 50 nm. They exhibit a closed magnetic flux in the plane of the sample. Due to the exchange interaction a magnetic vortex with a perpendicularly (*out-of-plane*) magnetized core is formed in the center of each element. The vortex core has a lateral size in the order of 20 nm and its orientation can be either *up* or *down*. The existence of multiple eigenmodes in the

excitation spectra of ferromagnetic microstructures has been verified by using the pump-probe technique. A fast precession of the magnetization in the domains was observed in the high frequency range (several GHz). Magnetostatic spin waves were selectively excited and detected with a time resolution of 50 ps using the SR-FMR technique. Slower, highly localized precession modes of inhomogeneous magnetization were imaged in the domain walls of rectangular samples and in the area of the vortex.

The switching of the vortex core *polarization* (orientation of the magnetization in the core) has been accomplished by excitation of the gyrotropic vortex motion. Dynamic vortex core switching occurs for well-defined threshold amplitudes of the continuously alternating magnetic field. The width of the threshold region is in the range of the earth's magnetic field magnitude, and the amplitude of the external field required for reproducible switching is in the order of one millitesla. This value is two orders of magnitude lower than the amplitude of the static field necessary for the reversal of the vortex core magnetization. Thorough analysis of 20 in most cases independently prepared samples has verified that vortices which exhibit a low-amplitude switching of their core polarization develop the same handedness of their preferential ground state after the excitation, although their handedness was equally distributed right- and left-handed immediately after the preparation.

Furthermore, the gyrotropic vortex motion was imaged separately in each magnetic layer of a three-layer stack. The switching of the vortex core orientation was attained in the magnetically softer layer. The discovered reversal behaviour of magnetic vortex core opens promising new perspectives for its utilization as magnetic memory cell. Several application possibilities are discussed at the end of the thesis.

Kurzfassung

Drei stroboskopische Messverfahren zur zeitaufgelösten Abbildung der Magnetisierungsdynamik in Festkörpern mittels magnetischer Röntgentransmissionsmikroskopie (MTXM) wurden entworfen. Diese Methoden wurden an zwei verschiedenen Röntgenmikroskopen implementiert, nämlich an einem abbildenden Röntgentransmissionsmikroskop (ITXM) und am rasternden Röntgentransmissionsmikroskop (STXM) des Elektronenspeicherrings Advanced Light Source in Berkeley, USA. Die Röntgenoptik dieser Mikroskope, in Form von Fresnelschen Zonenplättchen, ermöglicht eine laterale Auflösung von derzeit 30 nm. Die Abbildung magnetischer Strukturen basiert auf dem elementspezifischen Kontrast des magnetischen Röntgenzirkulardichroismus (XMCD). Die aufgebauten Messverfahren wurden bei der Untersuchung des dynamischen Verhaltens ferromagnetischer Mikrostrukturen erfolgreich experimentell angewandt. Eine Zeitauflösung von deutlich unter 100 ps wurde erreicht.

Zuerst implementiertes *Anrege-Abtast-Verfahren* (*pump-probe*) beruht auf der breitbandigen Anregung der Magnetisierung mit schnellen Magnetfeldpulsen und der orts aufgelösten Abtastung der Impulsantwort mit kurzen fokussierten Röntgenblitzen. Die gepulsten Magnetfelder werden von einer Mikrospule bzw. einer Mikrostreifenleitung durch das Einprägen kurzer elektrischer Pulse mit kleiner Anstiegszeit (≈ 100 ps) induziert. Als zweite Messmethode wurde die Technik der *orts aufgelösten ferromagnetischen Resonanz* (SR-FMR) realisiert. Dieses zum Pump-Probe-Messprinzip komplementäre Verfahren wurde für Untersuchungen der Magnetisierungsdynamik in der Frequenzdomäne benutzt. Aufgrund der erzielbaren hohen Amplituden der Anregungsfelder eignet sich diese Methode besonders für die Untersuchungen nichtlinearer magnetodynamischer Vorgänge. Schließlich wurde als drittes Messverfahren die Anregung mit kurzen Schwingungszügen (*Bursts*) des hochfrequenten Magnetfeldes implementiert. Diese Methode stellt eine Kombination der beiden ersten Anregungsverfahren dar. Die magnetischen Proben können damit wahlweise aus ihrem Grundzustand oder einem bereits eingeschwungenen Zustand angeregt werden.

Die Funktionsfähigkeit und die Eignung der entworfenen Methoden wurden durch Abbildung lokaler Dynamik in mikrostrukturierten ferromagnetischen dünnen Schichten und Dreischichtstapeln demonstriert. Die untersuchten magnetischen Elemente sind kreisförmig oder rechteckig mit Durchmessern bzw. Seitenlängen im Bereich von 1 μm und Schichtdicken von 20 bis 50 nm. Die geometrische Form bestimmt hauptsächlich die Domänenstruktur dieser Plättchen. In der Probenebene bildet sich stets ein geschlossener Magnetisierungsfluss. Infol-

ge der Austauschwechselwirkung entsteht in der Probenmitte ein magnetischer Wirbel mit senkrecht aus der Probenebene ragendem *Wirbelkern*, der in einem Bereich mit Größenordnung von 20 nm entweder nach *oben* oder nach *unten* zeigt. Durch die Anwendung des Pump-Probe-Verfahrens konnte gezeigt werden, dass das dynamische Spektrum ferromagnetischer Mikrostrukturen mehrere Eigenmoden besitzt. Im Bereich hoher Frequenzen (einige GHz) wurde die schnelle Präzession der Magnetisierung in den Domänen verifiziert. Mit der Methode der orts aufgelösten FMR sind magnetostatische Spinwellen selektiv angeregt und mit einer Zeitauflösung von 50 ps abgebildet worden. In den Domänenwänden rechteckiger Proben sowie im Bereich des magnetischen Wirbels konnten langsamere und stark lokalisierte Präzessionsmoden inhomogener Magnetisierung abgebildet werden.

Bei der hochfrequenten Anregung der kreiselnden (gyrotropen) Bewegung des Wirbels konnte ein Schalten der Orientierung (der Polarität) des Wirbelkerns beobachtet werden. Für reproduzierbares Umschalten wurden magnetische Flussdichten im Bereich von einem Millitesla benötigt. Die sind damit um zwei Größenordnungen kleiner als die zum Umklappen des Wirbelkerns benötigten statischen Magnetfelder. Zum dynamischen Schalten erforderliche Feldamplituden weisen einen scharf ausgeprägten Schwellenbereich auf, dessen Breite von der Größenordnung des Erdmagnetfeldes ist. Die Auswertung von 20 größtenteils unabhängig voneinander hergestellten Proben hat offenbart, dass Wirbel bei denen das Schalten der Polarität bei kleinen Feldamplituden auftritt, in ihrem bevorzugten Grundzustand nach der Anregung die gleiche Händigkeit aufweisen, obwohl sie unmittelbar nach der Herstellung die Händigkeit gleichverteilt links- und rechtshändig war.

Gyrotrope Bewegung des Magnetisierungswirbels wurde auch lagenselektiv in zwei gekoppelten magnetischen Strukturen eines Dreischichtstapels abgebildet. Das Umschalten der Orientierung des Wirbelkerns wurde ebenfalls in der weicheren magnetischen Schicht des Stapels nachgewiesen. Das entdeckte Schaltverhalten eröffnet den kleinen Magnetisierungswirbeln neue vielversprechende Perspektiven in der magnetischen Datenspeicherung. Diese und weitere mögliche Anwendungen werden am Ende dieser Abhandlung diskutiert.

1 Einleitung

Magnetische Naturerscheinungen werden seit langer Zeit genutzt und erforscht. Den Kompass kannte man bereits im alten China und das Mineral Magnetit (Fe_3O_4), dessen Name den Ursprung der Begriffe „Magnet“ und „Magnetismus“ darstellt, wurde mit seinen anziehenden Eigenschaften schon in antiken Schriften beschrieben. Über die Jahrhunderte wurden viele Erkenntnisse über den Magnetismus gesammelt. Einige der wesentlichen sind, dass in der Natur stets magnetische Dipole auftreten und es keine „magnetischen Einzelladungen“ gibt. Vielmehr sind der Magnetismus und die Magnetfelder dynamische Phänomene, die durch bewegte elektrische Ladungen entstehen. Die Magnete wirken deswegen nicht nur durch eine Kraft, sondern vor allem durch ein Drehmoment. Zu den wichtigen Errungenschaften der modernen Physik gehört die quantenmechanische und relativistische Deutung magnetischer Phänomene sowie die Feststellung, dass die Bewegung und der Eigendrehimpuls der Elementarteilchen für die elementaren magnetischen Momente verantwortlich sind.

Der Magnetismus gewinnt an technologischer Bedeutung insbesondere in der Sensorik und der magnetischen Datenspeicherung [1 Brü04, 2 Pri99, 3 Wol01, 4 All05]. Verstärkt vollzieht sich dabei der Übergang von Mikro- zur Nanotechnologie und das Interesse der Forschung und Entwicklung konzentriert sich auf Untersuchungen dünner magnetischer Schichten und Schichtsysteme sowie kleiner Strukturen bis hin zu atomaren Dimensionen. Mit heutigen Herstellungsverfahren ist es möglich magnetische Materialien lithografisch maßzuschneidern und ihre Eigenschaften auf der Nanometerskala gezielt zu beeinflussen [5 Ros01, 6 Mar03, 7 Bad06]. Dies hat zur Entdeckung neuartiger und unerwartet empfindlicher Magnetowiderstandseffekte geführt [8 Bai88, 9 Bin89, 10 Mo95], die in kurzer Zeit Einzug in praktische Anwendungen gefunden haben – z.B. als Magnetfeldsensoren in Computerfestplatten, [11 Tsa99, 12 Tho00] bzw. als Speicherzellen des magnetischen Arbeitsspeichers (MRAM) [13 Gal06]. Der wesentliche Vorteil magnetischer Speicher gegenüber vielen Halbleiterspeichern (z.B. DRAM) ist, dass die Information in Form von Ausrichtung kleiner Magnete nicht flüchtig ist und auch ohne äußere Energiezufuhr erhalten bleibt. Derzeit wird am Entwurf eines „Universalspeichers“ gearbeitet [14 Åke05], der zusätzliche Funktionalität verspricht indem die Vorteile hoher Speicherdichten von nichtflüchtigen magnetischen Massenspeichern mit extrem kleinen Schreib- und Zugriffszeiten der Halbleitertechnologie kombiniert werden. Damit dieses Konzept konkurrenzfähig wird, müssen die Schaltfrequenzen der nanostrukturierten magnetischen Bausteine in den GHz-Bereich vordringen. Das Gelingen dieses Vorha-

bens hängt entscheidend von der genauen experimentellen Charakterisierung der Magnetisierungsdynamik betreffender Systeme ab. Aufgrund der kleinen Materialkonzentration und der Komplexität der heutigen magnetischen Bausteine sind leistungsfähige experimentelle Analysemethoden erforderlich, um den derzeitigen technologischen Anforderungen gerecht zu werden.

Für den Aufbau der einzelnen Speicherelemente eines MRAM-Bausteins werden derzeit „quasihomogen“ magnetisierte, rechteckige magnetische Teilchen verwendet, die an ihren Enden Abschlussdomänen aufweisen. Der Ummagnetisierungsprozess beginnt in diesen Abschlussbereichen und verläuft nicht homogen, sondern wird von Entstehung störender Domänenwände und Magnetisierungswirbel begleitet [15 Shi99, 16 Kir01]. Viele technische Ansätze basieren jedoch gerade auf der Nutzung inhomogener Magnetisierungsverteilungen, wie z.B. der Magnetisierungswirbel und Domänenwände für die Datenspeicherung [17 Schw78, 18 Lo79, 19 Cow02, 20 McM00, 21 Bus99, 22 Zhu00, 23 Klä05, 24 Tho06, 25 Yam07] bzw. in der Mikroelektronik und Signalverarbeitung [26 Cho07, 27 Her04].

Neben der technologischen Motivation für die Untersuchung inhomogener Magnetisierungskonfigurationen sind die Statik und die Dynamik magnetischer Domänenwände und Wirbel mitunter von grundlegendem wissenschaftlichem Interesse. Die dynamischen Eigenschaften dieser solitonartigen Gebilde mit Abmessungen im Bereich von 10 nm sind Gegenstand intensiver Untersuchungen in der theoretischen Physik [28 Kos73, 29 Mer00, 30 Kos90]. Zeitlich und örtlich hochauflösende experimentelle Methoden sind notwendig, um die theoretischen Voraussagen und Konzepte zu verifizieren.

Eine leistungsfähige Methode zur Untersuchung der Dynamik kleiner Magnetisierungskonfigurationen ist die magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie (MTXM). Unter Verwendung von zirkular polarisierter Synchrotronstrahlung, werden die Röntgenmikroskope zur direkten Abbildung magnetischer Mikro- und Nanostrukturen eingesetzt. Der elementspezifische Röntgenzirkulardichroismus bewirkt einen starken magnetischen Kontrast (je nach magnetischen Material von bis zu 50%). Die hochauflösende Röntgenoptik erlaubt derzeit eine laterale Auflösung von < 30 nm. Durch die Nutzung der gepulsten Zeitstruktur eines Elektronenspeicherrings wird die Zeitauflösung von ≤ 100 ps erreicht. Damit bietet die zeitaufgelöste magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie experimentellen Zugang zu den wissenschaftlich und technologisch wichtigen magnetischen Zeit- und Längenskalen.

1.1 Zielsetzung und Gliederung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war der Entwurf und Aufbau elektronischer Anregungsverfahren zur stroboskopischen Abbildung der Magnetisierungsdynamik mittels Röntgentransmissionsmikroskopie an einem Elektronenspeicherring. Durch die Auswahl geeigneter ferromagnetischer Mikrostrukturen sollte die Funktionsfähigkeit der Methode getestet und charakterisiert werden. Im Weiteren sollte die Magnetisierungsdynamik dünner ferromagnetischer Plättchen mit lateralen Abmessungen im Bereich von einem Mikrometer untersucht werden. Zum Schwerpunkt dieser Experimente wurde das zeitliche Verhalten der Magnetisierungswirbel während gepulster und hochfrequenter Anregung durch ein äußeres Magnetfeld.

Diese Arbeit ist in fünf Kapitel gegliedert. Nach diesem einleitenden Teil werden die theoretischen Modelle vorgestellt, die im Zusammenhang mit dieser Arbeit für die Beschreibung der Magnetostatik und der Magnetisierungsdynamik erforderlich sind (Kapitel 2). Insbesondere werden die wesentlichen Aspekte der Statik und Dynamik magnetischer Wirbel dargelegt. Anschließend werden die experimentellen Voraussetzungen für die Nutzung der zeitaufgelösten magnetischen Röntgentransmissionsmikroskopie (TR-MTXM) sowie die aufgebauten Anregungs- und Messverfahren erörtert (Kapitel 3). In diesem Kapitel werden zudem auch die verwendeten ferromagnetischen Proben diskutiert. Im Kapitel 4 folgt die Darstellung der gewonnenen Ergebnisse. Die Experimente sind nach den verwendeten Anregungs- und Messgeometrien gegliedert. Im letzten Abschnitt des Kapitels 4 werden die wesentlichen methodischen und experimentellen Resultate diskutiert. Die Arbeit schließt mit der Zusammenfassung und dem Ausblick (Kapitel 5).

2 Physikalische Grundlagen

Theoretische Gesichtspunkte des Magnetismus dünner ferromagnetischer Strukturen, die im Kontext mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit stehen, werden diesem Kapitel behandelt. Zunächst werden die Ursachen für die Entstehung ferromagnetischer Ordnung in Festkörpern vorgestellt, zusammen mit den wesentlichen Energiebeiträgen, die den Zustand eines Magneten charakterisieren. Danach wird auf die Besonderheiten der Magnetostatik dünner Strukturen eingegangen. Die Entstehung magnetischer Domänen wird angesprochen sowie grundsätzliche Arten der Domänengrenzen vorgestellt. Im Weiteren werden magnetische Wirbelkonfigurationen und ihre Topologie erörtert.

Nach der Diskussion der Magnetostatik werden die wesentlichen Aspekte der Magnetisierungsdynamik dargelegt. Quasistatische und dynamische Ummagnetisierungsprozesse werden anschließend besprochen. Die theoretischen Modelle zur Beschreibung der Dynamik magnetischer Wirbel werden vorgestellt.

Abschließend werden die elementaren Anregungen eines magnetischen Systems – die Spinwellen – besprochen. Die Diskussion beschränkt sich auf die Spinwellenanregungen, die für dünne weichmagnetische Mikrostrukturen typisch sind.

2.1 Dünne ferromagnetische Mikrostrukturen

Magnetisches Verhalten bestimmter Festkörper kann durch drei grundlegende physikalische Wechselwirkungen erklärt werden, nämlich durch die quantenmechanische Austauschwechselwirkung, die relativistische Spin-Bahn-Kopplung und die Dipolwechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten. Die Ursache ferromagnetischer Phänomene sind die Elektronen, die durch ihren Eigendrehimpuls (Spin) und ihre Bahnbewegung um den Atomkern magnetische Momente erzeugen, wobei es sich beim Ferromagnetismus in erster Linie um einen Spinmagnetismus¹ handelt.

Für die Entstehung der spontanen magnetischen Polarisation in einem Körper ist die Austauschwechselwirkung verantwortlich. Die *d*-Elektronen der Übergangsmetalle Fe, Co und Ni

¹ Das Verhältnis zwischen dem magnetischen Eigenmoment \mathbf{M} des Elektrons und seinem Eigendrehimpuls \mathbf{L} beträgt $\mathbf{M}/\mathbf{L} = 2\mu_B/\hbar$, wobei $\mu_B = e\hbar/2m_e = -9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$ das Bohrsche Magneton ist; e ist die Ladung des Elektrons, m_e seine Masse und \hbar das Planksche Wirkungsquantum h geteilt durch 2π .

können ihre gegenseitige elektrostatische Abstoßung verringern, indem sie im Mittel größere Abstände voneinander annehmen. Infolge des Pauliprinzips sind ihre Spins in diesem Fall parallel ausgerichtet, was zu einem resultierenden magnetischen Moment führt.

Die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung bestimmt die Ausrichtung der unmittelbar benachbarten magnetischen Momente. Sie ist jedoch isotrop, so dass die deutlich schwächere aber anisotrope Spin-Bahn-Kopplung zunächst für die Orientierung der magnetischen Polarisation im Kristall maßgeblich ist. Aufgrund relativistischer Effekte erfahren die d -Elektronen während ihrer schnellen Bahnbewegung im elektrostatischen Potential der Atomrümpfe ein Magnetfeld, welches mit ihrem Spin wechselwirkt. Durch den Überlapp der Ladungsverteilungen benachbarter Atome spiegelt die Spin-Bahn-Wechselwirkung in einem Kristall die lokale Symmetrie der Kristallatome wieder und führt dazu, dass sich bestimmte Vorzugsrichtungen (*leichte Achsen*) der magnetischen Polarisation ausbilden.

Auf der atomaren Längenskala dominieren die Austauschwechselwirkung und die Spin-Bahn-Kopplung gegenüber der deutlich schwächeren magnetischen Dipolwechselwirkung. Die Felder der magnetischen Momente nehmen an Bedeutung zu, wenn das System größer wird, da ihre Wirkung weitreichender ist, wodurch jedes einzelne magnetische Moment mit allen anderen magnetischen Momenten der Probe über das Magnetfeld in Wechselwirkung steht. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung dreht die magnetischen Momente so, dass sich ein geschlossener magnetischer Kreis bildet und somit Streufelder vermieden werden.

Bei makroskopischen Systemen nimmt man Abstand von den elementaren Wechselwirkungen und geht durch die Mittelung über kleine Volumenelemente zu einer resultierenden kontinuierlichen Volumendichte der magnetischen Momente über. In der Theorie des *Mikromagnetismus* [31 LL35, 32 Kit49, 33 Bro63, 34 Aha96, 35 HS98] wird die Verteilung und das zeitliche Verhalten der magnetischen Momente eines Ferromagneten vollständig durch das Vektorfeld der magnetischen Polarisation $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ beschrieben, wobei \mathbf{M} die Magnetisierung und μ_0 die Vakuumpemreabilität bedeutet. Bei gegebener Temperatur besitzt die magnetische Polarisation einen konstanten Betrag, der mit der Sättigungspolarisation übereinstimmt ($|\mathbf{J}| = J_s$). Daher kann ein normiertes Richtungsfeld der Polarisation anhand der reduzierten Magnetisierung $\mathbf{m} = \mathbf{J}/J_s$ definiert werden. Der phänomenologische Ansatz des Mikromagnetismus gilt für Längenskalen, die groß gegenüber atomaren Abständen, jedoch klein im Vergleich zur makroskopischen Ausdehnung der Probe sind. Er erlaubt die Berechnung der Energie des Ferromagneten nach dem Variationsprinzip der theoretischen Mechanik und unter Benutzung der phänomenologischen Materialparameter des betreffenden Systems. Dadurch

lassen sich die lokal wirkenden effektiven Magnetfelder \mathbf{H}_{eff} bestimmen, die sowohl die Statik als auch die Dynamik eines Ferromagneten eindeutig charakterisieren.

2.1.1 Magnetostatik

Die statische Gleichgewichtsverteilung der Magnetisierung $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ eines Ferromagneten entsteht als absolutes oder relatives Minimum seiner (Freien²) Energie. Dieses Minimum wird durch die Variation und den Vergleich der Energie möglicher Magnetisierungskonfigurationen $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ abgeleitet. Die globale Gesamtenergie E_g eines Magneten kann durch ein Volumenintegral verschiedener ortsabhängiger, lokaler und nichtlokaler Energiedichten definiert werden:

$$E_g = \int_V e_g dV = \int_V (e_A + e_K + e_H + e_D) dV . \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet e_A die Austauschenergiedichte, e_K die Energiedichte der Kristallanisotropie, e_H die magnetostatische Energiedichte der Magnetisierung im äußeren Feld \mathbf{H}_{ext} und e_D die Energiedichte der Streufelder magnetischer Dipole.

Phänomenologisch wird die Austauschwechselwirkung als eine „effektive Kraft“ betrachtet, welche die magnetischen Momente stets parallel auszurichten sucht. Ihre Stärke wird durch die materialabhängige Austauschkonstante A ausgedrückt. Die Austauschenergie ist lokal dominierend. Die Abweichungen von der parallelen Ausrichtung infolge anderer Energieanteile können sich daher nur über größere Längenskalen vollziehen. Demnach ändert sich räumlich der Winkel zwischen den benachbarten magnetischen Momenten nur geringfügig. Unter diesen Voraussetzungen kann die Austauschenergiedichte als der quadrierte Gradient der normierten Magnetisierungsrichtung \mathbf{m} ausgedrückt werden: $e_A = A(\text{grad}\mathbf{m})^2$. Eine räumlich homogene Magnetisierung besitzt keine Austauschenergie.

Die Kopplung der Elektronenspins an das Kristallgitter infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung, die zur Entstehung leichter Magnetisierungsrichtungen führt, wird durch die Energiedichte der *magnetokristallinen Anisotropie* ausgedrückt. Die Größe der Anisotropieenergie entspricht dem Energieaufwand, der erforderlich ist, um die Magnetisierung aus der

² Üblicherweise wird bei der Berechnung der Gleichgewichtszustände bei konstanter Temperatur T von Freier Energie $F = E - TS$ ausgegangen. Für ferromagnetische Körper lässt sich zeigen, dass bei Zimmertemperatur sogar die maximale Zunahme der Entropie S durch Unterteilung in viele antiparallel magnetisierte Bereiche nur eine vernachlässigbar kleine Senkung der Freien Energie bewirkt, im Vergleich zur Energiezunahme, die bei einer solchen Unterteilung durch Austauschwechselwirkung und Streufelder entstehen würde. Die Entropie wird deswegen im Rahmen der Theorie des Mikromagnetismus meist nicht betrachtet.

leichten in die *schwere Richtung* zu drehen. Durch Betrachtungen der Invarianz von Magnetisierungsrichtungen bezüglich bestimmter Symmetrien des Kristallgitters wird dieser Energiebeitrag phänomenologisch berücksichtigt. Beim magnetisch einachsigen Co entspricht die Energiedichte der Kristallanisotropie dem Ausdruck $e_K = Km_z^2$, wenn die z -Achse als schwere Richtung gewählt wurde. Der Materialparameter K ist die Konstante der Kristallanisotropie. In kubischen Kristallen gibt es drei gleichwertige leichte Achsen: bei Fe sind es die Würfelfanten, bei Ni die Würfeldiagonalen. In diesem Fall wird zur Berechnung der Kristallenergie die Form $e_K = K(m_x^2m_y^2 + m_x^2m_z^2 + m_y^2m_z^2)$ benutzt, wobei m_i die Komponenten der Magnetisierungsrichtung \mathbf{m} sind. Dünne Schichten aus weichmagnetischen Legierungen, wie polykristallinem Permalloy (Py, Ni₈₁Fe₁₉), weisen meist eine geringe Kristallanisotropie auf, da sich die Beiträge leicht unterschiedlich ausgerichteter Körner statistisch weitgehend ausmitteln.

Die potentielle Energie der Magnetisierung in einem äußeren Magnetfeld (*Zeeman-Energie*) ist proportional zum Produkt $\mathbf{J} \cdot \mathbf{H}_{ext}$. Das externe Magnetfeld richtet die magnetischen Momente stets parallel zur seiner Richtung aus.

Die Dichte der *Strefeldenergie* e_D ist ein Selbstenergieterm der im Falle des Ferromagneten durch die Überlagerung der Felder atomarer magnetischer Dipole entsteht. Das resultierende magnetostatische Streufeld \mathbf{H}_D wird, ausgehend von der Maxwelschen Gleichung $\text{div } \mathbf{B} = \text{div } (\mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}) = 0$, definiert als $\text{div } \mathbf{H}_D = -\text{div } (\mathbf{J}/\mu_0)$. Die Quellen und Senken des Streufeldes entsprechen somit den Divergenzen der magnetischen Polarisation, welche, in Anlehnung an Elektrostatik, als *effektive magnetische Ladungen* betrachtet werden. Die magnetische Raumladungsdichte ist gegeben durch $\rho_m = -\text{div } \mathbf{m}$ und die magnetische Flächenladungsdichte als $\sigma_m = \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}$, wobei \mathbf{n} nach außen gerichteter Normalenvektor des Körpers ist. Im magnetostatischen Fall gilt $\text{rot } \mathbf{H}_D = 0$, was die Definition eines skalaren magnetischen Potentials $\phi_m(\mathbf{r})$ erlaubt. Das Streufeld kann dann als Gradient dieses Potentials abgeleitet werden. Die magnetostatischen Phänomene lassen sich als Randwertprobleme mit dem mathematischen Apparat der Potentialtheorie behandeln.

Das Streufeld übt eine entmagnetisierende Rückwirkung auf die Magnetisierung aus. In einfachen symmetrischen Fällen der homogen magnetisierten Ellipsoide ist das Streufeld ebenfalls homogen und kann analytisch berechnet werden. Der in solchen Fällen symmetrische und ortsunabhängige Entmagnetisierungstensor $\underline{\underline{\mathbf{N}}}$ stellt einen einfachen linearen Zusammenhang zwischen der magnetischen Polarisation und dem Streufeld dar, nämlich: $\mathbf{H}_D = -\underline{\underline{\mathbf{N}}} \cdot \mathbf{J} / \mu_0$.

Jeder von den drei Hauptachsen (a, b, c) eines beliebigen Ellipsoids wird jeweils ein Entmagnetisierungsfaktor N_a, N_b, N_c zugewiesen und analytisch bestimmt [36 Osb45], wobei die Summe der Entmagnetisierungsfaktoren $N_a + N_b + N_c = 1$ entspricht. Das Entmagnetisierungsfeld ist dann unabhängig von der absoluten Probengröße und wird nur durch das Aspektverhältnis der Hauptachsen bestimmt. Ferromagnetische Proben, die nicht ellipsoidförmig sind, können oft durch Ellipsoide angenähert werden, so dass die Streufeldefekte durch den Entmagnetisierungstensor $\underline{\underline{N}}$ näherungsweise abgeschätzt werden können. Bei der Untersuchung dünner ferromagnetischer Schichten kann neben dem allgemeinen ellipsoidförmigen Fall oft der einfachere idealisierte Grenzfall einer homogen magnetisierten ebenen Schicht angenommen werden, für welchen gilt $N_a = N_b = 0, N_c = 1$. Die Streufeldenergie einer unendlich ausgedehnten, senkrecht magnetisierten Schicht beträgt dann:

$$E_D = -\frac{1}{2} \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{H}_D dV = \frac{J_s^2}{2\mu_0} V m_z^2. \quad (2.2)$$

Im allgemeinen Fall eines von der Ellipsoidenform abweichenden Körpers und inhomogen verteilter Magnetisierung ist eine analytische Behandlung des magnetostatischen Streufeldes nicht mehr möglich. Vielmehr werden dann numerische Verfahren eingesetzt, um das Streufeld näherungsweise zu bestimmen.

Der Umstand, dass das Streufeld über die Entmagnetisierungsfaktoren ausschließlich von der Form des Körpers abhängig ist, wird als *Formanisotropie* bezeichnet. Da die Gleichung (2.2) formal einer einachsigen Anisotropie entspricht, wird $K_D = J_s^2 / 2\mu_0$ als die Energiekonstante des Entmagnetisierungsfeldes eingeführt. Will man z.B. die Magnetisierung einer weichmagnetischen dünnen Schicht aus Permalloy ($J_s \approx 1$ T) vollständig aus der Ebene drehen, ist dazu ein hohes Entmagnetisierungsfeld von 10 kOe bzw. magnetische Flussdichte von 1 T nötig³. Die Kombination aus hohen Entmagnetisierungsfeldern und der starken Austauschwechselwirkung rechtfertigt oft zweidimensionale Betrachtung dünner magnetischer Schichten.

³ In dieser Arbeit ist mit \mathbf{H} das Magnetfeld gemeint und die magnetische Flussdichte (Induktion, magnetische Erregung) wird mit $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}$ bezeichnet. Im Falle der äußeren Anregung wird der Begriff „Magnetfeld“ oft für beide Größen benutzt. Zwischen der weit verbreiteten Einheit für \mathbf{H} im cgs-System [Oersted] und der Einheit für \mathbf{B} im SI [Tesla] besteht der einfache Zusammenhang: 1 Oe $\hat{=}$ 0,1 mT. Der Zusammenhang zwischen den Einheiten für das Magnetfeld \mathbf{H} in den beiden Systemen der Einheiten, cgs und SI, ist: 1 Oe = $(1/4\pi)$ kA/m \approx 79,6 A/m.

Durch die Vermeidung magnetischer Volumen- und Oberflächenladungen wird das Streufeld verringert. Die Magnetisierung richtet sich bevorzugt tangential zur Probenoberfläche aus. Dieses allgemeine Prinzip ist in der Abbildung 2.1 verdeutlicht.

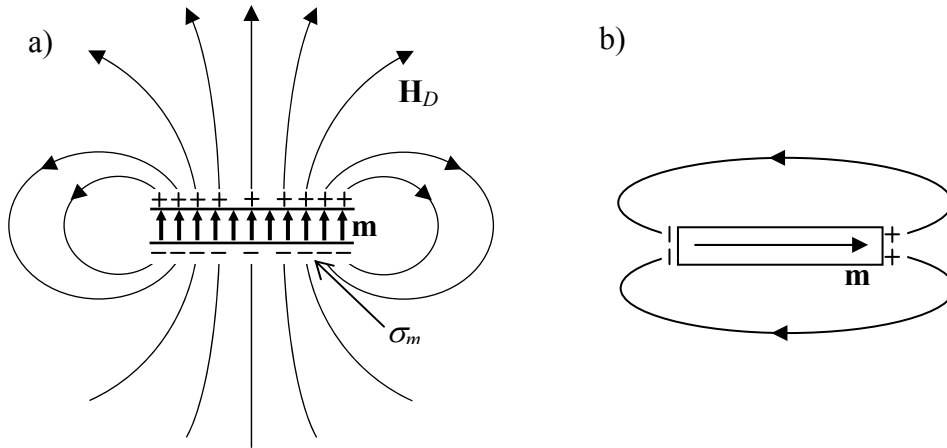


Abbildung 2.1: (a) Das Streufeld einer dünnen magnetischen Schicht mit aus der Probenebene heraus senkrecht (out-of-plane) gerichteten Magnetisierung. Solche Magnetisierungsverteilung entsteht in hartmagnetischen Systemen mit starker senkrechter Kristallanisotropie. Das Feld der magnetischen Oberflächenladungen σ_m breitet sich über den gesamten Raum aus. (b) Der Verlauf des Streufeldes im Außenraum einer dünnen weichmagnetischen Probe. Infolge der Formanisotropie liegt die Magnetisierung in der Probenebene (in-plane) wodurch Oberflächenladungen vermindert werden.

Die Rückwirkung des Entmagnetisierungsfeldes auf die Magnetisierung spielt eine entscheidende Rolle bei der Entstehung magnetischer Domänen. Die Streufeldenergie steht dabei mit ihrer weitreichenden, aber relativ schwachen Wirkung in Konkurrenz mit der Kristallanisotropie, die bestimmte Richtungen im Ferromagneten bevorzugt und der Austauschenergie, die eine starke Wechselwirkung auf kurzer Reichweite darstellt. Durch das Wechselspiel dieser Energiebeiträge kommt es zur Unterteilung der Magnetisierung des Ferromagneten in unterschiedlich orientierte magnetische Bereiche, weil so das Streufeld und die Anisotropieenergie minimiert werden. Die Austauschenergie wirkt diesem Prozess entgegen, indem sie zum einen die Entstehung allzu vieler inhomogener Magnetisierungsbereiche zwischen den Domänen verhindert, und zum anderen eine homogene Magnetisierung in den einzelnen Domänen erzwingt. Die inhomogen magnetisierten Übergangsgebiete zwischen den Domänen, in denen die Magnetisierung ihre Richtung dreht, werden als Domänenwände bezeichnet. Zwei idealisierte Grundtypen dieser magnetischen Übergangsstrukturen sind die 180° -Blochwand und die 180° -Néelwand (vgl. Abbildung 2.2).

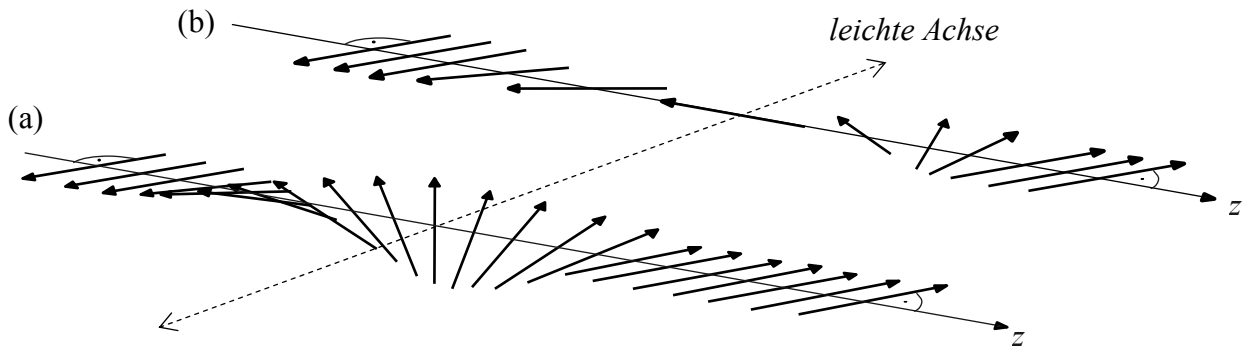


Abbildung 2.2: Skizze des Magnetisierungsverlaufs in einer Blochwand (a), und einer Néelwand (b). In der Blochwand vollziehen die magnetischen Momente allmählich eine Drehung um die Achse die parallel zur Wandnormale liegt (hier ist es die z-Achse). Dieser Wandtyp tritt bevorzugt in hartmagnetischen Materialien und in massiven Proben auf. Bei sehr dünnen weichmagnetischen Proben würden im Falle einer Blochwand starke Streufelder an der Probenoberfläche entstehen. Die Magnetisierung dreht sich daher bevorzugt in der Probenebene in Form einer Néelwand.

Die Dicke einer Blochwand ergibt sich aus dem Vergleich der Austausch- und Anisotropieenergie [32 Kit49] zu $\delta_B = \pi \sqrt{A_{exc} / K} = \pi l_K$, wobei die Größe l_K als *Austauschlänge der Kristallanisotropie* bezeichnet wird. Bei der Néelwand steht dagegen das Verhältnis zwischen Austausch- und Streufeldenergie im Vordergrund. Infolge der Magnetisierungsrotation in der Probenebene, sind Streufelder in der Umgebung der Néelwand im Inneren der Schicht vorhanden (bzw. es existieren magnetische Volumenladungen, die Wand selbst hat den Charakter eines magnetischen Liniendipols). Benachbarte Néelwände sind durch diese Streufelder magnetostatisch gekoppelt [37 Rie71, 35 HS98]. Die Energiebetrachtung einer Néelwand wird unter Berücksichtigung der Energiekonstante des Entmagnetisierungsfeldes $K_D = J_s^2 / 2\mu_0$ durchgeführt. Das Maß für die Dicke der Néelwand beträgt:

$$\delta_N = \pi \sqrt{\frac{A}{K_D}} = \pi \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{J_s^2}} = \pi l_D, \quad (2.3)$$

mit der zugehörigen Austauschlänge des Streufeldes

$$l_D = \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{J_s^2}}. \quad (2.4)$$

Die Wanddicke wird durch die Austauschenergie stets erhöht und durch die Kristallanisotropie bzw. das magnetische Streufeld vermindert. Die materialabhängigen Austauschlängen l_K

und l_D geben die Reichweite der Austauschwechselwirkung und die Ausdehnung der Inhomogenitäten der Magnetisierung an. Die Materialparameter und die dazugehörigen Austauschlängen für diese Arbeit relevanter Materialien sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1: Phänomenologische Materialparameter (Austauschkonstante A , Anisotropiekonstante K und Sättigungspolarisation J_s und die charakteristischen Längen l_D und l_K) einiger ferromagnetischer Materialien.

	Permalloy (Py, Ni ₈₁ Fe ₁₉)	Eisen (Fe)	Kobalt (Co)	Nickel (Ni)
A [J/m]	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$2,1 \cdot 10^{-11}$	$3,0 \cdot 10^{-11}$	$0,9 \cdot 10^{-11}$
K [J/m ³]	500	$4,8 \cdot 10^4$	$5,2 \cdot 10^5$	$-5,7 \cdot 10^3$
J_s [T]	1	2,18	1,8	0,62
l_D [nm]	5,6	3,3	4,3	7,4
l_K [nm]	161.2	21	7.7	42

Aus der Tabelle 1 ist ersichtlich, dass die kleinere und damit ausschlaggebende Austauschlänge l_D den Wert von etwa 5 nm besitzt. Dadurch kann zum einen der kontinuumstheoretische Ansatz zur Beschreibung des Mikromagnetismus, der von der atomaren Struktur absieht, gerechtfertigt werden. Andererseits ist mit dem Wert von l_D auch die wesentliche Forderung an die laterale Auflösung experimenteller Verfahren zur Abbildung inhomogener Magnetisierungsverteilungen gegeben.

Der Gleichgewichtszustand kleiner weichmagnetischer Mikrostrukturen wird vor allem durch die Beiträge der Austausch- und der Streufeldenergie bestimmt. Die resultierende Domänenkonfiguration hängt hauptsächlich vom jeweiligen Material, der Abmessungen und der äußeren Form der Probe ab. Für polykristalline ferromagnetische Schichten sind jedoch lokale Schwankungen der Materialparameter zwischen den einzelnen Kristallkörnern (z.B. der Sättigungsmagnetisierung und der Kristallanisotropie) sowie eine erhebliche Rauigkeiten der Oberflächen und der Ränder typisch. Daher ist es nicht zu erwarten, dass die magnetischen Domänen im strengen Sinne homogen magnetisiert sind und dass die DW den idealisierten theoretischen Modellen entsprechen. In realen Proben entsteht in den meisten Fällen sowohl in den Domänen als auch in den Wänden eine lokale Feinstruktur. In der Abbildung 2.3 ist ein Beispiel für solche elementaren Feinstrukturelemente zu sehen. Die für polykristalline Schichten typische Riffelstruktur spielt eine wichtige Rolle bei den Ummagnetisierungsprozessen. Die Feinstrukturelemente der DW sind magnetische Wirbel (Blochlinien).

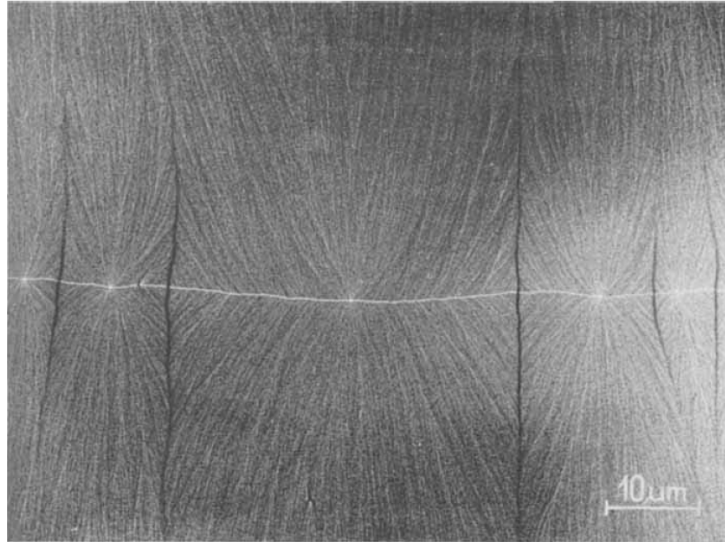


Abbildung 2.3: Defokussierte elektronenmikroskopische Aufnahme des Magnetisierungsverlaufs um eine Stachelwand in einer in ihrer Ebene anisotropen (unter Magnetfeld aufgedampften) Permalloy-Schicht [38 Fel62]. Das Bild zeigt die riffelförmige Feinstruktur, die senkrecht zur Magnetisierungsrichtung verläuft. In der Bildmitte ist ein Magnetisierungswirbel (Kreisblochlinie) zu sehen. Links und rechts davon befinden sich Antiwirbel (Kreuzblochlinien) und weitere Wirbel, die über 180°-Néelwände miteinander verbunden sind.

2.1.2 Magnetische Wirbel

Infolge geometrischer Einschränkung, lateral und vertikal, entstehen in kleinen Plättchen einfache Domänenkonfigurationen. Bevorzugt bilden sich wirbelförmige Magnetisierungsverteilungen, bei denen die magnetischen Momente tangential zu den Probenrändern ausgerichtet sind. Dadurch werden Oberflächenladungen und damit die magnetische Streufeldenergie vermieden. In weichmagnetischen Systemen steht die Streufeldenergie hauptsächlich in Konkurrenz mit der Austauschenergie, die magnetische Momente möglichst parallel aneinander koppelt. Das Wechselspiel dieser beiden Energiebeiträge führt in kleinen kreisförmigen und rechteckigen Plättchen zur Bildung eines geschlossenen Magnetisierungsflusses in der Probenebene. Der Magnetisierungsverlauf einer kreisförmigen *Wirbelstruktur* sowie einer rechteckigen *Landastruktur* ist in Abbildung 2.4 dargestellt. In der Probenmitte entsteht ein Gebiet, in dem die in der Probenebene liegenden magnetischen Momente zunehmend einander antiparallel gegenüberstehen. Diese für die ferromagnetische Austauschenergie extrem unvorteilhafte Anordnung wird zum Probenzentrum hin abgebaut, indem sich die Magnetisierung trotz der starken Formanisotropie senkrecht aus der Probenebene dreht. Dieser Übergang, der sich auf der Längenskala der Austauschlänge des Streufeldes l_D vollzieht, wird als Magneti-

sierungswirbel bezeichnet. Der überwiegend senkrecht magnetisierte Bereich in der Wirbelmitte stellt den Wirbelkern (WK) dar [39 Fel65, 35 HS98, 40 Wac02].

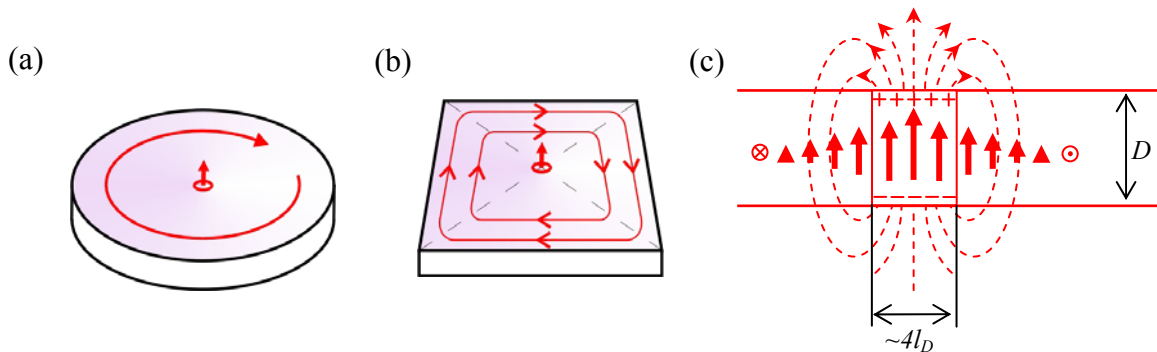


Abbildung 2.4: (a) Die Magnetisierung eines kreisförmigen dünnen Plättchens bildet eine kreisförmige Domäne. In der Probenmitte befindet sich ein senkrecht magnetisierter Wirbelkern (WK). (b) In dünnen quadratischen Proben bildet sich die Landastruktur aus. Der geschlossene magnetische Fluss besteht aus vier dreieckigen Abschlussdomänen, die durch Néeiwände getrennt sind. An der Verbindungsstelle der Néeiwände bildet sich ein Wirbel mit dem senkrechten WK. (c) Der Querschnitt durch die Magnetisierungsverteilung im WK. Die zur Probenebene senkrechte Magnetisierungskomponente erzeugt ein Streufeld. In 50 nm dicken Permalloyplättchen ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) entspricht die Größenordnung des Wirbelkerns in etwa der vierfachen Austauschlänge l_D (≈ 20 nm).

Magnetische Wirbel treten bei Schichtdicken zwischen 5 bis 80 nm auf [41 Mid63, 42 Gol03]. Bei einer Landastruktur ist der WK ebenfalls von einem kreisförmig magnetisierten Gebiet umgeben, das in die nicht mehr zirkulare Konfiguration der Néeiwände und Domänen übergeht, allerdings erst bei Radien, die im Vergleich zur Austauschlänge l_D wesentlich größer sind. Der WK selbst ist ein fassförmiges (*barrel shaped*) dreidimensionales Gebilde, dessen Radius je nach Schichtdicke zwischen $2l_D$ und $3l_D$ variiert [39 Fel65]. Für die analytische Beschreibung des statischen Magnetisierungsprofils im und um den WK sind verschiedene Berechnungsmodelle entwickelt worden [39 Fel65, 35 HS98, 43 Uso93, 44 Gus01, 45 Met02, 46 Höl03]. Diese Modelle beschränken sich auf kreisförmige dünne Plättchen, wobei stets angenommen, dass infolge der Rotationssymmetrie die senkrechte Magnetisierungskomponente m_z nur vom Radius r abhängt. Der Mittelpunkt des zylindrischen Plättchens ($r = 0$) ist vollständig senkrecht magnetisiert ($m_z = 1$). Nach außen hin fällt die senkrechte Magnetisierung exponentiell mit l_D^2 ab. Für Probendicken $d > 15$ nm bewirkt das Streufeld [47 Höl04]⁴

⁴ Das Streufeld des WK ist direkt proportional zur Probendicke d und besitzt im Fernbereich Dipolcharakter ($\propto r^{-3}$). Unter Benutzung des Ansatzes aus [35 HS98] für das Magnetisierungsprofil des WK berechnete Höllinger [47 Höl04] das Streufeld des WK. Der WK eines 10 nm dicken Plättchens aus Permalloy erzeugt in Entfernung von 150 nm ein Streufeld von ≈ 60 μT , was der Größenordnung des Erdmagnetfeldes (≈ 50 μT) entspricht.

des WK eine zur seiner Ausrichtung entgegengesetzte und den WK zirkular umgebende m_z -Komponente. Dieser negative Unterschwinger (auch *Halo* genannt) ist proportional zum magnetischen Moment des WK, d.h. $\sim J_s \pi h l_D^2$ [46 Höl03].

Magnetische Wirbel gehören zur Klasse topologischer „Defekte“ in Spinsystemen [48 Mer79, 30 Kos90, 49 Che06]. Ihre Topologie, die für eine Vielzahl bemerkenswerter physikalischer Eigenschaften verantwortlich ist, wird durch zwei *topologische Invarianten* bzw. *Ladungen* definiert. Die erste topologische Invariante q , die als Vortizität (Wirbelstärke) bezeichnet wird, entspricht dem Gesamtwinkel der Drehung magnetischer Momente beim Umlauf entlang einer geschlossenen Kontur um den WK in mathematisch positiven Sinne und wird in vielfachen von 2π angegeben. Die senkrechte Magnetisierung im WK definiert die zweite Invariante, die Polarität p . Die beiden topologischen Ladungen ergeben eine *Händigkeit* des Wirbels, die links- (LH) oder rechtshändig (RH) sein kann [50 Völ94, 51 Gus02, 52 Cho04]. In Abbildung 2.4 (a) und (b) skizzierten Wirbel sind z.B. linkshändig. Die Polarität p des WK übt einen entscheidenden Einfluss auf das dynamische Verhalten des gesamten Magnetisierungswirbels aus, was im folgenden Abschnitt diskutiert wird.

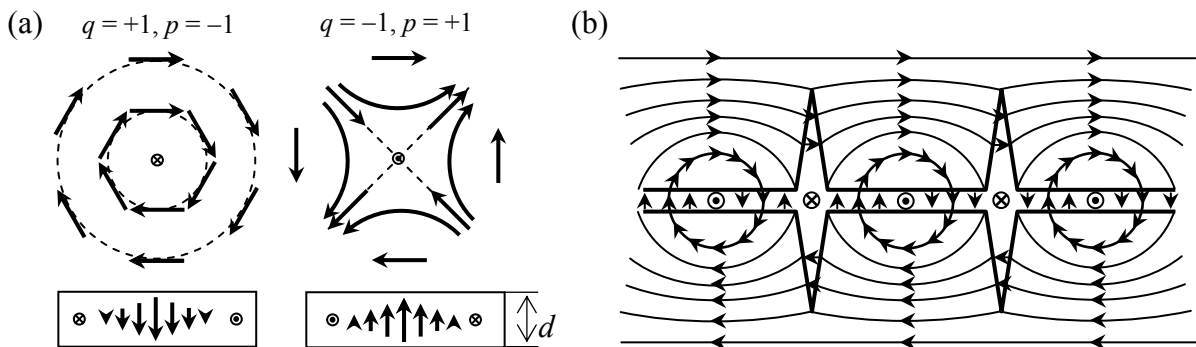


Abbildung 2.5: (a), Magnetisierungsverteilung eines Wirbels (Vortizität $q = +1$) und eines Antiwirbels ($q = -1$). Die Polarität p kann unabhängig von der Vortizität beide Richtungen, nach OBEN ($p = +1$) oder nach UNTEN ($p = -1$), annehmen [35 HS98]. (b) Die Magnetisierungsverteilung einer Stachelwand. Dieser Wandtyp besteht aus sich abwechselnden Wirbeln und Antiwirbeln. Ein zur Wand senkrecht Magnetfeld bewirkt, dass sich die Wirbel und Antiwirbel aufeinander zu bewegen und sich gegenseitig vernichten.

Wegen der topologischen Ladungserhaltung entstehen topologische Defekte i.d.R. paarweise – in einem Spinsystem als Wirbel-Antiwirbel-Paare. Der Wirbel und Antiwirbel unterscheiden sich durch ihre Vortizität q : Beim Wirbel (Kreisblochlinie, $q = +1$) drehen sich die magnetischen Momente entlang der Kreise um den WK, beim Antiwirbel (Kreuzblochlinie, $q =$

–1) dagegen dreht die Magnetisierung in der Probenebene entlang gleichwinkliger, konjugierter Hyperbeln, vorbei am WK. Der Magnetisierungsverlauf dieser beiden Fälle ist in der Abbildung 2.5 (a) dargestellt. Die statische Magnetisierungskonfiguration des Antiwirbels bewirkt stärkere Streufelder als die des Wirbels, weil sie mehr magnetische Volumen- und Oberflächenladungen aufweist. Der statische Antiwirbel besitzt deswegen eine etwa 2,5-fach höhere Energie und eine entsprechend höhere Ausdehnung als der Wirbel [53, Bäu66, 54 Ale83]. Aus diesem Grund entstehen im Grundzustand quadratischer und kreisförmiger ferromagnetischer Mikrostrukturen stets Wirbel [55 Cow99, 56 Raa00, 57 Shi00, 58 Ros02]. In dickeren Proben und bei rechteckigen Geometrien bilden sich Stachelwände (*Cross-tie wall* [59 Hub58, 41 Mid63, 60 Gom99]), die aus abwechselnden Wirbel-Antiwirbel-Paaren bestehen, welche über 180° -Néelwände verschiedener Drehrichtungen miteinander verbunden sind. Dabei wird ein Antiwirbel stets von zwei Wirbeln stabilisiert. Die Magnetisierungsverteilung einer solchen Wand ist in Abbildung 2.5 (b) dargestellt. Wenn ein Wirbel und ein Antiwirbel zu nahe aneinander kommen, etwa durch den Einfluss eines äußeren Feldes, dann ziehen sie sich an und vernichten sich gegenseitig (*vortex-antivortex annihilation* [61 Oku04, 62 Le05]). Auch den Domänenwänden kann eine *fraktionale* topologische Ladung zugewiesen werden. Je nach Drehrichtung besitzen z.B. die 180° -Néelwände eine topologische Ladung $\pm q/2$ und die 90° -Néelwände einer Landaustuktur eine topologische Ladung von jeweils $-q/4$ [63 Tch05]. Somit ist die Landaustuktur in Bezug auf die Gesamtvortizität im Grundzustand topologisch neutral. Wenn sich die Néelwände infolge einer starken äußeren Feldanregung schnell bewegen, können sich in ihnen neue Wirbel und Wirbel-Antiwirbel-Paare bilden [64 Klä05, 65 Hay07].

Die beiden möglichen senkrechten Ausrichtungen des Wirbelkerns ($p = +1$ oder $p = -1$) entstehen als Folge der starken Austauschwechselwirkung und sind im Idealfall energetisch äquivalent und unabhängig vom Drehsinn der Magnetisierung in der Probenebene (im Uhrzeigersinn US oder gegen den Uhrzeigersinn GUS). Als Konsequenz dieser Entartung kann auch die enorme Stabilität der Struktur betrachtet werden, da es topologisch gesehen unmöglich ist eine Orientierung des WK in die andere kontinuierlich zu überführen. Theoretisch ist der Wechsel des topologischen Sektors durch die Injektion eines dreidimensionalen magnetischen „Monopols“, des *Blochpunkts*, möglich [66 Fel65, 67 Thi94, 68 Mil02]. Der Blochpunkt wird an einer der beiden Probenoberflächen injiziert, durchläuft den WK und wird an der gegenüberliegenden Probenoberfläche ausgestoßen. Dieser Vorgang ist im Rahmen der mikromagnetischen Kontinuumstheorie nicht erlaubt, da er eines ihrer Grundpostulate, das des festen Magnetisierungsbetrags ($|\mathbf{m}| = 1$) verletzt [69 Dör68, 70 Tre07]. In diskreten Mo-

dellen ist eine Verletzung der Kontinuität erlaubt und damit auch eine solche Art der Um-magnetisierung möglich, sie erfordert allerdings sehr hohe Magnetfelder [71 Thi03]. In der Tat sind zum Umklappen des WK antiparallel gerichtete statische Felder von der Größenordnung eines halben Tesla notwendig [72 Kik01, 73 Oku02]. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass ein mit hochfrequenten Magnetfeldern angeregter magnetischer WK mit Feldamplituden von weniger als einem Millitesla (mT) kontrolliert und zuverlässig umgeklappt werden kann.

Trotz vieler Besonderheiten ähneln die Magnetisierungswirbel in bestimmten Eigenschaften den Wirbeln in Flüssigkeiten und Gasen. Während ihrer Bewegung tritt eine zur Geschwindigkeit orthogonale Kraft auf, die der Magnus-Kraft entspricht und bei den ferromagnetischen Wirbeln meist als „gyrotrope“ Kraft (oder *Gyrokraft*) bezeichnet wird. Diese grundlegende Gemeinsamkeit teilen die magnetischen Wirbel auch mit den topologischen Solitonen aus anderen Bereichen der Physik, wie den „Skyrmionen“ in Quanten-Hall-Systemen [74 Sto96] sowie den Wirbel im supraflüssigem He [75 Ono94] und in Supraleitern [76 Bar65, 77 Ao93]. Wie diese Wirbelstrukturen sind auch magnetische Wirbel besondere makroskopische Manifestationen der Quantenphänomene. Die Blochpunkte besitzen Analogien zu den Monopolen aus den allgemeinen Theorien der Hochenergiephysik. Infolge ihrer Verwandtschaft und ähnlicher Eigenschaften werden die Topologie und das dynamische Verhalten der wirbelförmigen Strukturen in verschiedenen physikalischen Systemen weitgehend auf einer gemeinsamen theoretischen Grundlage beschrieben [78 Pap91, 79 Kom96].

2.2 Magnetisierungsdynamik

Die Vorgänge bei denen die Magnetisierungsverteilung in einem Körper unter Einfluss eines sich ändernden äußeren Magnetfeldes ihre Richtung ändert, werden generell in *quasistatische* und *dynamische* unterteilt. Im idealen quasistatischen Fall folgt die Magnetisierung einem in die Probe eindringenden Magnetfeld unmittelbar, so dass stets der Übergang von einem Gleichgewichtszustand in den Anderen stattfindet, ohne dass bei diesem Prozess die Zeit als Parameter auftritt. Die Voraussetzung für quasistatische Ummagnetisierungsvorgänge ist, dass sich von außen angelegtes Magnetfeld vergleichsweise *langsam* ändert [35 HS98], wobei unter „langsam“, je nach magnetischem System, die Änderungen auf der Zeitskala von Millisekunden bis Sekunden zu verstehen sind.

Wird eine Magnetisierungsverteilung durch ein sich schnell änderndes externes Magnetfeld (ein breitbandiger Feldpuls oder hochfrequentes Wechselfeld) angeregt, befindet sie sich nicht mehr im Gleichgewicht. Aufgrund ihres Eigendrehimpulses setzen die magnetischen Momente, vielen gekoppelten Kreiseln ähnlich, zur gyromagnetischen Präzession an [80 Mil02]. Infolge unterschiedlicher Dämpfungsmechanismen relaxiert diese Bewegung nach einer bestimmten Zeit wieder in einen Gleichgewichtszustand. Dieses intuitiv zu erwartende dynamische Verhalten, wird im Rahmen der mikromagnetischen Kontinuumstheorie durch die Landau-Lifschitz-Gleichung (LLG) beschrieben [31 LL35]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \underbrace{-\mu_0 \gamma (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff})}_{\text{Präzession}} - \underbrace{\frac{\alpha}{M_s} (\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}))}_{\text{Relaxation}}. \quad (2.5)$$

Der Koeffizient γ ist das gyromagnetische Verhältnis⁵ und der Koeffizient α die Dämpfungskonstante. Im dynamischen Fall steht nicht mehr die Energie im Vordergrund sondern das effektive Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} , welches lokal auf die magnetischen Momente wirkt. Das \mathbf{H}_{eff} lässt sich durch Variation der im Abschnitt 2.1.1 vorgestellten magnetischen Energiedichte ableiten, unter Berücksichtigung der lokalen Drehung der Magnetisierung:

⁵ Das gyromagnetische Verhältnis des freien Elektrons ist definiert als eine positive Konstante mit dem Wert $\gamma = g|e|/2m_e = g \cdot 0,879 \cdot 10^{11} \text{ Hz/T}$ ($\gamma/2\pi = g \cdot 13,996 \text{ GHz/T}$); dabei ist e der Ladung des Elektrons und m_e seine Ruhemasse. Bei den meisten Ferromagneten kann für den Landé-Faktor g der Wert $g \approx 2$ verwendet werden, wodurch für $\gamma/2\pi \approx 28 \text{ MHz/mT}$ gilt.

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{1}{J_s} \frac{\delta e_g}{\delta \mathbf{m}} = \mathbf{H}_A + \mathbf{H}_K + \mathbf{H}_D + \mathbf{H}(t), \quad (2.6)$$

wobei $\mathbf{m} = \mathbf{J}/J_s = \mathbf{M}/M_s$ die normierte Magnetisierung ist. Die Austauschwechselwirkung bzw. die Kristallanisotropie werden formal auch als Magnetfelder \mathbf{H}_A und \mathbf{H}_K ausgedrückt; \mathbf{H}_D ist das Streufeld der Probe und $\mathbf{H}(t)$ ist das zeitabhängige Magnetfeld, das von außen angelegt wird und im dynamischen Fall auch durch die zeitabhängige Präzession der magnetischen Momente verursacht wird. Die Präzessionsfrequenz ist direkt proportional zum \mathbf{H}_{eff} und entspricht der Larmorfrequenz $\boldsymbol{\omega} = -\mu_0 \gamma \mathbf{H}_{eff}$. Somit bestimmt das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} die Zeitskala der Spindynamik.

Wie die Abbildung 2.6 verdeutlicht, erlaubt die LLG eine anschauliche Interpretation der Magnetisierungsdynamik als gedämpfte gyromagnetische Präzessionsbewegung der magnetischen Momente um das effektive Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} . Der Präzessionsterm bewirkt zunächst eine kreisförmige Präzessionsbewegung der Magnetisierung, die durch den Dämpfungsterm allmählich entlang der Richtung des \mathbf{H}_{eff} ausgerichtet wird. So entsteht eine spiralförmig abklingende Bahnkurve. In einer dünnen weichmagnetischen Schicht wird die Bahnkurve der Präzessionsbewegung durch das Entmagnetisierungsfeld elliptisch verformt.

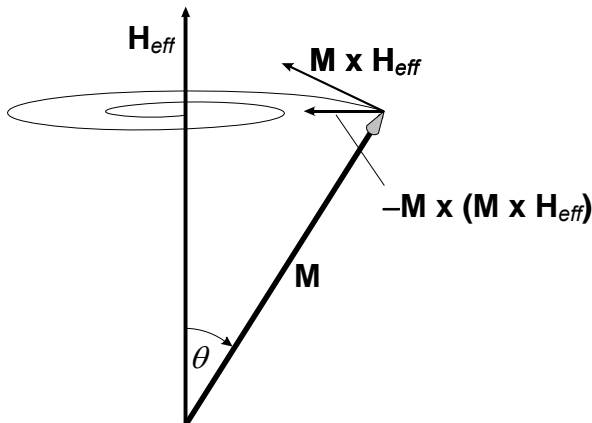


Abbildung 2.6: Geometrische Veranschaulichung der Landau-Lifschitz-Gleichung (LLG) als gedämpfte Präzessionsbewegung der Magnetisierung \mathbf{M} um das zeitlich und räumlich konstante effektive Feld \mathbf{H}_{eff} . Infolge des Drehmoments $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}$ entstandene Präzession wird durch das Drehmoment der Dämpfung $-\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff})$ entlang des \mathbf{H}_{eff} ausgerichtet.

Die LLG beschreibt die meisten magnetodynamischen Vorgänge sehr gut, obwohl sie auf rein phänomenologischen Ansätzen beruht, die viele Details unberücksichtigt lassen. Die Momente „magnetischer“ Elektronen werden als lokalisiert angenommen und unabhängig von den Leitungselektronen. In Wirklichkeit überlappen sich diese beiden Systeme und beeinflussen sich gegenseitig. Insbesondere konnte der Ursprung und die Größe der Dämpfung bis heute nicht eindeutig geklärt werden. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung stellt eine *intrinsische* Möglichkeit dar, die Bewegungsenergie der magnetischen Momente auf die Gitterschwingungen

(Phononen) zu übertragen. Weitere Dissipationsmechanismen sind die ohmschen Verluste durch die Wirbelströme, die bei der Magnetisierungsdrehung induziert werden, und Streuvorgänge an nichtmagnetischen Verunreinigungen. All diese Prozesse werden in der LLG durch einen einzelnen Parameter α ausgedrückt, der zudem noch als konstant angenommen wird. Die experimentellen Messungen der Dämpfungskonstante mittels Ferromagnetischer Resonanz (FMR [81 Pat68]) oder durch Untersuchungen von Domänenwandbewegungen [82 Pat66] zeigen jedoch, dass α von dem relativen Winkel zwischen dem Anregungsfeld und der Magnetisierung sowie der Amplitude des Anregungsfeldes abhängig ist. Zeitlich und örtlich hochauflösende magnetische Mikroskopiemethoden, wie in dieser Arbeit eingesetzt, sind in der Lage einige der *extrinsischen* Ursachen für die dynamischen Änderung des Dämpfungsparameters direkt zu identifizieren: Zwei wichtige Beispiele der extrinsischen Dissipation sind die Anregung von Spinwellen kurzer Wellenlänge und die Entstehung von Inhomogenitäten (Verwirbelungen) in der Magnetisierungsverteilung. Durch Gilbert [83 Gil04] modifizierte Form der LLG beschreibt genauer das Verhalten der Magnetisierung bei hoher Dämpfung, da sie einen *viskosen Dämpfungsterm* beinhaltet der zur „Geschwindigkeit“ der Magnetisierung, $\partial\mathbf{M}/\partial t$, proportional ist. Der Relaxationsterm hat dann die Form $(\mathbf{M} \times \partial\mathbf{M}/\partial t)$. Diese Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung ist mathematisch (jedoch nicht physikalisch) äquivalent zur Gleichung (2.5) und geht im Falle kleiner Dämpfung in die Landau-Lifschitz-Gleichung über.

Wird die Gleichung (2.6) für das \mathbf{H}_{eff} in die LLG (2.5) eingesetzt, ergeben sich im allgemeinen Fall einer räumlich ungleichförmigen Magnetisierungsverteilung gekoppelte, nichtlineare, und bei voller Berücksichtigung des magnetostatischen Streufeldes ebenfalls nichtlokale Integro-Differentialgleichungen als Bewegungsgleichungen für die lokale Magnetisierung [34 Aha96, 35 HS98]. Bei einer äußeren Anregung durch das zeitveränderliche Feld $\mathbf{H}(t)$ ändert sich das lokale \mathbf{H}_{eff} zeitlich, nach Betrag und Richtung, infolge der Dämpfung und der verschiedenen Wechselwirkungen magnetischer Momente untereinander. Nur in Ausnahmefällen können diese Gleichungen durch Linearisierung analytisch gelöst werden. Für den vergleichsweise einfachen Fall einer dünnen Schicht kann keine geschlossene Lösung angegeben werden, da sich die Differentialgleichungen der einzelnen Magnetisierungskomponenten nicht entkoppeln lassen. Bei einer realen ferromagnetischen Probe wird die Dynamik meist experimentell charakterisiert. Das dynamische Verhalten kleiner und einfacherer Domänenkonfigurationen lässt sich mit „numerischen Experimenten“ in Form mikromagnetischer Simulationen studieren [84 Kro00, 85 OOM, 86 LLG]. Diese Verfahren beruhen auf der numerischen Berechnung der effektiven Magnetfelder und der iterativen Lösung der LLG. Analytische und

numerische Methoden sind jedoch stets mit Näherungen behaftet und geben nicht die ganze Wirklichkeit exakt wieder. Sie können daher die experimentellen Messungen nicht ersetzen.

2.2.1 Ummagnetisierungsvorgänge

Grundsätzlich wird sowohl bei quasistatischen als auch bei dynamischen Ummagnetisierungsvorgängen zwischen den zum Teil eng miteinander verknüpften Prozessen der *Keimbildung*, der *Wandverschiebung* und der *Rotation* unterschieden, wobei die Rotationsprozesse in homogene (kohärente) und inhomogene (inkohärente) Drehungen unterteilt werden.

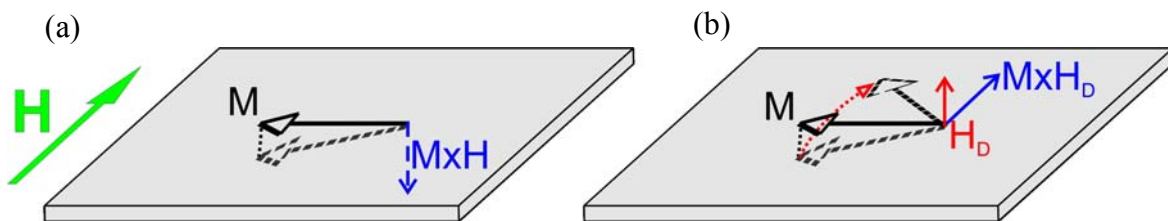


Abbildung 2.7: In dünnen metallischen Plättchen begünstigt das starke Entmagnetisierungsfeld die Ummagnetisierung: (a) Bei Anregung mit einem kurzen breitbandigen Feldpuls H in der Probenebene, orthogonal zur statischen Magnetisierungsrichtung, werden die magnetischen Momente aufgrund gyromagnetischer Effekte zunächst unmittelbar aus der Ebene herausgedreht (Drehmoment⁶ $M \times H$). Auf der Oberfläche der Schicht entstehen magnetischen Pole wodurch sich sehr schnell ein zur Auslenkung entgegengesetztes und zum Auslenkungswinkel proportionales Entmagnetisierungsfeld H_D bildet, dessen Größe das äußere Feld deutlich übersteigen kann. (b) Das Feld H_D dreht anschließend die Magnetisierung in der Probenebene über das Drehmoment ($M \times H_D$). Das Feld H hat nur die Aufgabe, durch sein Drehmoment, das Feld H_D aufrechtzuerhalten, solange bis die Magnetisierung um einen Winkel $> 90^\circ$ gedreht wurde, wonach diese in entgegengesetzter Richtung relaxieren kann.

In der Theorie am häufigsten benutzte Modellvorstellung ist die der *homogenen Rotation*. Sie besitzt den Vorteil, dass ihre mathematische Behandlung relativ einfach ist und dass sich die Ergebnisse besonders Anschaulich darstellen lassen [87 Sto48, 88 Bau00]. Die homogene Magnetisierungsdynamik, bei der alle magnetischen Momente einer Probe gleichförmig in Phase (in Form eines *Makrospins*⁷) drehen, wird typischerweise für einachsige anisotrope und gleichförmig magnetisierte Eindomänenteichen bzw. für sehr kleine und dünne magnetische

⁶ In den Skizzen wird ignoriert, dass wegen der negativen Ladung des Elektrons das Drehmoment tatsächlich in die genau entgegengesetzte Richtung zeigt: $\partial \mathbf{M} / \partial t = -\mu_0 \gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H})$.

⁷ Beim Makrospin-Modell wird die gesamte Magnetisierung der Probe als ein einziges großes magnetisches Moment betrachtet.

Elemente angenommen. Das Prinzip des Präzessionsschaltens durch homogene Rotation ist in der Abbildung 2.7 skizziert. Über die Wahl der charakteristischen Stärke und Dauer des magnetischen Feldpulses, der Größe der Dämpfung und der Probengeometrie kann die gedämpfte Präzession gezielt zum schnellen Schalten in magnetischen Speichermedien eingesetzt werden [89 Die60, 90 Bac98, 91 Ger02, 92 Schu05].

In der Wirklichkeit ist die homogene Rotation jedoch eher eine Ausnahme; sogar für sehr kleine ferromagnetische Nanoteilchen, verläuft die Ummagnetisierung oft durch inhomogene Rotation, wobei in bestimmten Bereichen der Probe die magnetischen Momente sich durchaus lokal homogen drehen können [80 Mil02]. In polykristallinen Proben erfolgt die Ummagnetisierung meist über die Keimbildung, die Wandverschiebung und inhomogene Rotation.

Unter *Keimbildung* [34 Aha96] werden irreversible Drehprozesse verstanden, die in den Domänen und Domänenwänden den Ummagnetisierungsvorgang einleiten. Ummagnetisierungskeime entstehen bevorzugt an Inhomogenitäten, die in realen polykristallinen Mikrostrukturen in vielfältiger Weise existieren können, wie z.B. infolge der Rauigkeit der Oberflächen und des Schichtrandes sowie im Schichtinneren an den Störstellen (Defekten und nichtmagnetischen Verunreinigungen) und Stellen inhomogener Anisotropie. Sind Keime in der Probe nicht bereits vorhanden, dann werden sie beim anlegen eines äußeren Feldes durch inhomogene Drehung kleiner Bereiche gebildet, wobei mit zunehmenden Feld eine wachsende Keimzahl zu erwarten ist.

Im Allgemeinen sind die *Wandverschiebungen* eng mit den inhomogenen Drehungen gekoppelt. Ob der Verlauf eines Ummagnetisierungsvorgangs hauptsächlich durch den einen oder den anderen Mechanismus erfolgt, hängt vor allem von der Stärke des angelegten Magnetfeldes ab. Bei Feldern in der Größenordnung der Koerzitivfeldstärke H_c geschieht die Ummagnetisierung über die Wandverschiebung und oberhalb des Anisotropiefeldes H_K über inhomogene Rotation [93 Met61].

Die Dynamik der Domänenwände (DW) stellt ein grundlegendes, theoretisch intensiv untersuchtes Problem des Mikromagnetismus dar [94 Slo73, 95 Slo74, 96 Mal79, 35 HS98]. Einfachste Vorstellungen der Ummagnetisierung durch Wandverschiebung gehen von linearer Beziehung zwischen der Geschwindigkeit der DW und dem angelegten Magnetfeld. Die Dämpfungsverluste während der Wandbewegung werden über die Mobilität μ_{DW} berücksichtigt. Die Wandverschiebung setzt bei der Schwellenfeldstärke H_0 ein, die meist mit dem Koerzitivfeld H_c übereinstimmt. Damit ergibt sich ein einfacher Zusammenhang für die DW-

Geschwindigkeit $v = \mu_{DW}(H - H_0)$, wobei H das angelegte Feld ist. Bei diesem Modell wird angenommen, dass die DW nach einem Bruchteil der Ummagnetisierungszeit eine konstante Geschwindigkeit erreicht, so dass ihre träge Masse und die bei der Auslenkung der Wand aus ihrer Ruhelage wirksame Rückstellkraft vernachlässigt werden können. Die *effektive Masse* einer DW kann durch Energiebetrachtungen ermittelt werden [97 Dör48]. Diese Berechnungen sind allerdings nur für kleine DW-Geschwindigkeiten gültig. Die Geschwindigkeit der DW kann nur bis zum einen bestimmten kritischen Wert gesteigert werden – dem *Walker breakdown* [98 Schr74] – der bei einer kritischen Feldstärke erreicht wird. Nach dem Überschreiten dieser Feldstärke beginnt die Wand zu oszillieren. Infolge der auftretenden Drehprozesse können sich in der DW magnetische Wirbel bilden wodurch diese lokal ihren Charakter ändert.

Bei der Ummagnetisierung kleiner magnetischer Teilchen durch *inhomogene Rotation* wird zwischen zwei grundsätzlichen Mechanismen unterschieden: der *Curling*- und der *Buckling*-Mode [99 Scha91, 100 Uso02]. Im Verlauf beider Prozesse können Magnetisierungswirbel transient oder permanent entstehen.

In feinkristallinen Proben führen die Schwankungen der Anisotropie einzelner Kristallite dazu, dass die Magnetisierungsrichtungen statistisch um die Richtung einer leichten Achse variieren [101 Fel63]. Durch die glättende Wirkung der Austauschenergie und den Einfluss der magnetostatischen Felder folgt die Magnetisierung nicht exakt den mikroskopischen Anisotropieinhomogenitäten, sondern nimmt lokal eine mittlere Richtung ein und bildet eine wellenförmige *Riffelstruktur*. Die Textur des Magnetisierungsriffels wird besonders gut in defokussierten transmissionselektronenmikroskopischen Bildern sichtbar (vgl. Abbildung 2.8 (a)). Durch die Entstehung solcher Feinstruktur wird die Anisotropieenergie auf Kosten der Austausch- und Streufeldenergie vermindert. Dabei entspricht die konkrete Magnetisierungskonfiguration einem relativen Energieminimum. Unter Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes wird die Riffelstruktur in eine neue Konfiguration umorientiert, wobei für gleiche Feldstärken unterschiedliche stabile Magnetisierungskonfigurationen möglich sind.

Der Magnetisierungsriffel zeigt ein bemerkenswertes Verhalten während der Ummagnetisierung einer Probe. Wenn das äußere Feld quasistatisch in der Schichtebene angelegt wird, erfährt die Magnetisierung in kleinen Probengebieten, aufgrund der Anisotropieschwankungen, unterschiedliche, links- bzw. rechtsdrehende Drehmomente. Die Magnetisierung dreht sich zunächst reversibel bis sie durch die Streufelder der entstehenden Kleinwinkel-Néelwände blockiert wird. Auf diese Weise entstehen streifenförmige Bereiche senkrecht zur

Richtung des angelegten Feldes (vgl. Abbildung 2.8 (a)). Solche blockierten Zustände treten in Py bereits bei Feldern > 1 mT auf und werden beim Verringern des äußeren Feldes reversibel zurückgebildet. Bei weiterer Erhöhung des angelegten Feldes dagegen, werden die blockierten Zustände durch irreversible Sprünge aufgelöst, bei denen sich die Riffelstruktur lokal umgestaltet. Tatsächlich wird die Blockierung durch Keimbildung in den entstandenen Néelwänden aufgehoben. Dort bilden sich Blochlinien-Paare (Wirbel-Antiwirbel-Paare), die durch ihre Bewegung und gegenseitige Vernichtung die Kleinwinkel-Néelwände auflösen [38 Fel62].

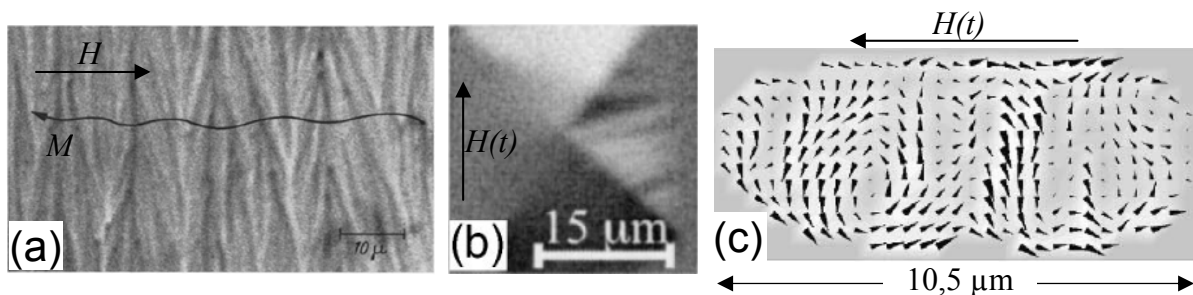


Abbildung 2.8: (a) Defokussierte elektronenmikroskopische Aufnahme der Riffelstruktur in einer 30 nm dicken „inversen“ ($H_K < H_c$) und unter Magnetfeld aufgedampften Py-Schicht in einem der Zustände quasistatischer Ummagnetisierung [102 Fel61]. Die wellenförmige Linie verdeutlicht die lokale Magnetisierungsrichtung \mathbf{M} , die stets senkrecht zur Riffelstruktur verläuft. Während dieser Aufnahme betrug die zur \mathbf{M} antiparallel gerichtete Feldstärke $\mu_0 H = 0,2$ mT. In der Abbildung (b) ist die inhomogene dynamische Magnetisierungsrotation in der rechten seitlichen Domäne einer 40 nm dicken Landaustruktur aus Py zu sehen, die durch einen antiparallelen Magnetfeldpuls hervorgerufen wurde und in dieser Form aufgrund des Magnetisierungsriffels entsteht [104 Schn04]. Das Bild wurde 1,75 ns nach dem einschalten des Feldpulses mit zeitaufgelöster Photoemissions-Elektronenmikroskopie (TR-XPEEM) aufgenommen. Das Bild (c) zeigt, dass sich infolge lokaler inhomogener Magnetisierungsrotation in einer gesättigten 15 nm dicken polykristallinen Py-Struktur, 1,55 ns nach dem Einschalten eines antiparallel gerichteten Feldpulses ($\mu_0 H = 16$ mT, $\tau_a = 0,5$ ns) transiente Magnetisierungswirbel bilden. Dieses Bild wurde mit vektorieller, zeitaufgelöster Kerr-Mikroskopie (TR-KM) aufgenommen [103 Hie02].

Obwohl die irreversiblen Vorgänge während quasistatischer Ummagnetisierung dynamisch verlaufen, begnügt sich die quasistatische Betrachtungsweise lediglich mit der Voraussage, bei welcher Feldstärke solche Vorgänge stattfinden. Die Behandlung der Ungleichgewichtszustände der Magnetisierung ist die Domäne der Magnetisierungsdynamik. Damit dynamische Vorgänge angeregt werden können, muss das angelegte Magnetfeld ausreichen stark und breitbandig sein. Bei der Anregung polykristalliner weichmagnetischer Mikrostrukturen

treffen beide Bedingungen zu, wenn das äußere Feld Anstiegszeiten im sub-ns Bereich aufweist und seine Amplitude sowohl den Wert des Koerzitivfeldes H_c als auch den des Anisotropiefeldes H_K übersteigt. Die Probe wird dann in ein globales Ungleichgewicht versetzt bei dem gleichzeitig schnelle Magnetisierungspräzession und nichtlineare Drehprozesse stattfinden. Wie die Momentaufnahmen in der Abbildung 2.8 (b) und (c) zeigen, spielt die Feinstruktur des Magnetisierungsriffels bei solchen dynamisch ablaufenden Vorgängen eine entscheidende Rolle. In Kombination mit den Entmagnetisierungsfeldern der dünnen Plättchen sorgt sie für die Symmetriebrechung und bestimmt so den lokalen Verlauf der inkohärenten Drehprozesse. Das Zusammenspiel des Magnetisierungsriffels und der lokalen inhomogenen Rotation der Magnetisierung wurde bei breitbandiger Pulsanregung in einer Vielzahl von Experimenten zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik beobachtet, insbesondere in 10 bis 50 nm dicken Mikrostrukturen aus Permalloy mit lateralen Abmessungen im Bereich von 10 bis 50 μm [103 Hie02, 104 Schn04, 105 Chu05, 106 Neu05]. Diese Messungen besitzen eine besondere Gemeinsamkeit: Sie zeigen, dass sich auf der Zeitskala von 1 ns Netzwerke aus streifenförmigen, antiparallel orientierten Domänen bilden, die durch Stachelwände voneinander getrennt sind. Aus diesen zeitweilig existierenden lokalen Magnetisierungsstrukturen lösen sich magnetische Wirbel und Antiwirbel. Diese vernichten sich entweder gegenseitig oder werden durch ein vorhandenes statisches Feld auf der Zeitskala von 10 ns aus der Probe herausgedrängt, wonach die Probe wieder in den Ausgangszustand relaxiert.

Wie das Beispiel des Magnetisierungsriffels zeigt, kann eine klare Unterscheidung zwischen quasistatischen und dynamischen Ummagnetisierungsvorgängen, obgleich stets wünschenswert, nicht immer ohne weiteres vorgenommen werden. Bei der Keimbildung besteht prinzipiell ein großer Überlapp zwischen den dynamischen und quasistatischen Prozessen: Lokale Keimbildungszentren entstehen z.B. in Gebieten kleiner Anisotropie, in denen sich die Magnetisierung in Form inhomogener Rotation dynamisch drehen kann, während sie zugleich im übrigen Probenbereich weitgehend im Gleichgewicht bleibt. Die Domänenwandbewegung entspricht einer lokalen Magnetisierungspräzession und ist demnach ein dynamischer Vorgang. Die Wand setzt sich aber schon beim Überschreiten der Koerzitivfeldstärke H_c in Bewegung während sich dabei der Rest der magnetischen Probe größtenteils noch im Gleichgewichtszustand befindet. Meist sind es die kurzzeitig auftretenden dynamischen Prozesse, die den Verlauf quasistatischer Ummagnetisierung entscheidend bestimmen. Experimentelle Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass sich das dynamische Verhalten sehr kleinerer mikromagnetischer Objekte, wie des Magnetisierungswirbels, durch die in seiner unmittelbaren Umgebung quasistatisch stattfindenden Vorgänge in radikaler Weise ändern kann.

2.2.2 Dynamik magnetischer Wirbel

Aufgrund ihrer lokalisierten solitonartigen Struktur werden Spinwirbel theoretisch als nichtlineare kollektive Anregungen behandelt [107 Iva89, 30 Kos90]. Die starke Lokalisierung rechtfertigt den Ansatz *kollektiver Koordinaten* zur analytischen Beschreibung ihrer Dynamik [50 Völ94, 111 Mer97]. Die dreidimensionalen Spinwirbel werden dabei als *Quasiteilchen* betrachtet, die aufgrund ihrer topologischen Eigenschaften zwei Ladungen besitzen: die Vortizität q und die Polarität p (vgl. Abbildung 2.5, S. 14). Die Lage des vollständig senkrecht magnetisierten Wirbelzentrums, die durch die kollektive Variable $\mathbf{X}(t)$ definiert wird, dient als Ausgangspunkt für die Ableitung der Bewegungsgleichungen. Im Zusammenhang mit dynamischem Verhalten magnetischer Blasendomänen abgeleitete Thiele-Gleichung [108 Thi73, 96 Mal79] wird für die theoretische Modellierung der Dynamik wirbelförmiger Spinkonfigurationen verwendet:

$$\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} \times \mathbf{G} = \mathbf{F}_G. \quad (2.7)$$

Zentrale Größe in dieser Gleichung ist der *Gyrovektor* $\mathbf{G} = 2\pi q p \mathbf{e}_z$ [109 Hub82, 110 Nik83], der das selbstinduzierte Magnetfeld des senkrecht magnetisierten Wirbelkerns (WK) darstellt, welches orthogonal zur Probenebene wirkt. Der Gyrovektor ist im Kontinuum eine Erhaltungsgröße. Das Feld welches der Gyrovektor repräsentiert wird durch die lokalisierte senkrechte Magnetisierung des WK erzeugt und bewegt sich stets zusammen mit diesem. Mit \mathbf{F}_G wird die *Gyrokraft*⁸ bezeichnet, die bei Wirkung eines äußeren Magnetfeldes oder der Wechselwirkung des Wirbels mit anderen Magnetisierungswirbeln entsteht.

Die *Thiele-Gleichung* wurde ausgehend von der LLG für eingeschwungenen Bewegungszustand des WK abgeleitet. Sie setzt voraus, dass der Magnetisierungswirbel seine Gestalt während der Bewegung nicht ändert. Für den Fall der gleichförmig kreiselnden Bewegung des starren Wirbels auf einer kreisförmigen Bahn gilt sie exakt und stellt für alle anderen Fälle eine Näherung dar.

Theoretische Arbeiten und mikromagnetische Simulationen zu Spinwirbeln in zweidimensionalen Spinsystemen mit ebener Anisotropie (*easy plane*), die unter Berücksichtigung aus-

⁸ Bemerkenswert ist die formale Analogie der Gyrokraft zur Magnus-Kraft der Fluidodynamik bzw. zur Lorentz-Kraft auf die im Magnetfeld bewegten elektrischen Ladungen. Für den Charakter der Gyrokraft ist allerdings nicht ein externes Feld verantwortlich, sondern das intrinsische Feld des Wirbelkerns. Sie ist stets senkrecht zur Geschwindigkeit gerichtet und bewirkt die gyrotrope (kreiselnde) Bewegung des Wirbelkerns.

schließlich der Austauschwechselwirkung (*exchange limit*) durchgeführt wurden, zeigen, dass sich die Spinverteilung eines bewegten Wirbels infolge der Geschwindigkeit und der Beschleunigung deformiert [29 Mer00]. Diese Deformation kann durch Einführung der „Trägheit“ (der Masse) des Wirbels sowie durch höhere Zeitableitungen der kollektiven Koordinate $\mathbf{X}(t)$ berücksichtigt werden, was auf eine *verallgemeinerte Thiele-Gleichung* führt [113 Wys96]. Die Bewegungsgleichung nächsthöherer Ordnung für *senkrecht* magnetisierte Wirbelkerne ist eine Differentialgleichung dritter Ordnung. Darin spiegelt sich ihre Topologie wieder, die auf eine *nicht-newtonsche* Dynamik hinausläuft, bei der die Kraft nicht von der Beschleunigung sondern von der Geschwindigkeit bestimmt wird [111 Mer97].

Obwohl diese Modelle mit einer Vielzahl vereinfachender Annahmen⁹ behaftet sind, geben sie einen guten qualitativen Einblick in die Dynamik magnetischer Wirbel in realen weichmagnetischen Systemen [112 Wys95]. Vor allem verdeutlichen sie anschaulich den Einfluss der dreidimensionalen Topologie auf die Bewegung wirbelförmiger magnetischer Magnetisierungskonfigurationen.

Die Händigkeit des Magnetisierungswirbels

Durch einen orthogonal zum Wirbelkern (WK) und in der Probenebene wirkenden Magnetfeldpuls \mathbf{H} werden sowohl die in der Ebene liegenden magnetischen Momente als auch die senkrechte Magnetisierung des WK gedreht und zur Präzession angeregt. Die resultierende Auslenkung des WK aus seiner Gleichgewichtslage kommt als Kombination dieser beiden initialen Bewegungen zustande. Aufgrund seiner Topologie und der daraus resultierenden Gyrokraft, die senkrecht zur Geschwindigkeit wirkt [108 Thi73, 111 Mer97], weicht der bewegte WK dem Feld stets seitlich aus. Unter Berücksichtigung der Dämpfung ergibt sich eine spiralförmige, kreiselnde (gyrotrope) Bewegung um die Gleichgewichtslage im Probenzentrum (d.h. eine Translationsbewegung des gesamten Magnetisierungswirbels [113 Wys96, 114 Par03, 115 Iva04]). Dieses Verhalten ist in der Abbildung 2.9 skizziert und zwar für vier mögliche Kombinationen der Ausrichtung der Polarität $p = \pm 1$ und der statischen Zirkulation¹⁰ C der Magnetisierung des Wirbels in der Probenebene.

⁹ Bei den Simulationen im „Austauschlimit“ wird die Wirbeldynamik vorwiegend in kreisförmigen Systemen modelliert. Der untersuchte Wirbel bewegt sich im Feld eines Bild-Antiwirbels gleicher Polarität. Der Bild-Antiwirbel kreist um das Zentrum der Struktur am äußeren Rand entlang. Seine Lage bezüglich des Wirbels in der Probe wird, wie bei den Problemen der zweidimensionalen Elektrostatik, durch konforme Abbildung ermittelt.

¹⁰ Die Magnetisierungszirkulation in der Probenebene kann rechtsdrehend (mathematisch positiv bzw. gegen den Uhrzeigersinn (GUS)) oder linksdrehend (mathematisch negativ, im Uhrzeigersinn (US)) verlaufen.

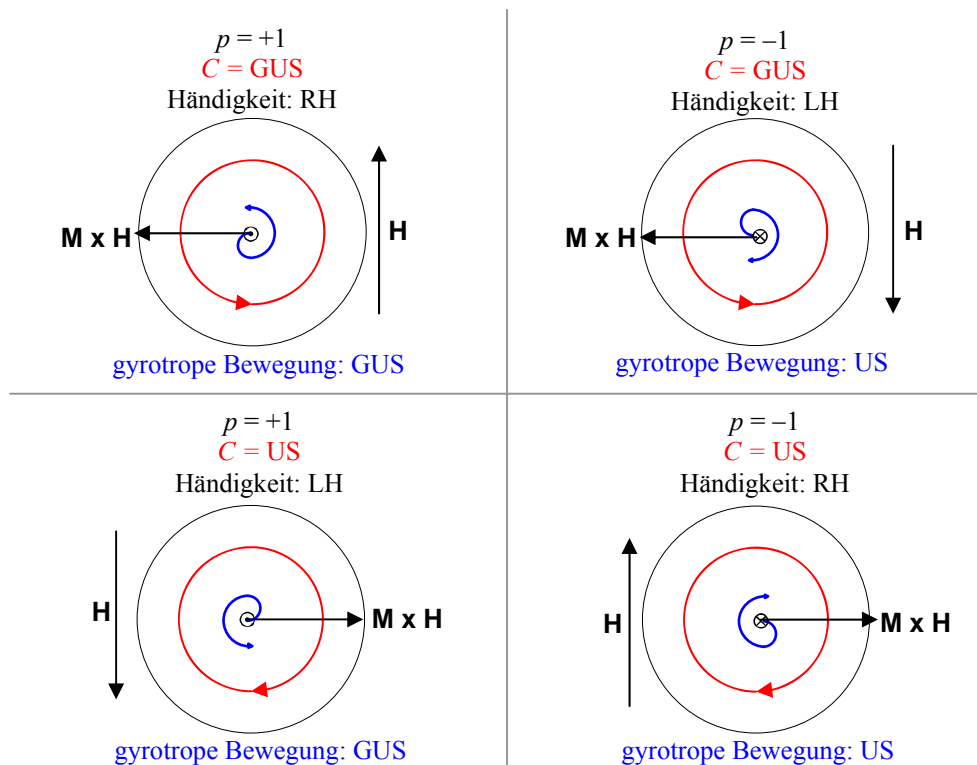


Abbildung 2.9: Der Einfluss der Topologie des magnetischen Wirbels auf sein dynamisches Verhalten: Die relative Ausrichtung des senkrecht magnetisierten Wirbelkerns (WK) in der Probenmitte (mit der Polarität $p = \pm 1$), bestimmt die Richtung seiner gyrotropen Bewegung unter dem Einfluss eines in der Probenebene wirkenden Feldpulses \mathbf{H} . Das Magnetfeld vergrößert den in seiner Richtung parallel magnetisierten Bereich der Probe und führt zur anfänglichen Auslenkung des Wirbelkerns. Hier kann die Präzession der Magnetisierung senkrecht zur Probenebene vernachlässigt werden. Neben dieser Auslenkung senkrecht zur Feldrichtung wirkt zugleich auch ein Drehmoment $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$ auf die senkrechte Magnetisierung des WK. Wird die Feldrichtung um 180° oder die Zirkulationsrichtung C (mit roten Kreis symbolisiert) zwischen zwei möglichen Ausrichtungen: „im Uhrzeigersinn (US)“/„gegen den Uhrzeigersinn (GUS)“ geändert, so führt das, bis auf die Phasenverschiebung von 180° , zur keiner qualitativen Änderung der WK-Dynamik. Das Umklappen der Polarität p des WK bei gleichbleibender Zirkulation C hat dagegen eine entgegengesetzte Richtung der kreiselnden Bewegung zur Folge, unabhängig von der jeweiligen Feldrichtung. Der WK definiert zusammen mit der Zirkulation C die Händigkeit (Chiralität) dieser Magnetisierungsstruktur. Die Wirbeldynamik wird somit auf zwei unterschiedliche Fälle reduziert: den rechtshändigen (RH) und den linkshändigen Fall (LH).

Der Drehsinn der gyrotropen Bewegung ist bei fester Zirkulation C unabhängig von der Feldrichtung und nur durch die Orientierung des Wirbelkerns bestimmt. Das Umklappen der senkrechten Magnetisierung im Wirbelkern führt zu einer drastischen Änderung des dynami-

schen Verhaltens, weil dadurch die Händigkeit¹¹ (Chiralität) des Magnetisierungswirbels verändert wird: Es kommt zu einer Umkehr der Drehrichtung des Wirbelkernkreisels. Der Drehsinnwechsel während der Abbildung der gyrotropen Wirbelbewegung ist somit ein eindeutiges Zeichen für das Umklappen der Magnetisierung im WK. Durch Symmetriebetrachtungen kann die Dynamik magnetischer Wirbel vereinfacht durch zwei Händigkeiten beschrieben werden: rechtshändig (RH: $p = +1$ und $C = \text{GUS}$, bzw. $p = -1$ und $C = \text{US}$) und linkshändig (LH: $p = +1$ und $C = \text{US}$, bzw. $p = -1$ und $C = \text{GUS}$). Davon wurde bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit oft Gebrauch gemacht: Weil sich aus der Kenntnis des Drehsinns der Wirbelbewegung und der Zirkulationsrichtung C in der Probenebene eindeutig auf die Polarität des 20 nm großen WK schließen lässt, ist es nicht erforderlich die senkrechte Ausrichtung dieser extrem kleinen Struktur direkt abzubilden.

Schalten der Polarität des Wirbelkerns (WK)

Verstanden im Sinne der Kontinuumstheorie sind sowohl die Vortizität q als auch die Polarität p des Wirbelkerns (WK) topologische Erhaltungsgrößen (Invarianten). In diskreten Systemen ist jedoch die Polarität, im Gegensatz zur Vortizität, keine Erhaltungsgröße. Durch Simulationen der Wirbeldynamik mit der stochastischen verallgemeinerten *Thiele*-Gleichung wurde gezeigt, dass die Polarität infolge der Wirkung thermischer Fluktuationen auf die magnetischen Momente im WK spontan umklappen kann [29 Mer00, 116 Gai00]. Ein Schalten der WK-Polarität wurde auch bei numerischen Simulationen während der Anregung mit einem homogenen in der Probenebene mit der Kreisfrequenz ω rotierenden Magnetfeld $\mathbf{H} = (H \cdot \cos \omega t, H \cdot \sin \omega t, 0)$ beobachtet [117 Zag03]. Die Feldamplitude bei diesen Simulationen war Größenbereich $B = \mu_0 H \approx 7\text{-}19$ mT und die Kreisfrequenz lag im Bereich der ersten Radialsymmetrischen Spinwellenmode (1-10 GHz). Die Simulationen zeigen einen unidirektionalen Schaltvorgang, der nur stattfindet, wenn die Drehrichtung des Feldes passend zur Ausrichtung des WK gewählt wird. Es zeigte sich auch eine Abhängigkeit der kritischen Schaltfeldstärke von der Frequenz. Für die physikalische Interpretation des Schaltens der WK-Polarität wurde das im Bezugssystem des kreiselnden WK wirkende Feld herangezogen. Das rotierende äußere Feld wirkt im Bezugssystem des WK äquivalent einer „Trägheitskraft“. Effektiv spürt der WK in seinem Bezugssystem ein statisches Feld mit jeweils einer Kompo-

¹¹ Die Nomenklatur für die *Händigkeit*, die *Vortizität* und den Drehsinn der *Zirkulation* eines magnetischen Wirbels ist in der Literatur uneinheitlich und z.T. widersprüchlich. In dieser Arbeit wird mit Vortizität die topologische Ladung q (vgl. Abbildung 2.5) bezeichnet. Die Kombination aus dem Drehsinn der *Magnetisierungszirkulation* C in der Probenebene und der Polarität des Wirbelkerns p definiert die dreidimensionale Händigkeit bzw. die Chiralität des Magnetisierungswirbels.

nente in der Probenebene und einer senkrecht dazu. Der Schaltvorgang wird möglich, da eine der beiden Polaritäten in diesem Fall energetisch bevorzugt ist. Durch die senkrechte Komponente des Feldes im Bezugssystem des rotierenden Wirbels wird die Entartung der senkrechten Ausrichtung des WK aufgehoben und eine der beiden Orientierungen seiner Polarität p energetisch bevorzugt.

Grundsätzlich kann der WK seine Polarität ändern, wenn er aus der Probe durch Erhöhung eines in der Probenebene gerichteten Magnetfeldes herausgedrängt wird und dann bei darauffolgender Verminderung der Feldstärke wieder in die Probe eindringt. Die Wahrscheinlichkeit, dass dabei ein WK mit einer entgegengesetzten Polarität zustandekommt ist 50 %. Wenn dabei jedoch ein senkrecht statisches Magnetfeld vorgegeben wird, kann eine definierte WK-Polarität erzwungen werden [118 Par05]. Wegen der topologischen Ladungserhaltung kann auch bei diesem quasistatischen Ummagnetisierungsprozess die Vorstellung benutzt werden, dass der Wirbel beim Verlassen der Probe mit seinem Bild-Antiwirbel rekombiniert. Die Wirbel-Antiwirbel-Paare können aus der räumlich inhomogenen (verwirbelten) Magnetisierung dissoziieren. Ein fundamentales Beispiel für solche Vorgänge ist der Berezinskii-Kosterlitz-Touless-Phasenübergang in zweidimensionalen Spinsystemen [28 Kos73]. Auch mikromagnetische Simulationen zeigen, dass die Magnetisierung dünner Plättchens aus dem globalen Ungleichgewichtszustand in einen stabilen Gleichgewichtszustand über Entstehung und Vernichtung von Wirbel-Antiwirbel-Paaren relaxiert [119 Le04]. Dabei ziehen sich Wirbel und Antiwirbel gegenseitig an und vernichten sich solange bis ein einzelner Wirbel in der Mitte des Plättchens übrig bleibt. Der umgekehrte Prozess ist auch möglich: durch Feldanregung einer magnetischen Gleichgewichtskonfiguration mit einem einzelnen Wirbel können Wirbel-Antiwirbel-Paare entstehen. Wenn sich in der Nähe des ursprünglichen Wirbels ein Wirbel-Antiwirbel-Paar bildet deren Kerne relativ zum Kern des ursprünglichen Wirbels entgegengesetzt Magnetisiert sind, wird der ursprüngliche Wirbel mit dem Antiwirbel des Paares rekombinieren. Im System verbleibt danach der neu gebildete Wirbel, der zum ursprünglichen Wirbel eine entgegengesetzte Polarität besitzt. Während dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass bei der Anregung der gyrotropen Wirbeldynamik ein derart komplizierter Ablauf der WK-Ummagnetisierung energetisch vorteilhaft und sehr gut reproduzierbar sein kann.

2.2.3 Spinwellenanregungen

Unter dem Einfluss hochfrequenter Magnetfelder verhalten sich dünne ferromagnetische Strukturen wie gekoppelt schwingende Vielteilchensysteme. Der Grad der Kohärenz ihrer Schwingung hängt von der Art des zugrundeliegenden Kopplungsmechanismus. Für die Kopplung magnetischer Momente sind die magnetostatische Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die Austauschwechselwirkung verantwortlich. Welche dieser beiden Wechselwirkungen dominierend ist, hängt von der Frequenz der Anregung und der Möglichkeit der räumlichen Magnetisierungsänderung. Der Begriff „Spinwelle“ wird allgemein zur Bezeichnung jeglicher Art der kollektiven Anregung in einem magnetischen System verwendet. Dabei sind die Auslenkungen der magnetischen Momente klein, so dass ihre Dynamik analytisch in der linearen Näherung behandelt werden kann.

Die Spinwellenanregungen besitzen viele Ähnlichkeiten mit den klassischen Gitterschwingungen (Phononen). Der wesentliche Unterschied ist jedoch, dass die Gitterschwingungen bei klassischer Betrachtungsweise auf den interatomaren Kräften beruhen, dagegen wirken aufgrund des Dipolcharakters der magnetischen Momente auf die Spinwellen Drehmomente. Die Spinwellen werden durch den Wellenvektor \mathbf{k} charakterisiert. Sein Betrag $|\mathbf{k}|$ ist mit der Wellenlänge λ , auf der sich die Phase der Präzession um 2π ändert, verknüpft wie $|\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda$. Je nach ihrer Wellenlänge werden die Spinwellen in dipol-dominierte (magnetostatische) Wellen mit großer Wellenlänge und die Austauschdominierten Spinwellen kleiner Wellenlänge unterteilt. Für $|\mathbf{k}| = 0$ verläuft die Präzession aller magnetischen Momente räumlich homogen (uniform). Dieser idealisierte Fall tritt ein, wenn eine ellipsoidförmige oder durch starkes äußeres Magnetfeld homogen magnetisierte ferromagnetische Probe mit homogenem hochfrequentem Magnetfeld angeregt wird. Dann wird bei bestimmten Frequenzen starke Absorption der Feldleistung beobachtet – die *Ferromagnetischen Resonanz* [120 Kit48]. Alle magnetischen Momente präzedieren gleichförmig (kohärent) in Phase, fest aneinander gekoppelt durch die Austauschwechselwirkung. Für diesen Fall gilt als Dispersionsbeziehung die *Kittel-Gleichung*:

$$\left(\frac{2\pi f_r}{\gamma}\right)^2 = [B_0 + (N_x - N_z)J_s] \cdot [B_0 + (N_y - N_z)J_s], \quad (2.8)$$

wobei $B_0 = \mu_0 H_0$ die äußere magnetische Induktion, $J_s = \mu_0 M_s$ die Sättigungspolarisation entlang der z -Hauptachse und N_x , N_y und N_z die Entmagnetisierungsfaktoren entlang der drei

Hauptachsen des homogen magnetisierten Ellipsoid sind. Die Gleichung (2.8) leitet sich aus der linearisierten LLG ab für den Sonderfall einer periodischen Magnetisierungspräzession unter Vernachlässigung der magnetokristallinen Anisotropie und der Dämpfung. Sie besagt, dass die Resonanzfrequenz durch das äußere Feld und den Wert der magnetischen Induktion im Probeninneren bestimmt ist.

Ist jedoch das hochfrequente Magnetfeld und/oder die Magnetisierung inhomogen, können verschiedene Moden der inhomogenen Präzession angeregt werden. Wenn die Wellenlänge dieser Moden vergleichbar mit den Probenabmessungen ist, so dass die von der Probenform bestimmten Entmagnetisierungsfelder die wesentliche Rolle spielen, werden *magnetostatische Moden*¹² angeregt. Unter Voraussetzung der zylindrischen Symmetrie, z.B. infolge eines starken statisches Magnetfeldes, kann aus den magnetostatischen *Maxwell*-Gleichungen ($\text{div } \mathbf{B} = 0$ und $\text{rot } \mathbf{H} = 0$, mit $\mathbf{B} = \mu_0(1 + \underline{\underline{\chi}})\mathbf{H}$, wobei $\underline{\underline{\chi}}$ der Tensor der HF-Suszeptibilität ist) die Wellengleichung für das skalare magnetische Potentials $\phi_m(\mathbf{r})$ abgeleitet werden (die *Walker*-Gleichung [121 Wal57, 122 Sta93]):

$$(1 + \underline{\underline{\chi}}) \left(\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_m}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial^2 \phi_m}{\partial z^2} = 0 \quad (2.9)$$

Für $\underline{\underline{\chi}} = -1$ entsprechen die Lösungen der *Walker*-Gleichung der *Kittel*-Gleichung (2.8). Dagegen sind die Lösungen für $\underline{\underline{\chi}} \neq -1$ fortlaufende magnetostatische Wellen. Unterschiedliche Probengeometrien werden über die Randbedingungen bei der Lösung der *Walker*-Gleichung berücksichtigt. Die Ausbreitungseigenschaften und die Amplitudenverteilung magnetostatischer Moden hängen wesentlich von der relativen Richtung zwischen der Magnetisierung und der äußeren Feldstärke ab. In Abhängigkeit von der Anregungsgeometrie, d.h. der Lage der statischen Magnetisierung und des äußeren Feldes, werden drei Modenarten unterschieden: die magnetostatische Oberflächenmode (Damon-Eshbach-Mode, Magnetostatic Surface Waves, MSSW [123 Dam61]), die magnetostatische Backward-Volumenmode (MSBVM) und die magnetostatische Forward-Volumenmode (MSFVM) [124 SW02]. Bei der Forward-Volumenmode besitzen die Gruppengeschwindigkeit ($v_g = \partial\omega/\partial k$) und die Phasenge-

¹² Bei großen Wellenlängen bzw. kleinen Beträgen des Wellenvektors ($k < 10^8 \text{ m}^{-1}$) kann der Beitrag der Austauschwechselwirkung vernachlässigt werden. Die Retardierungseffekte des elektromagnetischen Feldes spielen bei den hier betrachteten räumlichen Dimensionen ($\sim 1 \mu\text{m}$) keine Rolle, da auch bei einer charakteristischen Zeit von $\tau = 1 \text{ ps}$ eine elektromagnetische Welle im Vakuum die Strecke von $l \approx 300 \mu\text{m}$ überschreitet.

schwindigkeit ($v_g = \omega/k$) die gleiche Richtung, bei der Backward-Volumenmode ist dagegen die Gruppengeschwindigkeit negativ.

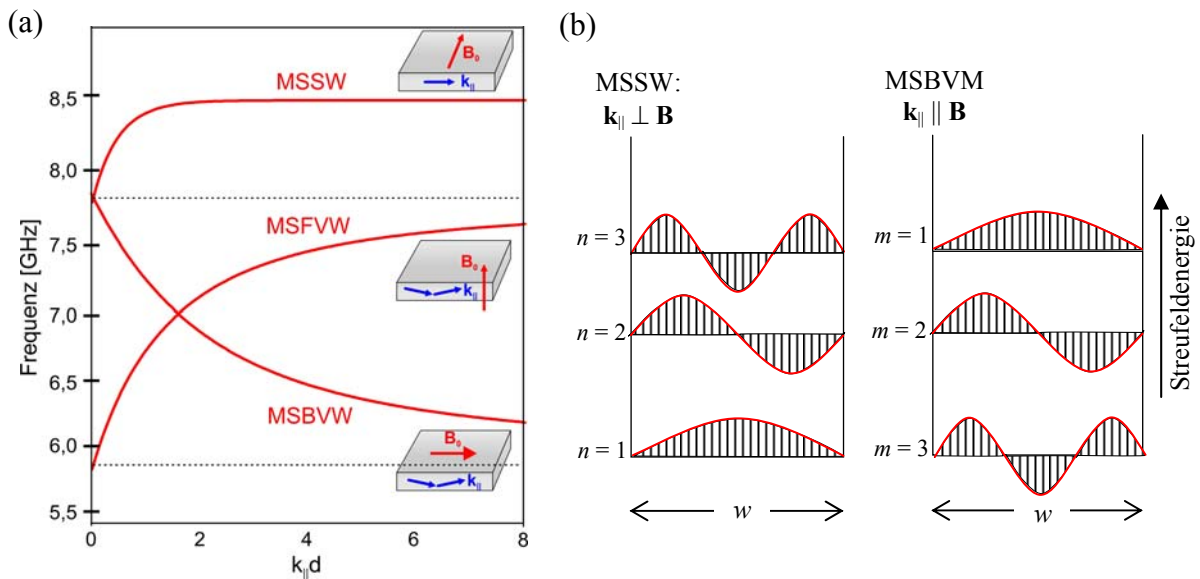


Abbildung 2.10: (a) Die Nomenklatur für verschiedene Arten magnetostatischer Spinwellen in dünnen Schichten und Streifen wird aus der englischsprachigen Literatur übernommen. Abhängig von der relativen Orientierung des äußeren Sättigungsfeldes B_0 und des Wellenvektors $k_{||}$ können drei verschiedene Arten magnetostatischer Moden existieren: die magnetostatische Oberflächenmode (Magnetostatic Surface Waves, MSSW), die magnetostatische Backward-Volumenmode (MSBVM) und die magnetostatische Forward-Volumenmode (MSFVM). Im Gegensatz zur Oberflächenmode präzidieren die Spins bei den Volumen-Spinwellen (Backward und Forward) nicht nur im Bereich der Oberfläche, sondern im gesamten Volumen der Probe. Die Dispersionskurven der drei Modenarten sind in Abhängigkeit vom Produkte $k_{||}d$ aufgetragen, wobei d die Schichtdicke ist. (b) In eingeschränkten Geometrien, deren Größe kleiner als die Reichweite der Spinwellen ist, entstehen durch die Reflexionen an den Probenrändern stehende Wellen. Die Modenprofile werden durch die Randbedingungen an den begrenzenden Flächen bestimmt. Die Wellenlänge λ einer stehenden Spinwelle erfüllt die Bedingung $\lambda/2 = pw$, wobei w die Probendimension und p eine ganze Zahl ist. In zylindersymmetrischen Proben entstehen radiale und azimutale magnetostatische Moden. Die radialen Knoten werden mit n und die azimutalen mit m nummeriert. Die Streufeldenergie der MSSW steigt mit der Anzahl der radialen Knoten n , dagegen sinkt sie bei den MSBV-Moden mit der Anzahl der azimutalen Knoten m .

Die drei unterschiedlichen Anregungsgeometrien sind zusammen mit der jeweiligen Dispersionskurven in der Abbildung 2.10 (a) dargestellt. Durch Reflexionen der magnetostatischen Spinwellen an den Rändern weichmagnetischer Mikrostrukturen entstehen stehende Wellen. Durch die Randbedingungen der Probe ergeben sich z.B. die in der Abbildung 2.10 (b) dargestellten Modenprofile. Infolge starker Entmagnetisierungsfelder an den Probenrändern oder

im Falle sehr inhomogener Magnetisierung kann sich der Charakter der jeweiligen Randbedingungen (RB) von quasi-festen (dipol-dominierte *Dirichlet*-RB) zu freien RB (austauschdominierte *Neumann*-RB) kontinuierlich ändern.

Magnetostatische Oberflächenmode (MSSW)

Die MSSW-Mode breitet sich auf der Oberfläche der Probe senkrecht zur Richtung der statischen Magnetisierung \mathbf{M} . Ihre Dispersionsbeziehung lautet [122 Sta93]:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = B_0(B_0 + J_s) + \left(\frac{J_s}{2}\right)^2 (1 - e^{-2k_{\parallel}d}), \quad (2.10)$$

wobei k_{\parallel} den parallel zur Probenoberfläche ausgerichteten Wellenvektor und d die Schichtdicke bezeichnet. Die Präzessionsamplitude der MSSW-Mode ist an der Oberfläche maximal und fällt ins Schichtinnere exponentiell ab. Sie hat die bemerkenswerte Eigenschaft, dass sie nicht reziprok ist, d.h. die Moden an den beiden Schichtoberflächen propagieren in einem definierten Umlaufsinn, der durch die Magnetisierungsrichtung in der Probe bestimmt ist.

Magnetostatische Backward-Volumenmode (MSBVM)

Bei den MSBVM sind der Wellenvektor k_{\parallel} und die statische Magnetisierung \mathbf{M} kollinear. Ihre Amplitude ist nicht nur auf der Oberfläche lokalisiert, sondern über die gesamte Schichtdicke verteilt. Für die Dispersionsbeziehung gilt näherungsweise [125 Kal86, 126 Dem03]:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = B_0 \left[B_0 + J_s \left(\frac{1 - e^{-2k_{\parallel}d}}{k_{\parallel}d} \right) \right]. \quad (2.11)$$

Neben der Grundmode sind verschiedene höhere MSBV-Moden möglich. Die Frequenz dieser Moden fällt, wenn sich ihre Wellenlänge verringert (wenn sich der Betrag des Wellenvektors erhöht), was eine negative Dispersion zur Folge hat (vgl. Abbildung 2.10) und zur Bezeichnungsweise „Backward“ führte. Die Ursache für den Frequenzverminderung ist die Verringerung magnetostatischer Energie aufgrund des räumlichen Wellenprofils: infolge der kleiner werdenden Wellenlänge stehen entgegengesetzt geladene Wellenberge einander immer näher gegenüber wodurch sich ihre dynamischen Streufelder verringern und mit diesen auch die Präzessionsfrequenz.

Magnetostatische Forward-Volumenmode (MSFVM)

Die MSFVM entstehen, wenn die dünne Schicht durch ein starkes statisches Feld senkrecht magnetisiert wird. Sie breiten sich durch Reflexionen an den beiden Probenoberflächen aus. Im Gegensatz zu den MSBVM, weisen die MSFVM eine positive Dispersion auf, d.h. mit dem Betrag des Wellenvektors steigt auch ihre Frequenz.

Magnetostatische Spinwellen wurden in den letzten Jahren für eine Vielzahl von ferromagnetischen Systemen verschiedener Größen und Geometrien experimentell untersucht [127 Dem03, 128 Jor02, 129 Par02, 130 Bue05, 118 Par05]. Ohne hohe senkrechte Sättigungsfelder sind dünne weichmagnetische Schichten hauptsächlich parallel zur Probenoberfläche magnetisiert, so dass unter hochfrequenter Anregung ihres Gleichgewichtszustands vor allem die MSSW- und MSBV-Moden entstehen. Die Resonanzbedingung für die Ausbildung verschiedener Eigenschwingungen hängt wesentlich von der Probenform und Größe sowie von den magnetischen Materialeigenschaften, den eventuell angelegten statischen Magnetfeldern und insb. von der Frequenz des Anregungsfeldes ab. Derzeit konzentrieren sich die Untersuchungen auf die Anregungsspektren in ferromagnetischen Proben mit lateralen Abmessungen im Mikrometer- und Submikrometerbereich. In diesen Systemen sind die Spinwellenanregungen inhomogener Magnetisierungsverteilungen mit lateralen Ausdehnungen zwischen 10 und 100 nm von besonderem Interesse. Auf dieser Längenskala ist meist keine klare Unterscheidung zwischen den magnetostatischen Anregungsmoden und den durch die Austauschwechselwirkung dominierten Spinwellen möglich.

Austauschdominierte Spinwellen

Das Austauschfeld $\mathbf{H}_A = (2A\Delta\mathbf{m})/J_s$ ist proportional zur zweiten Ableitung des Magnetisierungsprofils und gewinnt stark an Bedeutung auf kleiner Längenskala. Für Dimensionen, die kleiner als die Austauschlänge (vgl. Gl. (2.4), S. 10) sind, dominiert die Austauschwechselwirkung gegenüber der magnetostatischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Bei höheren Frequenzen des Anregungsfeldes und bei kleinen, räumlich inhomogenen Magnetisierungsverteilungen, wie den Domänenwänden und magnetischen Wirbelkernen, werden austauschdominierte lokalisierte Spinwellen kleiner Wellenlänge angeregt. Für die Frequenz austauschdominierter Spinwellen gilt die Proportionalitätsbeziehung $2\pi f/\gamma \propto (2A/M_s)k^2 = (2A/M_s)(n\pi/d)^2$ [124 SW02]. Zwei Beispiele der Amplitudenprofile stehender austauschdominierter Spinwellen sind in der Abbildung 2.11 skizziert.

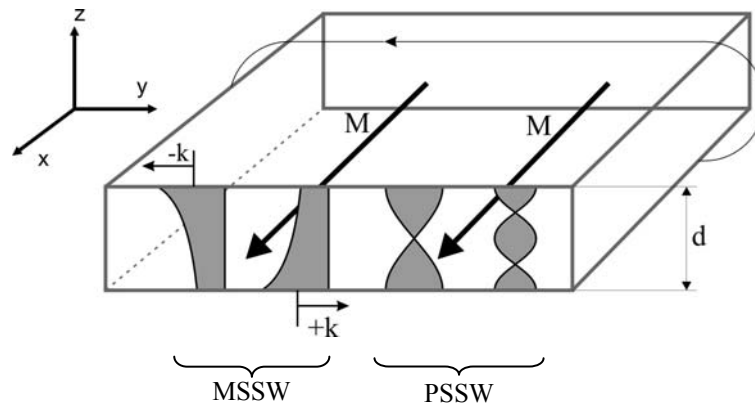


Abbildung 2.11: Für hohe Frequenzen des Anregungsfeldes können neben den magnetostatischen Oberflächenmoden (Magnetostatic Surface Waves, MSSW) auch austauschdominierte stehende Spinwellen (Perpendicular Standing Spinwaves, PSSW) angeregt werden. Die Präzessionsamplitude als Funktion des Abstandes von der Oberfläche ist für beide Wellenarten als graue Fläche dargestellt. Die MSSW breiten sich an den Schichtoberflächen aus, wobei ihr Umlaufsinn von der Magnetisierungsrichtung in der Schicht abhängig ist.

2.2.4 Magnetisierungsdynamik kreisförmiger Wirbelstrukturen

In kreisförmigen weichmagnetischen Strukturen mit Durchmessern im Bereich von Mikrometer und Submikrometer und einer Dicke der Größenordnung magnetischer Austauschlänge entstehen magnetische Wirbelstrukturen als Folge des Wechselspiels von magnetostatischer Streufeldenergie und der Austauschenergie. Im Zentrum der Probe befindet sich ein Magnetisierungswirbel mit senkrecht magnetisiertem Wirbelkern. Die Wirbelstruktur ist die einfachste Magnetisierungskonfiguration oberhalb der Grenze des homogen magnetisierten Eindomänenteilchens. Da sowohl die statische Magnetisierung als auch die inneren effektiven Magnetfelder des Wirbels starke Inhomogenitäten aufweisen, weicht das dynamische Verhalten einer Wirbelstruktur von dem eines Eindomänenteilchens signifikant ab [131 Gus05]. Ihr Anregungsspektrum ist von grundlegender Bedeutung für das Studium von Spinwellen und der Dynamik magnetischer Wirbel. Die kreisförmige Wirbelstruktur gilt als ein wichtiges Modellsystem, weil sie sich aufgrund ihrer Zylindersymmetrie auch analytisch vergleichsweise einfach behandeln lässt.

Abgesehen von dem kleinen Beitrag der Austauschenergie im Wirbelkern (in dem sie allerdings dominiert), wird die Magnetisierungsdynamik der Wirbelstruktur hauptsächlich durch

magnetostatische Felder bestimmt. Bezüglich des Zeit- bzw. Frequenzverhaltens wird grundsätzlich zwischen zwei Bereichen unterschieden: der langsameren Mode der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns im Subgigahertzbereich und den schnellen Präzessionsmoden in der kreisförmigen Domäne im GHz-Bereich. Durch breitbandige Pulsanregung können in der Wirbelstruktur beide Modenarten gleichzeitig angeregt werden, wie in der Abbildung 2.9 skizziert. Im Weiteren werden die Eigenschaften dieser beiden Anregungsarten getrennt diskutiert.

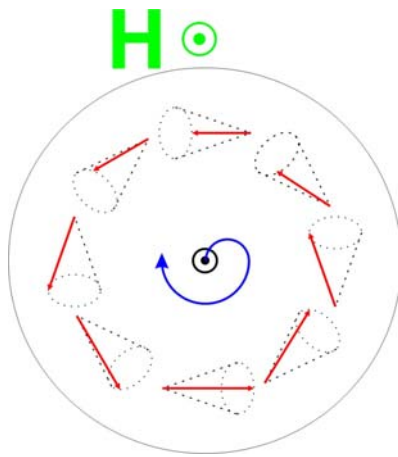


Abbildung 2.12: Magnetischen Momente einer dünnen Wirbelstruktur „zirkulieren“ in der Probenebene und bilden eine kreisförmige Domäne. Im Probenzentrum entsteht der senkrecht magnetisierte Wirbelkern (WK). Die inhomogene Magnetisierungsverteilung kann mit breitbandigen magnetischen Feldpulsen angeregt werden. Während der Präzessionsdynamik in der kreisförmigen Domäne erzeugt die senkrechte Magnetisierung des WK, eine charakteristische Signatur infolge ihrer gyrotropen Bewegung.

Gyrotrope Bewegung des Magnetisierungswirbels

Die *gyrotrope Bewegung* des Magnetisierungswirbels entspricht der kreiselnden Translationsbewegung des Wirbels in der Probenebene als Ganzes. Nach der Anregung klingt sie aufgrund der Dämpfung spiralförmig ab. Bei kleinen Anregungsamplituden verläuft die gyrotrope Bewegung weitgehend lokalisiert um den Probenmittelpunkt und kann mit der *Thiele-Gleichung* beschrieben werden:

$$\frac{\partial \mathbf{X}(x, y)}{\partial t} \times \mathbf{G} = \frac{\partial E(\mathbf{X}(x, y))}{\partial \mathbf{X}(x, y)}, \quad (2.12)$$

wobei $\mathbf{X}(x, y)$ die Koordinaten des Wirbelkerns angibt und $E(\mathbf{X})$ die potentielle Energie des aus seiner Gleichgewichtslage verschobenen Wirbels darstellt. Der Gyrovektor der kreisförmigen Wirbelstruktur¹³ kann als $\mathbf{G} = G\mathbf{e}_z = (2\pi qpdM_s/\gamma)\mathbf{e}_z = (\pm 2\pi dM_s/\gamma)\mathbf{e}_z$ definiert werden, wobei d die Probendicke, M_s die Sättigungsmagnetisierung und γ das gyromagnetische Verhältnis ist. Der Term auf der rechten Seite der Gl. (2.12) entspricht der magnetostatischen Rückstellkraft infolge der Oberflächenladungen am Rand der Wirbelstruktur entstehen. Diese

¹³ Bei der Wirbelstruktur ist die Vortizität stets $q = 1$; die Polarität des Wirbelkerns kann beide Werte annehmen: $p = \pm 1$.

Ladungen entstehen immer, wenn der Magnetisierungswirbel aus der Gleichgewichtsposition verschoben wird. Aufgelöst nach den Koordinaten x und y beschreibt die Gl. (2.12) eine lineare Oszillation [132 Uso02, 51 Gus02]. Das äußere Magnetfeld lenkt den Wirbelkern aus seiner Gleichgewichtslage aus, was zur Folge hat, dass sich am Probenrand magnetische Ladungen ausbilden. Das Streufeld dieser Ladungen wirkt der weiteren Auslenkung des WK entgegen und sucht den Kern wieder in die Gleichgewichtslage in der Probenmitte zu bringen. Aufgrund der Gyrokraft kreiselt der Wirbelkern spiralförmig in seine Ausgangslage zurück [114 Par03]. Analytische Näherungsrechnungen und mikromagnetische Simulationen zeigen, dass die Resonanzfrequenz der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns proportional Aspektverhältnis zwischen Probendicke d und Probenradius R ist ($f \propto d/R$), was wiederum den magnetostatischen Ursprung dieser Bewegungsmode verdeutlicht [115 Iva04, 131 Gus05].

Magnetostatische Moden

Breitbandige Pulsanregung oder selektive Anregung mit hochfrequenten Magnetfeldern führt zur elliptischen Präzession der dynamischen Magnetisierung in der kreisförmigen Domäne. Wegen der Zylindersymmetrie wird die dynamische Magnetisierung durch die drei Komponenten m_r , m_φ und m_z beschrieben [133 Bue03, 131 Gus05]. Die dynamischen Magnetisierungskomponenten m_r und m_z vollführen gekoppelte Oszillationen um die Gleichgewichtslage der statischen Magnetisierung, $\mathbf{m}_0 = (0, m_0^\varphi, 0)$ mit einer Phasenverschiebung von 90° . Diese Oszillationen führen zur Erhöhung der dynamischen Energie des magnetischen Streufeldes, die hauptsächlich durch die Entstehung von magnetischen Volumenladungen verursacht wird. Das führt dazu, dass die Eigenfrequenzen der magnetostatischen Moden deutlich höher sind als die Resonanzfrequenz der kreiselnden Translationsbewegung des Wirbelkerns. Es handelt sich dabei um radiale Eigenschwingungen vom Typ magnetostatischer Oberflächenmoden (MSSW, vgl. Abbildung 2.10). Ihre Frequenzabhängigkeit ist direkt proportional zur quadratischen Wurzel aus dem Aspektverhältnis der Mikrostruktur ist: $f \propto \sqrt{d/R}$, wobei d die Probendicke und R den Probenradius bezeichnet [131 Gus05, 130 Bue05, 134 Zas05]. Dieser Zusammenhang gilt unter der Voraussetzung, dass für das Aspektverhältnis der Probe $d/R \ll 1$ gilt.

Bei Anregung mit räumlich sehr inhomogenen Magnetfeldern können auch MSBV-Moden beobachtet werden. In einem ausschließlich auf magnetostatischer Dipol-Dipol-Wechselwirkung basierenden analytischen Modell können die beobachteten Moden stehender magnetostatischer Spinwellen sowie ihre Knotenstruktur und die Dispersionsbeziehung durch

einen Satz orthogonaler Basisfunktionen gut reproduziert werden. Dabei wird stets angenommen, dass der Wirbelkern der schnellen Präzessionsdynamik nicht folgen kann. Die Basisfunktionen für ebene Wellen bei vorliegender zylindrischer Symmetrie sind definiert als $m_r(r, \varphi) \propto J_1(k_r r) \exp(ik_\varphi \varphi)$, wobei J_1 die Besselfunktion 1. Ordnung ist und der Wellenvektor $k = (k_r, k_\varphi)$ diskrete Werte annimmt, die durch die Randbedingungen und Periodizität des Problems gegeben sind [130 Bue05]. Diese stimmen mit den natürlichen Basisfunktionen einer mechanisch schwingenden kreisförmigen Platte [135 Spa70]).

Qualitativ gilt sowohl für die Bewegung des Wirbelkerns als auch für magnetostatische Moden, dass die Präzessionsfrequenz bei dünneren Proben und bei Strukturen mit größeren lateralen Abmessungen kleiner wird.

2.2.5 Magnetisierungsdynamik quadratischer Landaustrukturen

Obwohl die Magnetisierungskonfiguration der Landaustuktur seit langem bekannt ist [31 LL35, 32 Kit49], gibt es über ihr dynamisches Verhalten bislang keine allgemeingültigen Modelle und keine zuverlässigen theoretischen Voraussagen. Im Vergleich zur kreisförmigen Wirbelstruktur ist die statische Ausgangskonfiguration hier deutlich komplizierter, da neben den vier weitgehend homogen in der Probenebene magnetisierten Abschlussdomänen auch definierte Domänenwände (DW) vom Néel-Typ vorhanden sind an deren Verbindungsstelle ein magnetischer Wirbel (Blochlinie) mit dem senkrecht orientierten Wirbelkern (WK) existiert. Diese drei Substrukturen sind im statischen Fall gekennzeichnet durch sehr unterschiedliche Anordnung magnetischer Momente aus denen lokal verschiedene effektive Magnetfelder und unterschiedliches zeitliches Verhalten der dynamischen Vorgänge resultiert. Zudem ist während einer breitbandigen Feldanregung auch Kopplung zwischen den verschiedenen Anregungsformen möglich. Trotz oder gerade wegen dieser höheren Komplexität ist die quadratische Landaustuktur ein insbesondere experimentell interessantes Modellsystem, welches derzeit intensiv untersucht wird [114 Par03, 52 Cho04 136 Raa05, 137 Per05].

Die Präzession in den homogen magnetisierten Domänen ist durch das lokale Entmagnetisierungsfeld der jeweiligen Domäne bestimmt und kann theoretisch durch die LLG-Gleichung (2.5) beschrieben werden. Diese Eigenschwingung besitzt einen vorwiegend *magnetostatischen Charakter* und unterscheidet sich nicht wesentlich von magnetostatischen Moden einer homogen magnetisierten Probe im inhomogenen hochfrequenten Magnetfeld [121 Wal57]. Die Anregungsmoden der Néelwände sind deutlich komplizierter als magnetostatische Moden

in den Domänen. Ihre quantitative Interpretation ist äußerst schwierig, weil sich das Entmagnetisierungsfeld der inhomogenen Magnetisierungsverteilung lokal auf der Skala von einigen Austauschlängen sehr schnell ändert. Zudem kommt ein nicht zu vernachlässigender dynamischer Beitrag des effektiven Austauschfeldes, der dieser stark lokalisierten Mode einen Austauschcharakter verleiht [128 Jor02]. Im Vergleich zur näherungsweise homogenen präzedierenden Magnetisierung in den Domänen, ändern sich der Betrag und die Richtung des resultierenden \mathbf{H}_{eff} in den DW sehr stark, was auf die kleinere Präzessionsfrequenz schließen lässt. Ein Ansatz zur Beschreibung der DW-Mode geht davon aus, dass durch das lokal inhomogene Entmagnetisierungsfeld der Domänenwand ein effektives Potential für die Spinwellenmoden entsteht, ähnlich wie an den Rändern dünner ferromagnetischer Streifen [128 Jor02, 129 Par02]. Die analytische Behandlung der Spinwellenlokalisierung in einer Landastruktur ist jedoch, wegen der reduzierten Symmetrie im Vergleich zu einem dünnen Streifen, bedeutend schwieriger.

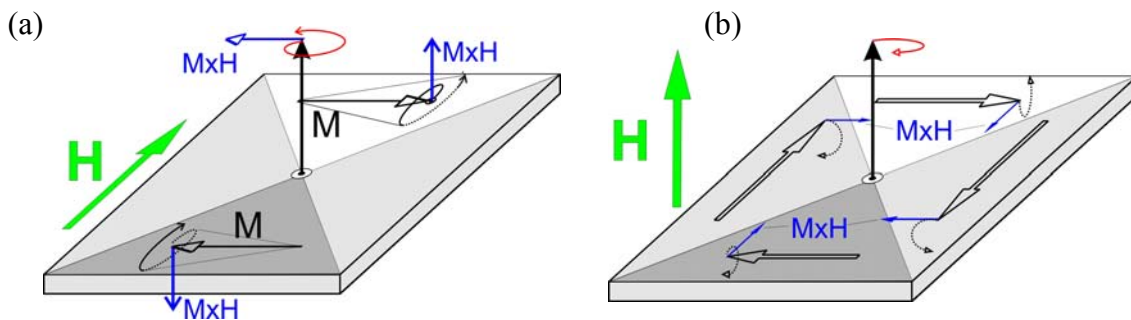


Abbildung 2.13: (a) Die resultierenden Drehmomente ($\mathbf{M} \times \mathbf{H}$) auf die Magnetisierung einer Landastruktur im Falle eines anregenden Feldpulses in der Probenebene (in-plane) bzw. (b) eines Feldpulses senkrecht zur Probenoberfläche (out-of-plane). In beiden Anregungskonfigurationen entsteht eine komplexe Magnetisierungsdynamik der Domänen, der Domänenwände (DW) und des Wirbelkerns (WK). Der Magnetfeldpuls in der Probenebene, entlang der Kante der Struktur, verursacht ein starkes Drehmoment auf die Magnetisierung der zwei einander gegenüber liegenden Domänen und verursacht größere Auslenkungen als der senkrechte Puls. Er regt zudem auch die senkrechte Magnetisierung im WK an. Der senkrechte Puls dagegen wirkt auf die magnetischen Momente von allen vier Domänen und regt diese zur elliptischen Präzession an. Die Auslenkung geschieht gegen das starke senkrechte Entmagnetisierungsfeld der dünnen Struktur. In beiden Fällen kommt es zur Auslenkung der DW sowie zur gyrotropen Bewegung des magnetischen WK um den Probenmittelpunkt.

Wie die Abbildung 2.13 verdeutlicht, rufen beide Anregungsgeometrien, *in-plane* und *out-of-plane*, eine ähnliche Impulsantwort hervor. Aufgrund der Symmetrie der Landastruktur und das Zusammenspiels zwischen dem äußeren Pulsfeld und dem Entmagnetisierungsfeld,

kommt es in beiden Fällen zur Auslenkung der Magnetisierung der dünnen Schicht sowohl in der Probenebene als auch aus der Probenebene heraus.

Die inhomogen magnetisierten Substrukturen der DW und des WK bewegen sich größtenteils wie eigenständige mikromagnetische Objekte, wobei ihre Bewegung einer lokalen Präzession entspricht, die in einem durch die Austauschkopplung und die magnetischen Streufelder gebildeten \mathbf{H}_{eff} stattfindet. Es ist prinzipiell möglich die beobachtete DW-Dynamik als Folge der anfänglichen Auslenkung der DW und des an der Verbindungsstelle der vier Néelwände existierenden magnetische Wirbels zu beschreiben. Aufgrund dieser Auslenkung entstehen entlang der DW magnetischen Ladungen der Magnetisierungskomponente in Richtung der Wandnormale (vgl. Abbildung 2.14). Indem die effektive Linienladungsdichte der DW bestimmt wird, kann die magnetostatische Eigenenergie ausgelenkter DW und die Wechselwirkungsenergie der DW untereinander ermittelt werden [138 Arg84, 108 Thi73]. Daraus wird die Resonanzfrequenz der kombinierten Bewegung der DW und des WK berechnet.

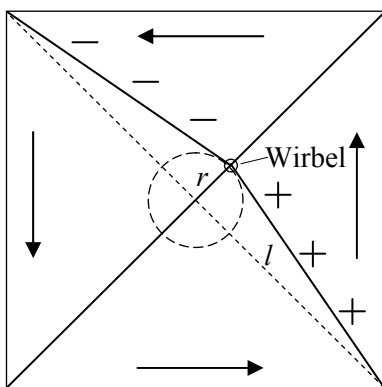


Abbildung 2.14: Idealisierte dynamische Auslenkung der vier 90°-Néelwände und des Wirbels in der Landaustruktur durch ein in der Probenebene wirkendes Magnetfeld. Infolge der Auslenkung entstehen entlang der Néelwände magnetische Ladungen, die eine Rückstellkraft verursachen. Mit dieser Rückstellkraft lässt sich wiederum die Resonanzfrequenz der Domänenwandbewegung abschätzen. Die idealisierte Bahnkurve des Wirbels verläuft bei diesem Modell kreisförmig.

In diesem Modell werden die Einflüsse der Austausch und Anisotropieenergie vollständig vernachlässigt. Der Einfluss der Präzession magnetischer Momente in den Domänen wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Insbesondere während der anfänglichen schnellen Präzession in den Domänen beschreibt die Magnetisierung in den Domänen infolge des starken senkrechten Entmagnetisierungsfeldes eine ausgeprägt elliptische Bahn, bei welcher der Auslenkungswinkel in der Probenebene größer ist als aus der Probenebene heraus. Diese Bewegung führt zu einer zusätzlichen überlagerten Schwingung der Domänenwand.

3 Experimentelles

In diesem Kapitel werden die experimentellen Voraussetzungen für die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik mittels Röntgentransmissionsmikroskopie (TXM) vorgestellt. Dazu gehören zunächst Erzeugung der Synchrotronstrahlung und deren besondere Merkmale, wie die kleine Wellenlänge, die und zirkulare Polarisation. Im Zusammenhang mit der periodisch gepulsten Zeitstruktur des ALS-Speicherrings werden auch die Grundkonzepte stroboskopischer Messverfahren besprochen. Die hohe laterale Auflösung der Röntgentransmissionsmikroskopie beruht auf den Fresnelschen Zonenplättchen (ZP). Ihre Eigenschaften werden eingehend dargelegt. Danach werden der Aufbau und die wichtigsten Parameter der beiden benutzten Röntgentransmissionsmikroskope, des abbildenden ITXM und das rasternden STXM, vorgestellt. Es folgt die Diskussion des Röntgenzirkulardichroismus (XMCD), der als magnetischer Kontrastmechanismus verwendet wurde. Wichtige Aspekte des Einsatzes von XMCD zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik in dünnen ferromagnetischen Mikrostrukturen werden dabei besonders hervorgehoben.

Im zweiten dieses Kapitels werden die zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik aufgebauten Detektions- und Anregungsverfahren besprochen. Sie sind einen wesentlichste Bestandteil dieser Arbeit und waren die Vorbedingung für die erzielten experimentellen Ergebnisse. Zunächst werden die verwendeten Photodetektoren vorgestellt, deren Art und Aufbau wesentlich durch die Funktionsweise des jeweiligen Mikroskops bestimmt ist. Dabei wird auch der speziell für das STXM entwickelte schnelle Detektor präsentiert. Es folgt die Diskussion der Methoden zur effizienten Erzeugung von gepulsten und hochfrequenten Magnetfeldern.

Der prinzipielle Aufbau stroboskopischer Messverfahren für die Charakterisierung der Magnetisierungsdynamik in der Zeitdomäne (Anrege-Abtast-Verfahren, Pump-Probe) sowie für die Untersuchungen in der Frequenzdomäne (orts aufgelöste FMR, SR-FMR) und die kombinierte Anregung mit kurzen Schwingungszügen (*Bursts*) werden als nächstes vorgestellt und diskutiert.

Abschließend wird die Motivation für die Auswahl der ferromagnetischen Proben dargelegt, insb. unter Gesichtspunkten der Entwicklung der Messmethode sowie ihrer technologischen und wissenschaftlichen Relevanz.

3.1 Erzeugung polarisierter Röntgenstrahlung

Magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie beruht auf dem zirkularen Röntgendichroismus. Dieser Effekt erfordert eine Quelle zirkular polarisierter Röntgenstrahlung. Solche Röntgenstrahlung wird aus dem Spektrum der Synchrotronstrahlung eines Synchrotron-Speicherrings gefiltert. Der prinzipielle Aufbau des Beschleunigers „Advanced-Light-Source“ (ALS) [139 ALS], an dem alle Experimente dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist in der Abbildung 3.1 dargestellt.

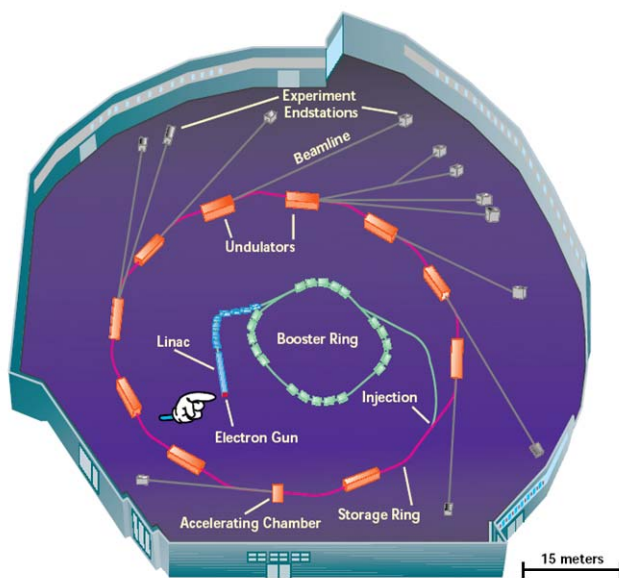


Abbildung 3.1: Räumliche Skizze der „Advanced Light Source“ (ALS). Die Anlage besteht aus drei Beschleunigern: dem Linac, dem Booster-Synchrotron und dem eigentlichen Speicherring. Die Ablenkmagnete in den gekrümmten Abschnitten des Speicherrings und die Undulatoren in geraden Sektionen erzeugen intensive elektromagnetische Strahlung (spektraler Bereich von UV bis weicher Röntgenstrahlung). Die Strahlung wird entlang der Strahlrohre zu den Experimentierplätzen geleitet.

Die ALS ist ein Elektronen-Speicherring der dritten Generation [140 Att99]. Die Elektronen werden zunächst in einem Linearbeschleuniger (*Linac*) auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt ($v \approx c = 2,998 \cdot 10^8$ m/s) und danach in einen Booster-Synchrotron injiziert, der sie auf kinetische Energien von 1,9 GeV bringt. Schließlich werden die Elektronen in den Speicherring transferiert, in dem sie für mehrere Stunden kreisen. Der Speicherring besteht aus mehreren sich abwechselnden gekrümmten und geraden Sektionen. In den gekrümmten Sektionen befinden sich jeweils drei *Ablenkmagnete* ($B = 1,27$ T), welche den Elektronenstrahl von einer geraden Sektion in die nächste biegen. Durch die Ablenkung erfahren die relativistischen Elektronen eine Radialbeschleunigung und emittieren tangential die stark gebündelte Synchrotronstrahlung mit einem kontinuierlichen Energiespektrum (vgl. Abbildung 3.2 (a)). Diese Strahlung ist in der Bahnebene linear polarisiert, oberhalb der Bahnebene links (LZP) und unterhalb rechts zirkular polarisiert (RZP).

3.1 Erzeugung polarisierter Röntgenstrahlung

In den geraden Sektionen des Speicherrings sind die *Undulatoren* installiert. Das sind periodische Anordnungen von hunderten kleiner, extrem starker Magnete (NdFeB), die mit wechselnder Polarität in Reihen oberhalb und unterhalb der Bahnebene der Elektronen aufgestellt sind. In einem linearen Undulator werden die Elektronen durch die Felder dieser Magnetreihen auf eine wellenförmige („undulierende“) Bahn bzw. im Falle eines elliptischen Undulators auf eine spiralförmige Bahn gebracht. Ein elliptischer Undulator (vgl. Abbildung 3.2 (b)) besteht aus jeweils zwei Magnetreihen oberhalb und unterhalb der Bahnebene. Beide Reihen können gegeneinander verschoben werden, wodurch sowohl linear als auch zirkular (elliptisch) polarisierte Strahlung erzeugt werden kann. Die Energie dieser Strahlung wird durch den Abstand (Gap) zwischen dem oberen und unteren Reihenpaar variiert. Die Synchrotronstrahlung eines Undulators ist auf wenige diskrete Wellenlängen konzentriert und um Größenordnung 10^4 intensiver (brillanter) als die eines Ablenkmagneten.

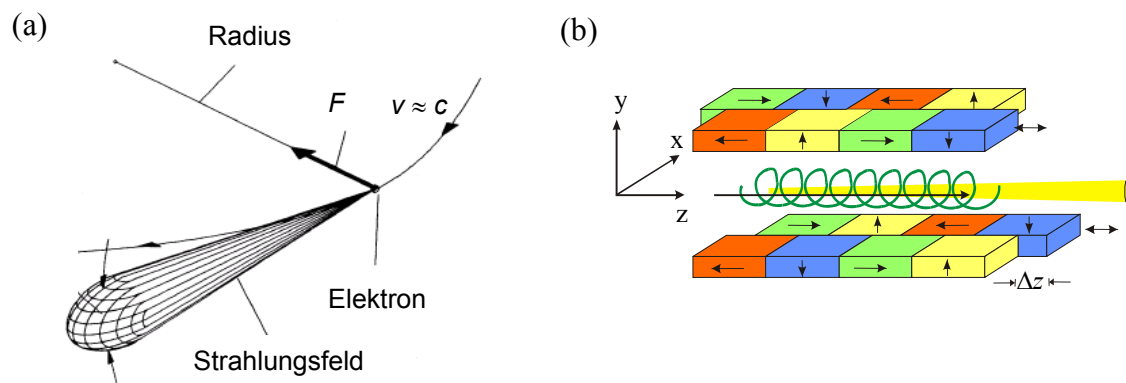


Abbildung 3.2: (a) Emission der Synchrotronstrahlung eines radial beschleunigten relativistischen Elektrons infolge der Ablenkung durch das Feld eines Ablenkmagneten [141 Wil96]. (b) Erzeugung intensiver, zirkular polarisierter Synchrotronstrahlung mit einem elliptischen Undulator [140, Att99]. Die Elektronen werden durch periodische Magnetstrukturen auf eine spiralförmige Bahn gebracht und emittieren dabei eine intensive und polarisierte Strahlung.

Die Quellen der Synchrotronstrahlung, der Ablenkmagnet und der Undulator, erzeugen eine durch relativistische Effekte stark vorwärts gebündelte und intensive elektromagnetische Strahlung, die infolge kleiner Quellengröße eine hohe *Brillanz* besitzt. Sie hat wohldefinierte Polarisierungseigenschaften und ein theoretisch berechenbares Energiespektrum. Die kurzwellige *weiche Röntgenstrahlung* (50-2000 eV) eignet sich besonders zur Charakterisierung mikroskopischer Eigenschaften der Materie durch Anregung des Elektronensystems und Nutzung vielfältiger Spektroskopie- und Mikroskopieverfahren [142 Kor99].

Die Synchrotronstrahlung wird mit geeigneten Spiegeln entlang einer Strahllinie zu den Experimentierplätzen geleitet, fokussiert und gefiltert. Durch die Verwendung geeigneter optischer Elemente (*Monochromatoren*, [140, Att99]) werden ganz bestimmte Wellenlängen bzw. Energien¹⁴ aus dem Strahlungsspektrum ausgesondert. Für die magnetische Mikroskopie an den *L*-Absorptionskanten ferromagnetischer Übergangsmetalle Fe, Co und Ni sind die Wellenlängen der weichen Röntgenstrahlung im Bereich um 1,5 nm entscheidend.

Zeitaufgelöste Messungen an einem Speicherring beruhen auf der gepulsten und periodischen Zeitstruktur der erzeugten Synchrotronstrahlung. Die Besonderheiten der Zeitstruktur des ALS-Speicherrings werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

3.1.1 Zeitstruktur des ALS-Speicherrings

Im Speicherring kreisen die Elektronen nicht als ein kontinuierlicher Strahl, sondern in Bündeln, den „*Bunches*“. Die als Synchrotronstrahlung abgegebene Energie (ca. 100 MeV pro Umlauf) muss den Elektronen in Form von Beschleunigung wieder zugeführt werden. Dies geschieht mit einer Kombination aus Klystron-Verstärkern und Hohlraumresonatoren, deren Arbeitsfrequenz bei 500 MHz liegt. Diese Frequenz hat einen zeitlichen Abstand von 2 ns zwischen den Maxima des Beschleunigungspotentials – den „*Buckets*“ – zur Folge. Die Elektronen werden gezielt in die Buckets injiziert. Somit beträgt auch der zeitliche Abstand zwischen den benachbarten Elektronenpaketen im Ring ebenfalls 2 ns. Die Elektronenpakete besitzen eine zeitliche Halbwertsbreite von 30-50 ps, wodurch auch die Breite der abgestrahlten Photonenpulse gegeben ist. Im Speicherring herrscht Ultrahochvakuum, dennoch werden die Elektronen an den Restgasatomen gestreut und deren Gesamtstrom klingt über mehrere Stunden exponentiell ab.

Aus Gründen der Strahlstabilität werden nicht alle verfügbaren Buckets im Ring gefüllt. Die Standardbetriebsart ist der „*Multibunch*“-Modus mit 276 gefüllten Buckets zu je ca. 1,5 mA und einem Referenzbunch („*Camshaft*“) mit mittlerer Stromstärke von 10 mA. Die Elektronen besitzen somit einen Gesamtstrom von bis zu 400 mA; die Zeit zwischen den Ringfüllungen beträgt etwa 6-8 Stunden. Für zeitaufgelöste Messungen wird bevorzugt der „*2-bunch*“ Betriebsmodus genutzt, bei dem nur zwei Elektronenpakete mit einem relativen zeitlichen Abstand von 328 ns und dem mittleren Strahlstrom von 30 mA für jeweils 2 Stunden im Ring

¹⁴ Die praktische Beziehung zwischen der Energie E in [eV] und Wellenlänge λ in [nm] lautet: $E[\text{eV}] \cdot \lambda[\text{nm}] = hc = 1239,84$.

3.1 Erzeugung polarisierter Röntgenstrahlung

kreisen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt und aufgebaut, welches zeitaufgelöste Messungen auch in dem häufiger verfügbaren Multibunch-Betriebsmodus ermöglicht. Die resultierende Zeitstruktur beider Betriebsarten des ALS-Beschleunigers ist in der Abbildung 3.3 dargestellt.

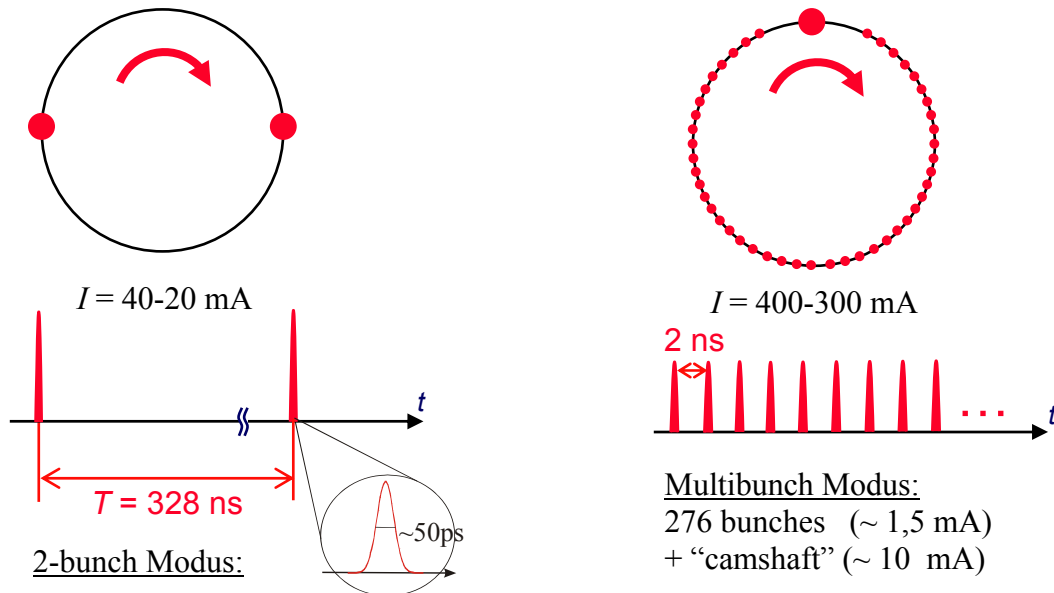


Abbildung 3.3: Periodisch gepulste Zeitstruktur der ALS im 2-bunch- und Multibunch-Betriebsmodus. Im 2-bunch kreisen zwei Elektronenbündel in einem zeitlichen Abstand von 328 ns im Ring und erzeugen dabei den mittleren Strahlstrom von etwa 30 mA. Die resultierenden Photonblitze besitzen eine Dauer von ca. 50 ps. Im Multibunch ist der Ring mit 276 Elektronenpaketen gefüllt, die jeweils einen mittleren Strom von 1,5 mA führen. Zwischen jeden dieser Bunches beträgt der zeitliche Abstand 2 ns. In einen der freien Buckets des Zwischenraums (der Gap von 52 Buckets) wird ein Referenzbunch – der Camshaft – gefüllt, der einen mittleren Strom von 10 mA trägt. Wegen der etwas geringeren räumlichen Breite der Elektronenpakete im Multibunch-Modus, ist die Dauer der resultierenden Photonblitze geringfügig kürzer als im 2-bunch-Modus.

Die erzielbare Zeitauflösung einer Messmethode, die auf der gepulsten Zeitstruktur eines Elektronen-Speicherrings basiert, wird im Wesentlichen durch die zeitliche Breite der Röntgenpulse bestimmt. Im konkreten Fall des ALS-Speicherrings liegt die Grenze der erreichbaren Zeitauflösung, unter Ausnutzung der vollen Intensität der Röntgenpulse, zwischen 50 und 100 ps. Im Prinzip lassen sich damit hochfrequente dynamische Vorgänge mit zu einer oberen Grenzfrequenz von etwa 5 GHz untersuchen.

3.1.2 Stroboskopische Messverfahren

Mit verfügbaren Strahlintensitäten (Photonenfluss) an den Experimentierplätzen der jeweiligen Strahlrohre des Speicherrings können die kleinen dynamischen Effekte mit Auslenkungen der magnetischen Momente von z.T. weniger als 1° nicht in einer einzelnen Aufnahme (*single shot*) gemessen werden. Zudem stellt die Breite abbildender Photonpulse (≈ 50 ps) sehr hohe Anforderungen an die Empfindlichkeit und die Bandbreite der Photodetektoren und der Datenerfassungselektronik. Aus diesen Gründen muss für die Abbildung der Magnetisierungsdynamik das stroboskopische Messverfahren angewandt werden (vgl. Abbildung 3.4).

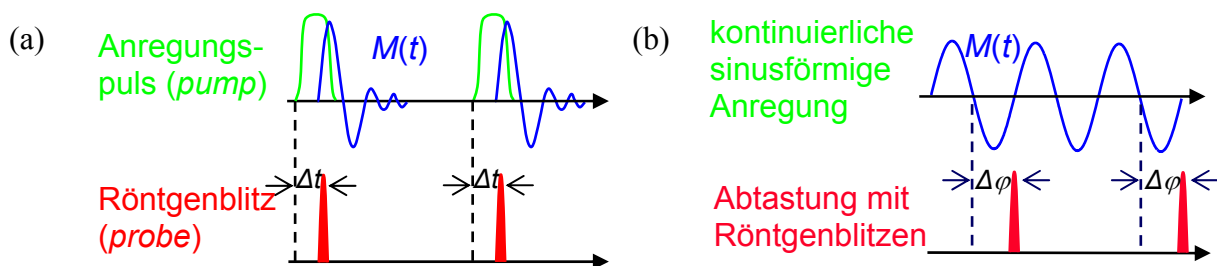


Abbildung 3.4: (a) Stroboskopische Messverfahren erfordern eine exakte Synchronisation der Anregung der magnetischen Probe mit der Ankunft der abbildenden Röntgenblitze. (a) Bei der stroboskopischen Abbildung nach dem Pump-Probe-Prinzip erfolgt die Anregung der Probe durch eine sich periodisch wiederholende Pulsfolge. (a) Stroboskopische Abbildung der Magnetisierungsdynamik in Abhängigkeit von der Frequenz und Phase einer sinusförmigen Anregung.

Die Grundvoraussetzung für stroboskopische Messungen ist die Synchronisation der Probenanregung mit der periodisch gepulsten Zeitstruktur des Speicherrings, d.h. mit der Abtastung des Messeffekts durch kurze Röntgenpulse. Das Verfahren entspricht einer Frequenztransformation, die ermöglicht dynamische Vorgänge, die sich auf Zeitskala von 100 ps abspielen, auf der Zeitskala von Millisekunden bis Sekunden zu detektieren. Aufgrund der begrenzten Empfindlichkeit wird jeder Messschritt unter gleichen Bedingungen vielfach ($\sim 10^6$ -fach) wiederholt und der Messeffekt als Überlagerung vieler Ereignisse akkumuliert. Die millionenfache Mittelung erhöht das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) beträchtlich, hat allerdings zur Folge, dass dieses Messverfahren nur auf die sich stets gleich und periodisch wiederholenden Vorgänge empfindlich ist. Alle nichtperiodischen, nichtsynchronen und rein zufälligen Ereignisse mitteln sich aus. Dies hat eine wichtige Konsequenz bei der Abbildung von transienten und statistisch verteilten dynamischen Ereignissen, wie z.B. magnetischen Schaltvorgängen: Nur solche Vorgänge, die eine ausgeprägte „Vorzugsrichtung“ besitzen und damit deutlich

häufiger auftreten, ergeben einen resultierender Messeffekt. Wegen der statistischen Mittelung ist dieser Messeffekt allerdings schwächer als bei rein periodischen Ereignissen.

Zur zeitabhängigen Abbildung der Magnetisierungsdynamik wurden zwei Konzepte realisiert. Das erste Konzept ist das „Pump-Probe“-Experiment (Anrege-Abtast-Messverfahren), das schematisch in der Abbildung 3.4 (a) dargestellt ist. Die Anregung der Probe erfolgt mit periodisch wiederholten Pulsen oder Pulsfolgen. Der zeitliche Abstand der Magnetfeldpulse wird meist so gewählt, dass die ferromagnetische Probe zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen wieder in einen definierten Ausgangszustand relaxieren kann. Wenn die Pulswiederholrate kleiner als die Relaxationszeit der Probe gewählt wird, ist auch eine resonante Anregung realisierbar. Die Beobachtung der (lokalen) dynamischen Magnetisierung $\mathbf{M}(t)$ erfolgt stroboskopisch mit kurzen (fokussierten) Röntgenblitzen. Durch eine genau definierte Verzögerung des Anregungspulses gegenüber dem Abtastpuls werden Momentaufnahmen der dynamischen Magnetisierungsverteilung in Zeitschritten Δt gemacht. Die Implementierung des Anrege-Abtast-Verfahrens in die Röntgentransmissionsmikroskopie ist im Abschnitt 3.5.1 dargestellt. Während dieser Arbeit wurde auch ein innovatives Detektions- und Datenerfassungsverfahren genutzt, welches die Zeitstruktur der gepulsten Synchrotronstrahlung auflösen kann (vgl. Abschnitt 3.3.2). Dabei ist auch die Datenerfassung selbst mit dem Speicherring synchronisiert. Mit einem schnellen Photodetektor lassen sich die im zeitlichen Abstand von 2 ns ankommenden Röntgenblitze des *Multibunch*-Betriebsmodus einzeln detektieren und in verschiedene Speicher umleiten. So kann, im Falle der gepulsten Anregung, die Impulsantwort der Probe simultan in Zeitschritten von 2 ns aufgenommen werden, wobei nicht mehr zwingend notwendig ist, dass die magnetische Probe zwischen diesen Abtastpunkten in den Ausgangszustand relaxiert.

Beim zweiten Verfahren geschieht die Anregung durch sinusförmige hochfrequente Magnetfelder (vgl. Abbildung 3.4 (b)). Die Frequenz der Anregungsschwingung wird mit der Arbeitsfrequenz des Speicherrings phasenstarr synchronisiert, so dass die Abtastung wieder stroboskopisch erfolgen kann. Dabei wird mit hochfrequentem Magnetfeld angeregte Bewegung der magnetischen Momente zu äquidistanten Phasenschritten abgebildet. Die sinusförmige Anregung bietet die Möglichkeit der selektiven Untersuchung bestimmter Eigenschwingungen des magnetischen Systems. Diese Eigenschwingungen werden meist vorher durch die gepulste Anregung identifiziert. Das Spektrum der Probe kann aber auch durch Frequenzwobbeln (*Frequenzscan*) der kontinuierlichen Anregung systematisch untersucht, die Resonanzen identifiziert bzw. das Resonanzprofil bestimmt werden. In dieser Niederschrift

wird dieses Verfahren auch als „ortsaufgelöste FMR“ bezeichnet und dessen konkrete Realisierung wird im Abschnitt 3.5.2 diskutiert. Grundsätzlich sind die gepulste und die sinusförmige Anregung komplementär und miteinander über die Fourier-Transformation verknüpft.

Zur Detektion der kleinen dynamischen Auslenkungen der Magnetisierung wurde bei allen Experimenten das differentielle Messverfahren verwendet. Im Falle der gepulsten Anregung wird die Polspolarität in bestimmten Zeitintervallen (ms bis Sekunden) geändert. Aus den Bildern, die jeweils bei positiver und bei negativer Polspolarität aufgenommen wurden, wird ein normiertes Differenzbild gebildet. Im Falle der kontinuierlichen, sinusförmigen Anregung wurde die Phase der Anregungsschwingung in gleichen Zeitintervallen (ms bis Sekunden) um 180° geändert und entsprechend die Differenzbilder mit Phasenverschiebung von 180° erzeugt. Solche differentielle Aufnahmetechnik entspricht dem bekannten *Lock-in*-Messverfahren bzw. einer phasensensitiven Detektion. Sie ermöglicht eine weitere Erhöhung des Signal-Rauschen-Verhältnisses (SNR), wodurch die Messzeit, die am Speicherring besonders im *2-bunch*-Betriebsmodus ein kritischer Faktor ist, reduziert wird.

Zur eigentlichen Synchronisation von elektronischen Geräten wird am ALS-Speicherring die „ALS User Timing Box“ (ALS-UTB [143] Fah99) verwendet. Die Details zur ALS-UTB sind im Anhang zu finden (Abbildung A 1, S. 177). Zeitliche Schwankungen (*Jitter*) der Synchronisationssignale der UTB wurden auf ± 15 ps (rms) spezifiziert. Dieser Wert bestimmt neben der mittleren zeitlichen Breite der Röntgenpulse (~ 50 ps) und dem Zeitjitter der Anregungselektronik (siehe auch Abschnitt 3.4.1) die erreichbare zeitliche Auflösung, die sich aus der Wurzel der Summe der Quadrate dieser drei Zeitwerte ergibt. Durch die in dieser Arbeit dargestellten stroboskopischen Abbildungsverfahren wurde eine Zeitauflösung von ≤ 100 ps erreicht und die Magnetisierungsdynamik konnte bei Frequenzen ≤ 5 GHz abgebildet werden.

Die stroboskopische Abbildung ist ein inhärent statistischer Messprozess. Die magnetodynamischen Vorgänge werden zeitlich innerhalb der erreichten Auflösung von $\Delta t \approx 100$ ps und räumlich innerhalb der lateralen Auflösung der verwendeten Mikroskope von ≈ 30 nm gemittelt. Die Messgenauigkeit verbessert sich nach der Poisson-Statistik mit der Anzahl der gemittelten Vorgänge N proportional zu \sqrt{N} bis zu einer unteren physikalischen Grenze.

3.2 Röntgentransmissionsmikroskopie (TXM)

Eine weitere Eigenschaft der Synchrotronstrahlung, ihre hohe zeitliche und räumliche Kohärenz, erlaubt den Einsatz von optischen Elementen, die nach dem Beugungsprinzip funktionieren. Das Auflösungsvermögen der Röntgentransmissionsmikroskope beruht auf der kleinen Wellenlänge der Röntgenstrahlung und dem Einsatz Fresnelscher Zonenplättchen, als fokussierenden und abbildenden optischen Elementen.

3.2.1 Fresnelsche Zonenplatten (ZP)

Fresnelsche Zonenplatten (ZP) sind konzentrische Beugungsgitter mit radial ansteigender Liniendichte. Eine Abbildungsmethode mit Röntgenstrahlung kann keine herkömmlichen Brechungsinsen verwenden, weil der Brechungsindex n im Energiebereich der Röntgenstrahlung nur unwesentlich von 1 abweicht. Zudem absorbieren die meisten Stoffe bereits bei Dicken unter einem Mikrometer das Röntgenlicht sehr stark.

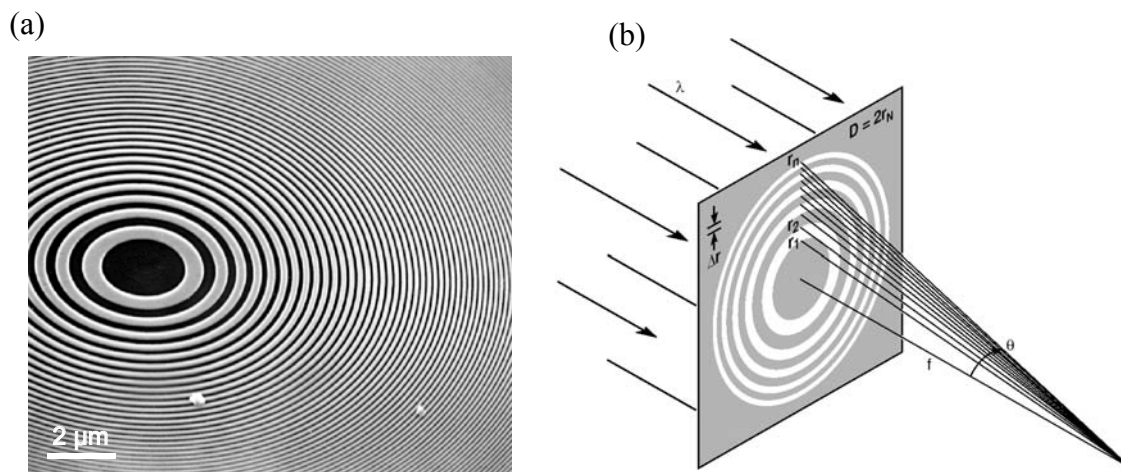


Abbildung 3.5: (a) Der innere Bereich einer Zonenplatte, aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop. (b) Schematische Darstellung der Fokussierung von Röntgenstrahlen mit einer Zonenplatte [140, Att99, 144 CXR].

Die ZP werden mittels Elektronenstrahlolithographie (ESL) meist aus Au oder Ni hergestellt [144 CXR, 145 And00, 146 Cha05]. Die einfachste Form einer ZP ist die Amplitudenzonenplatte, die aus abwechselnd angeordneten durchlässigen und absorbierenden kreisförmigen Zonen besteht (vgl. Abbildung 3.5). Die Strahlungsbeugung am Ringgitter führt zur konstruktiven Interferenz in mehreren Beugungsordnungen, wobei für die Röntgenmikroskopie die intensivste 1. Beugungsordnung verwendet wird. In der Mitte der ZP befindet sich eine un-

durchlässige Scheibe (*central stop*), die verhindert, dass die Strahlung 0-ter Ordnung zum Brennpunkt durchdringt.

Eine ZP wird so konstruiert, dass die optische Wegstrecke von einer transparenten Zone zur nächsten um jeweils eine Wellenlänge λ zunimmt. Für den Radius r_n der n -ten Zone und die Brennweite f der 1. Beugungsordnung gilt dann die geometrische Beziehung

$$f^2 + r_n^2 = \left(f + n \frac{\lambda}{2} \right)^2, \quad (3.1)$$

wobei für die undurchlässigen Zonen n gerade ist. Die Qualität einer ZP wird entscheidend bestimmt durch die Anzahl der Zonen N und insb. durch die Breite der äußersten transparenten Zone Δr_N , welche meist der feinsten lithographisch noch herstellbaren Struktur entspricht. Die Anzahl der Zonen N muss kleiner sein als die inverse relative spektrale Bandbreite $\lambda/\Delta\lambda$, um chromatische Unschärfen zu vermeiden [147 Schm84]. Mit dem Parametersatz bestehend aus λ , Δr_N , N und der Gleichung (3.1) wird die ZP vollständig beschrieben.

Ähnlich einer herkömmlichen optischen Linse bündelt eine ZP die Röntgenstrahlung zum kleinen Brennpunkt. Die Abbildung eines ausgeleuchteten Objekts ist in der Abbildung 3.6 dargestellt. Für die Beziehung zwischen der Objektentfernung q , der Bildentfernung p und der Brennweite f einer ZP kann die aus der geometrischen Optik bekannte Formel für die Abbildung mit einer dünnen Brechungslinse verwendet werden [140, Att99]: $1/f \cong 1/p + 1/q$. Die Vergrößerung M ist dann gegeben durch: $M = P/Q = p/q \cong (p/f - 1)$.

Die Gleichung (3.1) verdeutlicht auch die Abhängigkeit der Brennweite f von der Wellenlänge λ . Dabei kann in guter Näherung angenommen werden, dass die Brennweite f viel größer als das Produkt $n\lambda$ ist, wodurch die quadratischen Beiträge vernachlässigt werden können und sich die Gleichung (3.1) zu $r_n^2 \cong fn\lambda$ vereinfacht. Für die Abhängigkeit der Brennweite 1. Beugungsordnung von der Breite der äußersten Zone $\Delta r_N = r_N - r_{N-1}$, und der Wellenlänge λ gilt dann [140, Att99]: $f \cong 2r_N \Delta r_N / \lambda = D \Delta r_N / \lambda$, wobei $D = 2r_N$ der Durchmesser der ZP ist. Die Brennweite der Zonenplatte ist somit direkt proportional zur Energie der einfallenden Strahlung. Infolge dieser Energieabhängigkeit kann die Kombination aus einer Zonenplatte und einer im gewissen Abstand in Strahlausbreitungsrichtung angeordneten Lochblende (*pinhole*) als linearer Monochromator dienen. Abhängig vom relativen Abstand zwischen der ZP und Lochblende werden z.B. nur bestimmte Wellenlängen der einfallenden polychromatischen Röntgenstrahlung eines Ablenkamagneten zur Probe durchgelassen.

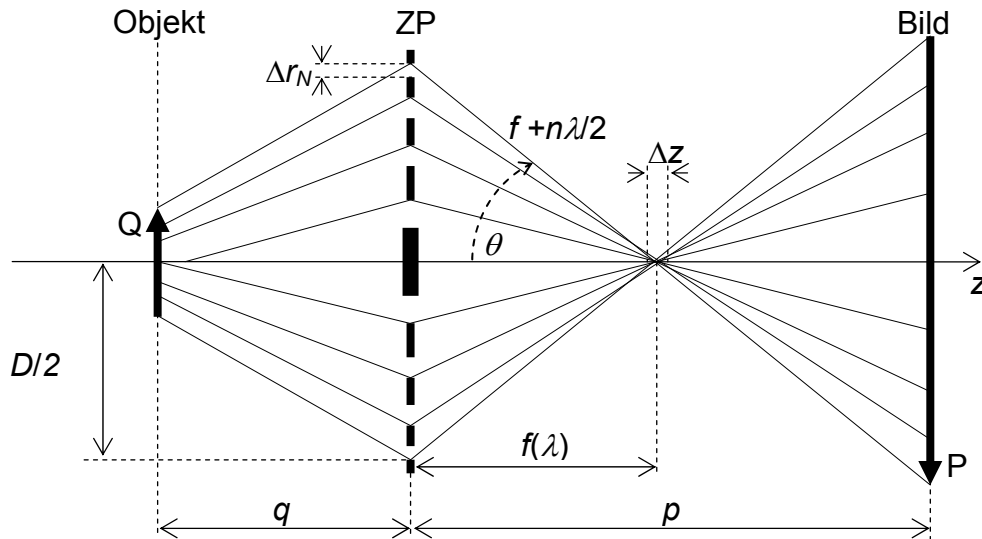


Abbildung 3.6: Die Abbildung eines ausgeleuchteten Objekts mittels einer ZP. Der Durchmesser der ZP beträgt $D = 2r_N$, die Breite der äußersten transparenten Zone ist Δr_N , die relativen Abstände vom Objekt bzw. Bild zur ZP betragen q bzw. p . Wie im Falle einer optischen Brechungslinse entsteht ein vergrößertes Abbild des Objekts. Die Brennweite f hängt von der Wellenlänge λ bzw. der Energie der Strahlung ab; die Tiefenschärfe ist als Δz bezeichnet. Der Halbwinkel des Beugungskegels θ bestimmt die numerische Apertur (NA) der ZP.

Im Falle der Beleuchtung mit intensiver monochromatischer Strahlung an einem Undulator-Strahlrohr entstehen neben der 1. Beugungsordnung ($m = 1$) auch bedeutende Beugungsanteile höherer Ordnung (insb. $m = 3$ und $m = 5$). Die Brennweiten dieser Anteile nehmen mit steigender Beugungsordnung m ab gemäß der Beziehung $f_m \cong r_n^2 / (mn\lambda) = f_1 / m$. Die unerwünschten Beugungsanteile werden durch die Kombination aus der mittleren undurchlässigen Scheibe (*central stop*) der ZP und einer Kollimationsapertur (*Order Sorting Aperture*, OSA) abgeschirmt. Die OSA hat einen etwas kleineren Durchmesser als der Central Stop und wird in Strahlausbreitungsrichtung nah vor dem Brennpunkt f_1 positioniert.

Numerische Apertur NA der ZP ist gegeben durch den Sinus des Halbwinkels der fokussierten Strahlung θ und hängt von der Wellenlänge λ und der Breite Δr_N ab: $NA = \sin \theta \cong r_N / f = \lambda / (2\Delta r_N)$. Das laterale Auflösungsvermögen wird über das *Rayleigh-Kriterium* für inkohärente Belichtung [148 Bor80] definiert. Dieses Kriterium besagt, dass sich zwei Quellen wechselseitig inkohärenter Strahlung in einem Abstand R befinden, wenn sie ein Intensitätsprofil erzeugen, bei dem das Verhältnis zwischen Minima und Maxima (die Modulation) etwa 26 % beträgt. Die Rayleigh-Auflösung einer ZP beträgt demnach

$$R = \frac{0,61\lambda}{NA} = 1,22\Delta r_N. \quad (3.2)$$

Abhängig vom abgebildeten Objekt und dem Grad an Kohärenz der verwendeten Strahlung kann dieser Wert fast bis um den Faktor 2 unterboten werden [140, Att99]. Praktisch wird die laterale Auflösung oft durch die Abbildung einer scharfen Kante bestimmt [149 WMI00]. Der laterale Intensitätsanstieg von 10% auf 90% an der Kante entspricht in sehr guter Näherung der Rayleigh-Auflösung R .

Die oben angegebene laterale Auflösung gilt nur bis zu einem gewissen axialen Abstand vom Brennpunkt, der als Tiefenschärfe Δz (*Depth Of Focus, DOF*) bezeichnet wird. Dies ist insb. von Bedeutung bei gleichzeitiger Abbildung von größeren oder mehreren nebeneinander angeordneten Proben, die relativ gegenüber der optischen Achse z um einen bestimmten Winkel geneigt sind. Solche Messgeometrien sind erforderlich zur Abbildung dünner weichmagnetischer Mikrostrukturen, deren Magnetisierung parallel zur Probenebene liegt. Die Tiefenschärfe Δz ist definiert als

$$\Delta z = \pm \frac{1}{2} \frac{\lambda}{(NA)^2} = \pm 2 \frac{(\Delta r_N)^2}{\lambda}, \quad (3.3)$$

und entspricht dem Abstand entlang der optischen Achse bei dem die Intensität, relativ zur Intensität im Brennpunkt, um 20 % abnimmt.

Bei der Abbildung der Magnetisierungsdynamik der Übergangsmetalle Fe, Co und Ni liegen die Wellenlängen der weichen Röntgenstrahlung im Bereich von $\lambda \approx 1,6 \pm 0,2$ nm. Eine hochauflösende Zonenplatte mit den Parametern $\Delta r_N = 25$ nm, $N = 618$ und $D = 63$ μ m besitzt in diesem Wellenlängenbereich eine Brennweite $f \approx 960$ μ m, eine laterale Auflösung $R \approx 30$ nm und eine Tiefenschärfe $\Delta z = \pm 780$ nm.

Die Effizienz einer idealen Zonenplatte ist gegeben durch das Verhältnis zwischen der einfallenden Strahlungsintensität und der Strahlungsintensität einer bestimmten Beugungsordnung. Für Röntgenmikroskopie benutzte 1. Beugungsordnungen besitzt die theoretische Effizienz von $\eta = 1/\pi^2 \approx 10\%$. Die Hälfte (50%) der einfallenden Strahlungsintensität wird durch die absorbierenden Zonen eingefangen, 25% wird ohne Beugung durchgelassen und die 3. Beugungsordnung beinhaltet somit etwa 1% der Strahlungsintensität. Bei der Ermittlung der tatsächlichen Effizienz muss zudem die Durchlässigkeit des Substrats auf dem die ZP aufgebaut ist, berücksichtigt werden. Das verwendete Substrat Si_3N_4 , 100 nm dick, weist im betreffenden Energiebereich von 700-900 eV eine Transmission von ca. 80% auf [150 Hen].

3.2.2 Das rasternde Röntgentransmissionsmikroskop (STXM)

Ein rasterndes Röntgentransmissionsmikroskop (STXM, Scanning Transmission X-ray Microscope) befindet sich am Strahlrohr 11.0.2 der Advanced Light Source [151 STX, 152 Kil03]. Der prinzipielle Aufbau der Strahllinie und des Mikroskops ist in der Abbildung 3.7 skizziert.

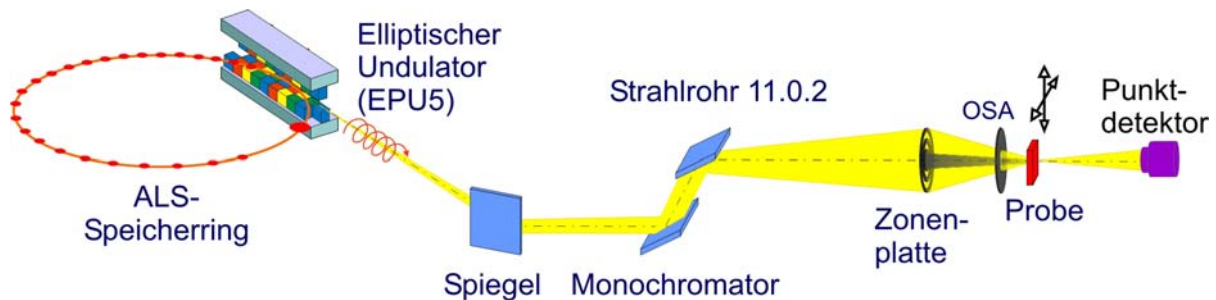


Abbildung 3.7: Prinzipieller Aufbau des rasternden Röntgentransmissionsmikroskops (STXM).

Als Quelle weicher Röntgenstrahlung für die Strahllinie 11.0.2 dient ein elliptischer Undulator (*elliptically polarizing undulator*, EPU5). Der EPU5 ist 1,85 m lang und besitzt vier Reihen von periodisch angeordneten Permanentmagneten mit einer Periode von 5 cm und jeweils 35 Perioden pro Reihe. Je zwei Magnetreihen liegen oberhalb bzw. unterhalb der Elektronenbahnenebene im Speicherring und bilden eine Vier-Quadrant-Struktur [153 You02]. Über den Abstand der beiden Magnetreihenpaare (*gap*) zum Elektronenorbit wird die Energie des Undulators eingestellt; durch Verschieben der diagonal angeordneten Reihen des Quadrants 1 und 3 wird die Polarisation der Röntgenstrahlung eingestellt. Dabei sind Polarisationsgrade von bis zu 100 % möglich, wobei standardmäßig der Wert von 90 % benutzt wurde. Die Strahlung des EPU5 wird über mehrere Refokussierspiegel und einen Plangittermonochromator (PGM) zum STXM geleitet. Die Genauigkeit der Energieeinstellung im benutzten Bereich zwischen 700 und 900 eV liegt bei 0,1 eV. Vom Undulator emittierte Strahlung besitzt hohen Grad an Kohärenz, so dass im Fokus der Zonenplatte (ZP, Punktgröße $\sim 20\text{-}40$ nm) hohe Intensität gebündelt wird. Die Anteile höherer Beugungsordnungen werden von der *Order Sorting Aperture* (OSA) abgeblockt. Zur Probe dringt daher hauptsächlich die von der ZP fokussierte Strahlung der 1. Beugungsordnung durch.

Da der Fokus der ZP energieabhängig ist, wird sie während der Energieeinstellung oder -Änderung koordiniert mit den Einstellungen des Monochromators verfahren. Zur Fokuseinstellung, groben Positionierung der Probe und Einstellung der Lage des Detektors werden mit

Schrittmotoren betriebene Verstelltische verwendet. Der feine Rastervorgang wird mit einem Piezo-Scanner durchgeführt, der nominale Positionierungsgenauigkeit von < 10 nm erlaubt. Die Leistungsfähigkeit und die laterale Auflösung des STXM werden entscheidend durch die Vermeidung und Unterdrückung mechanischer Vibrationen bestimmt. Mittels eines differentiellen Interferometers, der die genaue Lage der Probe und der ZP mit Genauigkeit von ± 5 nm angibt sowie einer geschlossenen Regelschleife werden aktiv die Vibrationsamplituden auf den Wert von ± 10 nm unterdrückt [152 Kil03]. Dadurch ist die laterale Auflösung des STXM nicht durch seinen mechanischen Aufbau, sondern hauptsächlich durch das Auflösungsvermögen der verwendeten ZP bestimmt.

Die Messungen am STXM finden bei Raumtemperatur und in He-Atmosphäre oder unter Hochvakuum (10^{-5} - 10^{-6} mbar) statt. Die Undulator-Strahllinie des STXM bietet einen hohen Photonenfluss von der Größenordnung $\sim 10^8$ 1/s im *Multibunch*-Betriebsmodus. Ein Bildpunkt (Pixel) wird während einer Zeit (*dwell time*) von 10-40 ms akkumuliert. Die Detektion transmittierter Intensität des fokussierten Röntgenstrahls kann mittels eines schnellen Punktdetektors erfolgen, der zeitaufgelöste Messungen auch im *Multibunch*-Betriebsmodus des Speicherrings ermöglicht (vgl. Abschnitt 3.3.2).

3.2.3 Das abbildende Röntgen-Transmissionsmikroskop XM-1

Das abbildende Röntgen-Transmissionsmikroskop (ITXM, Imaging Transmission X-ray Microscope) XM-1 befindet sich am Strahlrohr 6.1.2 des ALS-Speicherrings [154 XM1]. Der Aufbau dieser Strahllinie und des Röntgenmikroskops XM-1 ist in der Abbildung 3.8 dargestellt. Am Strahlrohr 6.1.2 dient ein Ablenkmagnet als Quelle der Synchrotronstrahlung. Ein Spiegel filtert die hochenergetischen Strahlanteile und bildet die Quelle an der Eintrittsblende des Mikroskops ab. Die für magnetische Abbildungen essentielle zirkular polarisierte Strahlung wird vom Ablenkmagneten oberhalb und unterhalb der Bahnebene der Elektronen emittiert. Die optische Achse des Röntgenmikroskops ist um einige mrad (≈ 3 mm) nach unten aus der Ebene der Elektronenbahn verschoben, wodurch ein Polarisationsgrad der RZP-Strahlung von $P_c \approx 60$ -70%, beim Intensitätsverlust von ca. 50%, erreicht wird. Der linear polarisierte Anteil des Strahlprofils wird mit einer Maske abgeschirmt.

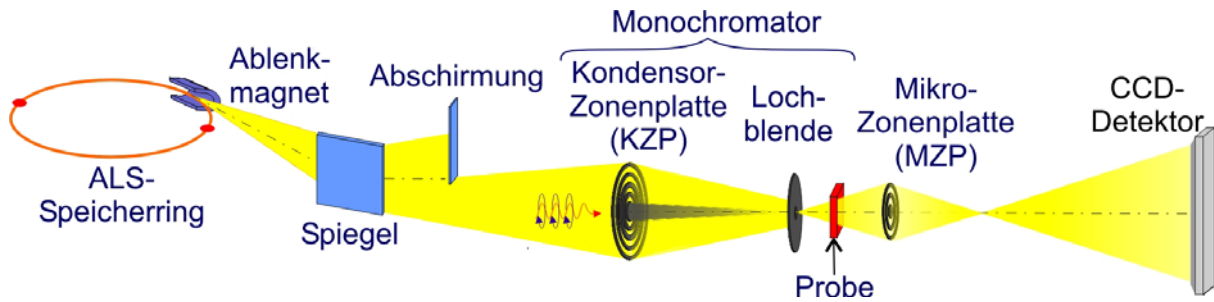


Abbildung 3.8: Der prinzipielle Aufbau des abbildenden Röntgentransmissionsmikroskops (ITXM).

Das Mikroskop XM-1 ist ähnlich einem abbildenden Mikroskop für sichtbares Licht aufgebaut [155 WMI95, 156 Den01]. Polychromatische Röntgenstrahlung des Ablenkmagneten leuchtet die Kondensorzonenplatte (KZP, $D = 9 \text{ mm}$, $\Delta r_N = 55 \text{ nm}$, $N = 41700$, $f \approx 310 \text{ mm}$) aus. Die KZP zusammen mit der zentral angeordneten strahlungsundurchlässigen Scheibe (*central stop*) fokussiert die Röntgenstrahlung hohlkegelförmig auf die Probe. In Kombination mit einer Lochblende (Apertur $\approx 15 \text{ }\mu\text{m}$, ca. $300 \text{ }\mu\text{m}$ vor der Probe angeordnet) wird die KZP auch als ein linearer Monochromator eingesetzt. Durch das Verschieben der KZP entlang der optischen Achse des Mikroskops kann die Energie der Röntgenstrahlung mit einer spektralen Auflösung von $E/\Delta E \approx 500$ eingestellt werden. Um ein möglichst großes und gleichförmig ausgeleuchtetes Gesichtsfeld zu erreichen (etwa $10 \text{ }\mu\text{m}$ im Durchmesser), wird die KZP mit einem „Shaker“ zum Schwingen angeregt. Großes Gesichtsfeld hat den Vorteil, dass mehrere magnetische Mikrostrukturen gleichzeitig abgebildet werden können. Als Objektivlinse dient die Mikro-Zonenplatte (MZP, $D = 63 \text{ }\mu\text{m}$, $\Delta r_N = 25 \text{ nm}$, $N = 618$, $f \approx 1 \text{ mm}$), die ein etwa 2000-fach vergrößertes Bild auf die Oberfläche eines CCD-Detektors projiziert. Die beiden Zonenplatten befinden sich in getrennten Vakuumkammern, deren Fenster entlang der optischen Achse auf zwei einander gegenüber stehenden Konusspitzen angebracht sind. Die Probe wird in dem 1 mm breiten Luftspalt zwischen den beiden Konusspitzen positioniert.

3.2.4 Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus (XMCD)

Als Kontrastmechanismus für die magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie (MTXM) dient der elementspezifische Röntgenzirkulardichroismus (XMCD). Einfach formuliert, stellt der XMCD die Abhängigkeit der Absorption zirkular polarisierter Röntgenstrahlung, von der zur Strahlausbreitungsrichtung senkrechten Magnetisierungskomponente einer ferromagnetischen Probe. Der XMCD tritt an den elementspezifischen Absorptionskanten magnetischer Elemente auf, und wurde zunächst im harten Röntgenbereich an der K-Absorptionskante des Fe beobachtet [157 Schü85, 158 Schü87] und danach auch an den L-Kanten von Fe, Co und Ni [159 Che95, 160 Che95].

Während dieser Arbeit wurde ausschließlich Magnetisierungsdynamik von dünnen Mikrostrukturen aus 3d-Übergangsmetallen ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, Co) untersucht. Ihre magnetischen Eigenschaften sind hauptsächlich durch die d-Elektronen bestimmt. Diese Elektronen sind im Atom nicht lokalisiert, sondern bewegen sich weitgehend frei im periodischen Potential der Atomrümpfe. Für die theoretische Deutung des XMCD (und des Ferromagnetismus) in diesen Materialien wird oft das Modell der spinpolarisierten Bänder verwendet, das in anschaulicher Weise die beteiligten physikalischen Prozesse beschreibt [161 Schü90]. Der 3d-Ferromagnetismus ist ein fast reiner Spinmagnetismus, d.h. der überwiegende Beitrag zum magnetischen Gesamtmoment stammt vom Spin der d-Elektronen [162 Stö95]. Das d-Band ist aufgrund der Austauschwechselwirkung aufgespalten in *Spin-auf*- und *Spin-ab*-Band. Durch die Austauschspaltung ΔE liegt das *Spin-auf*-Band (Majoritätsband) relativ zum Fermi-Niveau E_F tiefer und ist dadurch stärker bevölkert als das *Spin-ab*-Band (Minoritätsband), was ein resultierendes magnetisches Moment¹⁵ zur Folge hat (vgl. Abbildung 3.9 (a)). Die Austauschspaltung führt andererseits dazu, dass die Dichte der freien spinpolarisierten Zustände oberhalb der E_F beim Majoritätsband kleiner ist als beim Minoritätsband.

Besonders starker XMCD-Effekt wird beobachtet, wenn die 2p-Rumpfelektronen der 3d-Übergangsmetalle Fe, Co und Ni mittels zirkular polarisierter Strahlung in die unbesetzten d-Zustände oberhalb der E_F angeregt werden. Dazu wird die Strahlungsenergie auf die für jede Atomart typische Bindungsenergie der 2p-Elektronen eingestellt. Aufgrund der Spin-Bahn-

¹⁵ Magnetisches Moment und der Elektronenspin sind wegen der negativen Ladung des Elektrons per Definition antiparallel zueinander. Deswegen ist Magnetisierung der Ausrichtung des *Spin-auf*-Bandes entgegengerichtet. Wenn die magnetische Domäne nach „unten“ ($-z$ -Richtung) ausgerichtet ist, liegt das *Spin-auf*-Band energetisch tiefer und ist deswegen mit mehr Elektronen besetzt.

Wechselwirkung ist das $2p$ -Niveau in $2p_{1/2}$ - (L_2 -Absorptionskante) und $2p_{3/2}$ -Subniveau (L_3 -Absorptionskante) aufgespaltet. Alle Messungen dieser Arbeit wurden an der L_3 -Kante durchgeführt, weil der XMCD an dieser Absorptionskante deutlich stärker ist. Die Kenntnis der Polarisationsart zirkular polarisierter Röntgenstrahlung (RZP oder LZP) ermöglicht die eindeutige¹⁶ Bestimmung der Magnetisierungsrichtung aus dem XMCD-Kontrast. Die Abbildung 3.9 (a) illustriert die Absorption für den Fall rechtszirkular polarisierter (RZP) Strahlung. Für die Beschreibung der Entstehung und des Vorzeichens des XMCD-Kontrastes ist es von Vorteil den Absorptionsprozess künstlich in zwei Schritte aufzuteilen.

Im ersten Schritt übertragen die zirkular polarisierten Photonen über die vorhandene Spin-Bahn-Kopplung ihren Drehimpuls auf den Spin der $2p$ -Elektronen. Die RZP-Photonen übertragen den umgekehrt gerichteten Drehimpuls im Vergleich zu den LZP-Photonen. Beim Wechsel der Polarisationsrichtung werden Photoelektronen mit umgekehrtem Spin angeregt. Hier wird auch für den Photonendrehimpuls die Konvention¹⁷ aus der Elementarteilchenphysik verwendet [163 Fey64], wodurch der in Strahlausbreitungsrichtung \mathbf{k} rechtshändige Drehimpuls mit $+\hbar$, und der linkshändige mit $-\hbar$ bezeichnet wird. Infolge der parallelen Ausrichtung des Spins und des Bahndrehimpulses der $2p_{3/2}$ -Elektronen übertragen die RZP-Photonen ihren Drehimpuls $+\hbar$ bevorzugt auf die *Spin-auf*-Elektronen; für LZP-Photonen ist es umgekehrt – sie übertragen ihren Drehimpuls $-\hbar$ bevorzugt auf die *Spin-ab*-Elektronen. Dieser erste Teil des Absorptionsvorgangs ist unabhängig von den magnetischen Eigenschaften des Absorbers und die Richtungen *Spin-auf* und *Spin-ab* sind nur relativ zum Photonendrehimpuls definiert.

Die Symmetriebrechung aufgrund des Ferromagnetismus kommt erst im zweiten Schritt ins Spiel. Durch RZP-Photonen angeregten *Spin-auf*-Photoelektronen werden in das unbesetzte *Spin-auf*-Subband oberhalb der E_F aufgenommen. Entsprechend bevölkern die mit LZP-Strahlung angeregten *Spin-ab*-Photoelektronen das *Spin-ab*-Band oberhalb der E_F . Da jedoch infolge der Austauschspaltung im *Spin-auf*-Band weniger freie Zustände vorhanden sind, als im *Spin-ab*-Band ist die Absorption der RZP-Strahlung an der L_3 -Kante geringer als die Absorption der LZP-Strahlung. Wird bei fester Polarisationsrichtung die Ausrichtung der

¹⁶ Dies ist von großer Bedeutung für die Untersuchung der Dynamik magnetischer Wirbel, die entscheidend durch relative Ausrichtung der statischen Magnetisierungszirkulation und der Polarität des Wirbelkerns bestimmt ist. Mit der genauen Kenntnis des Drehsinns seiner Bewegung ist es möglich die Ausrichtung des Wirbelkerns eindeutig zu bestimmen, ohne diese kleine (≈ 20 nm) Struktur direkt abbilden zu müssen.

¹⁷ Die Helizität der zirkular polarisierten Strahlung wird nicht einheitlich Definiert, was zu einem Vorzeichenwechsel bei Ermittlung der absoluten Magnetisierungsrichtung führen kann.

Magnetisierung \mathbf{M} geändert, wechseln die Richtungen *Spin-auf* und *Spin-ab* ihre Rollen und die Beschreibung gilt analog. Typisches Beispiel magnetischer Absorptionsspektren ist in Abbildung 3.9 (b) für Fe dargestellt.

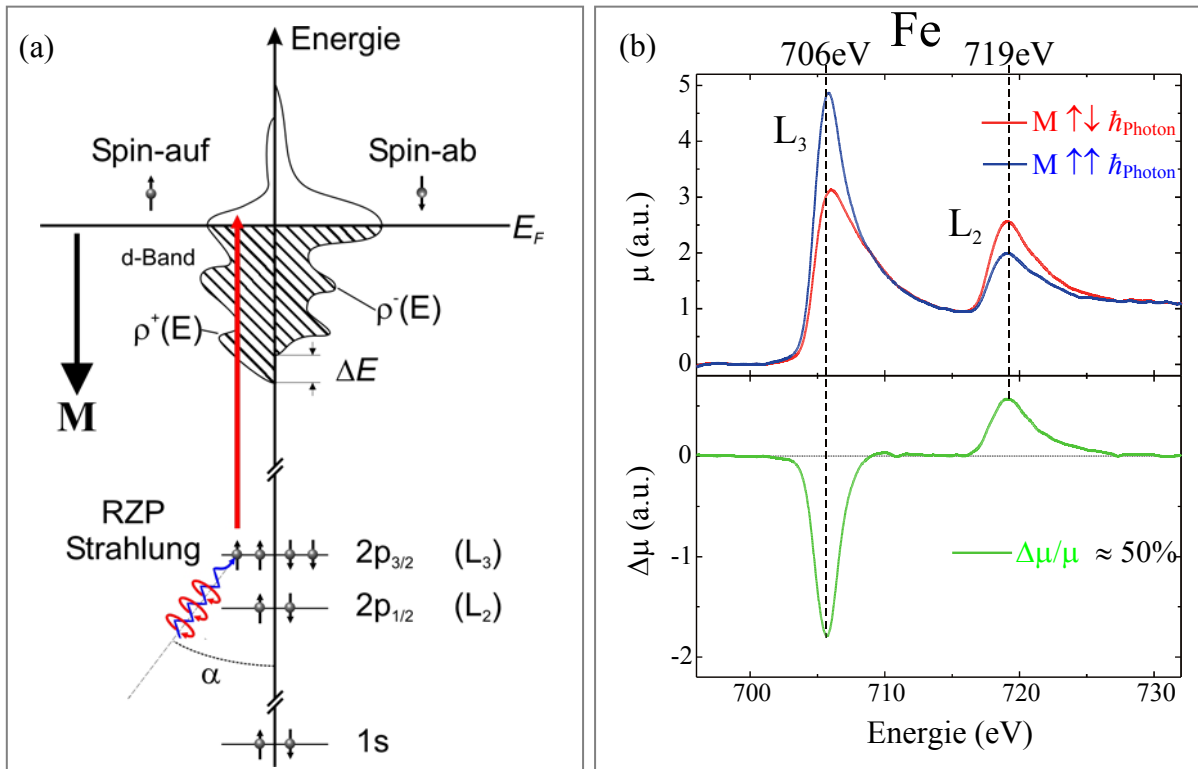


Abbildung 3.9: (a) Die Entstehung des XMCD-Kontrastes für die nach „unten“ gerichtete Magnetisierung \mathbf{M} : Die RZP-Strahlung regt an der L_3 -Kante bevorzugt Spin-auf-Photoelektronen an. Für diese Elektronen existieren infolge der Austauschaufspaltung ΔE weniger freie Zustände oberhalb der Fermi-Energie E_F , als für die Spin-ab-Photoelektronen, die bevorzugt durch LZP-Strahlung angeregt werden. Entsprechend ist die Absorption der RZP-Strahlung an der L_3 -Kante geringer als die der LZP-Strahlung. (b) Im oberen Diagramm sind die Absorptionsspektren μ dargestellt, die an den $L_{2,3}$ -Kanten von Fe an einer gesättigten Schicht gemessen wurden. Die blaue Kurve stellt die Absorption bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierung \mathbf{M} und des Photonendrehimpulses \hbar dar und die rote Kurve die Absorption bei jeweils antiparalleler Ausrichtung. Im unterem Diagramm ist die Differenz dieser beiden Kurven dargestellt, die das eigentliche XMCD-Spektrum $\Delta\mu$ ergibt [164 Fis99].

Auf die Photoelektronen geht die größte Kraftwirkung vom Vektor der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} der zirkular polarisierten Röntgenstrahlung aus, so dass sie bevorzugt in Richtung des \mathbf{E} -Vektors angeregt werden. Daraus resultiert die Richtungsabhängigkeit des XMCD, wobei der maximale Messeffekt erzielt wird, wenn der \mathbf{E} -Vektor senkrecht zur Magnetisierungsrichtung \mathbf{M} steht.

Die Grundvoraussetzungen für einen starken XMCD-Messeffekt sind die starke Spin-Bahn-Kopplung der Ausgangszustände und die hohe Dichte der spinpolarisierten Endzustände. Des Weiteren ist ein hoher Polarisationsgrad der Röntgenstrahlung, präzise Einstellung der Strahlungsenergie auf die Bindungsenergie der Rumpfelektronen und hohe Strahlungsintensität erforderlich. Diese experimentellen Voraussetzungen, die erst durch die Errichtung von Speicherring-Anlagen geschaffen wurden, haben die Entdeckung des XMCD ermöglicht. Aufgrund seiner elementspezifischen und quantitativen Eigenschaften wurde der XMCD zunächst hauptsächlich für spektroskopische Untersuchungen der magnetischen Struktur von Festkörpern eingesetzt [165 Stö99] und intensiv theoretisch behandelt [166 Ebe96]. Seine prinzipielle Eignung für magnetische Mikroskopien wurde ebenfalls demonstriert [167 Stö93, 168 Fis96]. Die derzeitigen Elektronenspeicherringe der 3. Generation mit der hohen Brillanz der < 100 ps dauernden Röntgenpulse erlauben auch zeitaufgelöste mikroskopische Abbildungen.

Das Grundkonzept der magnetischen Röntgentransmissionsmikroskopie mit dem XMCD als Kontrastmechanismus ist relativ einfach: Beleuchtet man eine magnetische Probe mit zirkular polarisierter Röntgenstrahlung, deren Energie einer Absorptionskante des Probenmaterials entspricht, wird die Strahlung aufgrund des XMCD in unterschiedlich ausgerichteten Domänen unterschiedlich stark absorbiert. Auf diese Weise entsteht im Detektor, der sich hinter der Schicht befindet, ein Abbild der Domänenstruktur in der Schicht.

Die meisten Messungen dieser Arbeit wurden nach dem differentiellen Messprinzip durchgeführt: Der Signal-Rausch-Abstand wurde erhöht, indem das Verhältnis zwischen der Bildintensitäten bei einem Magnetfeldpuls nach oben (I^+) und einem Magnetfeldpuls nach unten (I^-) in der normierten Form $c_{XMCD} = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ gebildet wurde.

Die Magnetisierungsdynamik wurde in zwei *Messgeometrien* abgebildet. Zur Abbildung ausschließlich der senkrechten (*out-of-plane*) Komponente der dynamischen Magnetisierung (m_z) steht die Probenoberfläche senkrecht zur einfallenden Röntgenstrahlung (vgl. Abbildung 3.10). Bei zeitabhängigen Messungen liegt die statische Magnetisierung größtenteils in der Ebene parallel zur Probenoberfläche. Bringt man diese Probe, wie in Abbildung 3.10 schematisch gezeigt, mit der Probennormale parallel zur Richtung des Photonenstrahls in das Mikroskop, so entsteht kein Kontrast, da die Projektion der Magnetisierungsrichtung auf die dazu senkrechte Richtung des Photonenflusses, $\mathbf{M}(t) \cdot \mathbf{k}$, gleich Null ist. Wenn die Magnetisierung durch ein äußeres Magnetfeld aus der Ebene ausgelenkt wird, kann, abhängig von dem Win-

kel dieser Auslenkung (der dem Öffnungswinkel des Präzessionskegels entspricht), ein Kontrast registriert werden.

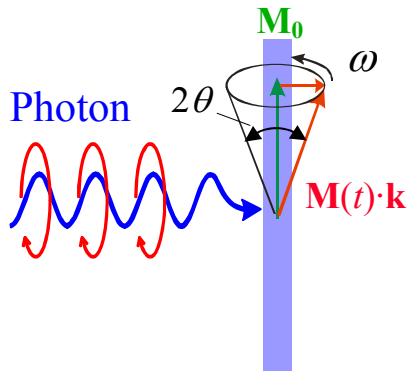


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Untersuchung der Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors durch die Detektion des Kontrastes, der durch den zirkularen magnetischen Röntgendifferenzismus (XMCD) entsteht.

Um auch die in der Probenebene und parallel zur Probenoberfläche ausgerichteten (*in plane*) Magnetisierungskomponenten abbilden zu können, wird die Probe relativ zur Strahlausbreitungsrichtung um einen bestimmten Winkel geneigt. In dieser Arbeit war dies stets der Winkel von 30° gegenüber Transmissionsrichtung der Röntgenstrahlung, wodurch eine Projektion von $M_{30^\circ} = M \sin 30^\circ = M/2$ der zur Probenebene parallelen Magnetisierung abgebildet wird. Aus der Abbildung 3.11 ist ersichtlich, dass im Falle einer gegenüber Strahlausbreitungsrichtung gekippten Landau-Struktur nur die obere und untere Domäne einen Kontrastbeitrag liefern. Wegen der genau entgegengesetzten Ausrichtung dieser Domänen ist der XMCD-Kontrastbeitrag entsprechend dunkler („schwarz“) bei der unteren Domäne und heller („weiß“) bei der oberen. Die vertikal ausgerichteten Domänen besitzen keine Projektion in Ausbreitungsrichtung der Photonen. Deren Kontrastbeitrag liegt genau zwischen dem der oberen und dem der unteren Domäne und erscheint somit „grau“. Wichtig zu beachten ist, dass bei dieser Messgeometrie eine senkrechte Magnetisierungskomponente sowohl im statischen als auch im dynamischen Fall von der in der Probenebene liegenden Magnetisierung nicht eindeutig unterschieden werden kann.

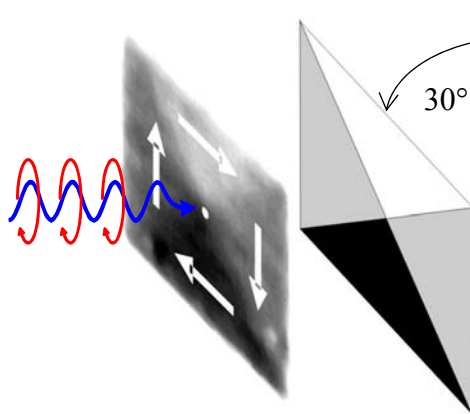


Abbildung 3.11: Die Abbildung in der Probenebene liegenden Magnetisierung. Für magnetische Abbildung mittels XMCD erforderliche Projektion der Magnetisierung auf die Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung wird durch das Verkippen der Probe um den Winkel von 30° erreicht.

3.3 Photodetektoren für weiche Röntgenstrahlung

Hochohmiges Si eignet sich besonders gut für die direkte Umwandlung der Röntgenstrahlung in elektrische Ladungsträger. Mit jedem 3,6 eV der absorbierten Strahlungsenergie wird im Si bei Zimmertemperatur ein Elektron-Loch-Paar¹⁸ generiert. In dem hier betrachteten Energiebereich der weichen Röntgenstrahlung von 700-900 eV entstehen für jedes absorbierte Photon ≈ 200 Ladungsträger. Die Energieumwandlung kann besonders effizient und schnell erfolgen, wenn die Strahlung in der *Verarmungszone*¹⁹ eines pn-Übergangs absorbiert wird. Die generierten elektrischen Ladungsträger werden zunächst in geeigneter Weise getrennt, dann verstärkt oder akkumuliert und schließlich elektronisch Ausgelesen.

Die wesentlichen Parameter, die einen Photodetektor charakterisieren, sind die Empfindlichkeit (die Quanteneffizienz QE), die Verstärkung (die Linearität) und das Rauschen (der dynamische Bereich, das Signal-Rausch Verhältnis (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR), und der Dunkelstrom). Für zeitaufgelöste Messungen ist die Geschwindigkeit seiner Impulsantwort in der Zeitdomäne, nach der klassifiziert wird, ob ein Detektor *schnell* oder *langsam* ist, besonders wichtig. Die Schnelligkeit eines Detektors hängt vor allem von seinem tatsächlichen Aufbau und von der Funktionsweise seiner Ausleseelektronik.

In dieser Arbeit wurden zur Detektion der Röntgenstrahlung ein zweidimensionaler CCD-Sensor sowie schnelle Lawinenphotodioden (*Avalanche Photo Diode*, APD) benutzt. Großflächige CCD-Detektoren akkumulieren die absorbierte Strahlungsintensität über eine bestimmte Zeit und sind vergleichsweise langsam. Kleine Photodioden können dagegen äußerst schnell und empfindlich sein sowie auf das Zählen einzelner Photonen mit großen Zählraten ausgelegt werden. Sie erlauben zudem auch die integrale Messung der Strahlintensität.

Der röntgenoptische Aufbau, sowie mechanische und konstruktionstechnische Einschränkungen des jeweiligen Röntgentransmissionsmikroskops bestimmen die Art des eingesetzten

¹⁸ Die Ionisationsenergie für ein Elektron-Loch-Paar beträgt beim Si im Mittel etwa 3,6 eV, so dass die energiereichen Strahlungsquanten viele Ladungsträger gleichzeitig erzeugen können. Für den Energiebereich weicher Röntgenstrahlung kann zudem eine optimale Eindringtiefe der Photonen ins Si erzielt werden, was die *Quanteneffizienz* zusätzlich steigert.

¹⁹ Die Verarmungszone ist das Gebiet unmittelbar am pn-Übergang einer Diode, welches durch die Diffusion der Ladungsträger über die pn-Grenzschicht entsteht: Die Elektronen aus dem n-Gebiet diffundieren ins p-Material und die Löcher aus dem p-Gebiet entsprechend in den n-Halbleiter. So baut sich allmählich ein elektrisches Feld auf, welches diesen Diffusionsprozess zum Stillstand bringt. Bei geeigneter Dotierung und einer Rückwärtspolung (*reverse bias*) des pn-Übergangs herrscht in der an Ladungsträgern verarmten Schicht hohe elektrische Felderstärke. Infolge der Photoabsorption in der Verarmungsschicht generierten Elektron-Loch-Paare werden durch das elektrische Feld getrennt und *driften* sehr schnell zu den jeweiligen Spannungskontakten. Sie können als kurze Strompulse an der Diode abgegriffen werden.

Detektors. Bei der zeitaufgelösten, stroboskopischen Abbildung bestimmt die Art des Photodetektors entscheidend den Messaufbau und den Ablauf der Messung.

3.3.1 CCD-Detektor

Am abbildenden (Voll-Feld) Mikroskop XM-1 wird ein zweidimensionaler CCD-Flächendetektor benutzt, mit dem das gesamte Bild auf einmal aufgenommen wird. Das Gesichtsfeld des Mikroskops mit einem Durchmesser von etwa 10 μm wird auf den CCD-Chip mit 1024×1024 Pixel abgebildet. Der CCD-Chip [169 Pri] wird von der ausgedünnten Rückseite beleuchtet (*back-thinned and back-side illuminated*). Dies verringert die Strecke, welche die Röntgenstrahlen im Si durchqueren müssen, um die photoaktive Verarmungsschicht zu erreichen. Dadurch wird für den verwendeten Energiebereich der weichen Röntgenstrahlung eine Quanteneffizienz von $\approx 60\text{-}70\%$ erreicht. Die Potentialtöpfe einzelner Pixel werden mit bis zu 100 000 Elektronen gefüllt. Bei den Messungen im *2-bunch* wird der CCD-Sensor innerhalb von 3-5 s gesättigt. Die Kühlung des CCD-Detektors mit flüssigem Stickstoff vermindert die Dunkelströme auf den Wert von unter einem Elektron pro Pixel und Stunde.

Der CCD-Sensor am Mikroskop XM-1 wird mit einem kommerziellen Steuergerät angesteuert und ausgelesen. Wegen seiner Größe und seines elektronischen Aufbaus kann der CCD-Chip²⁰ nur vergleichsweise langsam im 100-kHz bis 1-MHz-Takt ausgelesen werden [170 Gru02]. Das Ausleserauschen bei 16-bit-Digitalisierung und 1-MHz-Takt liegt bei unter 10 Elektronen pro Pixel. Die geringe Auslesegeschwindigkeit und die typische Relaxationszeit der während dieser Arbeit untersuchten ferromagnetischen Mikrostrukturen von ~ 10 ns führen dazu, dass der CCD-Detektor nur für stroboskopische²¹ Abbildung der Magnetisierungsdynamik im *2-bunch*-Betriebsmodus des ALS-Beschleunigers benutzt werden kann.

²⁰ Der CCD-Sensor besteht aus einem monolithischen Si-Chip in welchem Potentialbarrieren in Form senkrechter Spalten implementiert sind (die *Channel Stops*). Die Chipoberfläche wird mit isolierender SiO_2 -Schicht bedeckt und quer zu den Channel Stops werden metallische Elektroden (die *Clocking Gates*) strukturiert. An diesen Elektroden angelegte Spannungen definieren schließlich die Potentialtöpfe (die *Pixel* des CCD) in den Channel Stops. In diesen Potentialtöpfen sammeln sich die durch Strahlungsabsorption generierten Elektronen. Mit einem periodischen Taktsignal an den Clocking Gates werden die akkumulierten Ladungspakete entlang der Kanäle verschoben (von einem Potentialtopf in den nächsten „umgefüllt“), wobei die Trennung benachbarter Ladungspakete stets gewährleistet ist. Jedes dieser parallelen Ladungs-Schieberegister endet in einem gemeinsamen Ausgangsschieberegister an dessen Ende ein Vorverstärker integriert ist. Sequentielles, serielles Auslesen aller Pixel über einen einzelnen Vorverstärker beschränkt entscheidend die Datenverarbeitungsgeschwindigkeit.

²¹ Bei stroboskopischer Messung muss der Detektor entweder zwischen zwei aufeinanderfolgenden Röntgenblitzen ausgelesen werden oder die aufeinander folgenden Blitze müssen die Probe im exakt gleichen dynamischen Zustand abbilden. Im *Multibunch*-Modus der ALS kommen die Röntgenblitze im zeitlichen Abstand von 2 ns. Weder kann der CCD-Sensor in dieser Zeit ausgelesen werden noch ist es zu erwarten, dass die Proben in dieser Zeitspanne in den Ausgangszustand relaxieren. Der *2-bunch*-Modus dagegen mit dem Abstand von ca. 328 ns zwischen abbildenden Photonenblitzen erlaubt den Einsatz des langsamen CCD-Detektors für zeitaufgelöste Messungen.

3.3.2 Schneller Photodetektor für weiche Röntgenstrahlung

In der Literatur wurde dokumentiert, dass Lawinenphotodioden (Avalanche Photodioden, APD) für die Detektion weicher Röntgenstrahlung geeignet sind [171 Bar97, 172 Bar06]. Infolge ihrer geringen Größe und des internen Verstärkungsmechanismus durch Lawineneffekt²² sind die APDs gleichzeitig sehr schnell und außerordentlich empfindlich. Für die Messungen dieser Arbeit wurden die APDs nach drei wesentlichen und z.T. voneinander abhängigen Parametern ausgesucht, nämlich nach der Größe der aktiven Fläche, der Kapazität und der Bandbreite. Diese Parameter beeinflussen sowohl die Effizienz der Detektion als auch die Geschwindigkeit der Impulsantwort, wobei zunächst der letztere Punkt größere Bedeutung hatte, weil er die Zeitauflösung der APD bestimmt.

Für eine möglichst hohe Effizienz ist eine größere aktive Fläche von Vorteil, die auch die Positionierung der APD in den Röntgenstrahl erleichtert. Sie bringt aber auch eine höhere Kapazität mit sich, was die Impulsantwort verlangsamt. Die Kapazität C_{APD} ist im Wesentlichen durch die Größe der aktiven Fläche und die Breite der Verarmungsschicht gegeben. Zudem ist sie von der angelegten negativen Vorspannung abhängig: Bei größerer Biasspannung wird die Verarmungsschicht breiter und damit C_{APD} kleiner. Eine breitere photoaktive Verarmungsschicht führt auch zur höheren *Quanteneffizienz* (dem Verhältnis aus der Anzahl generierter Elektron-Loch-Paare und der Anzahl der Photonen, die den Detektor treffen).

Die Zeitauflösung einer APD entspricht annähernd dem Verhältnis der Verarmungsschichtbreite und der mittleren Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger darin. Die Pulsanstiegszeit (bzw. die Bandbreite einer APD) wird durch die Einzelheiten des Ladungsträgertransports bestimmt und besteht hauptsächlich aus der Transitzeit der Verarmungsschicht und der Multiplikationszeit in der Lawinenzone. Die Pulsabfallzeit wird nicht kürzer als die Zeitkonstante τ_{RC} , die durch die C_{APD} und die Eingangsimpedanz des verwendeten Verstärkers bestimmt ist. Unter der Annahme, dass C_{APD} durch einen Plattenkondensator angenähert werden kann, werden Pulsabfallzeiten der Größenordnung von 100 ps in einem auf die Impedanz von 50 Ω

²² Die Dotierung und die Reihenfolge der Halbleiterschichten einer APD sind so ausgelegt, dass sie mit einer relativ hohen rückwärts gepolten Vorspannung (*reverse bias* $\sim 100\text{-}250\text{ V}$) betrieben werden kann. Bei diesem Betrieb ist die Verarmungsschicht sehr breit und in ihr können, je nach Betrag der Vorspannung, elektrische Feldstärken von $E > 10^6\text{ V/m}$ eingestellt werden. Durch die Absorption der Röntgenstrahlung generierten Ladungsträger driften aus der Verarmungsschicht mit immer höher werdenden Geschwindigkeiten bis zu einem Sättigungswert von 10^5 m/s . Bei dieser Grenzgeschwindigkeit stoßen die Ladungsträger mit zunehmender Wahrscheinlichkeit mit dem Kristallgitter zusammen und verlieren dadurch ihren Impuls. Wird die Bias-Spannung betragsmäßig weiter erhöht, gewinnen die Ladungsträger, die keine Stoßprozesse erlitten haben, sehr hohe Energien. Wenn diese Energiereichen Ladungen dann schließlich doch mit den Gitteratomen kollidieren, verursachen sie eine Stoßionisation, bei der zusätzliche Elektron-Loch-Paare entstehen. Ab der Grenzfeldstärke von $E \approx 2 \cdot 10^7\text{ V/m}$ setzt in Si-APDs eine lawinenartige Ladungsträgermultiplikation ein, bei der im Mittel aus einem einzelnen Elektron-Loch-Paar bis zu 100 weitere entstehen.

ausgelegten System erst bei $C_{APD} = 2 \text{ pF}$ erreicht ($\tau_{RC} = 50 \text{ } \Omega \cdot 2 \text{ pF} = 100 \text{ ps}$). Eine APD für zeitaufgelöste Messungen mit weicher Röntgenstrahlung sollte keine allzu große aktive Fläche aufweisen und eine möglichst kleine Kapazität und damit hohe Bandbreite besitzen.

Detektoren zur Eichung des Zeitnullpunkts

Ein schneller Photodetektor, deren Impulsantwort im Bereich von 100 ps liegt, war zunächst für die Einstellung des Zeitnullpunkts benutzt worden. Genaue Eichung des Zeitnullpunktes ist für die zeitaufgelösten *Pump-Probe*-Messungen am Röntgenmikroskop XM-1 im *2-bunch*-Betriebsmodus der ALS von entscheidender Bedeutung, weil die 50-70 ps dauernden Photonenpulse in einem relativ großen zeitlichen Abstand von 328 ns die Probe erreichen. Zur genauen Detektion der Ankunft kurzer Röntgenpulse mussten, mangels schneller und für weiche Röntgenstrahlung optimierter Detektoren, schnelle Halbleiter-Photodetektoren ausprobiert und verwendet werden, die von den Herstellern nur für sichtbares Licht spezifiziert waren. Vor allem waren das schnelle Lawinenphotodioden (APD [173 Ham, 174 SiS]) sowie ein ultraschneller MSM-Detektor (MSM: Metal-Semiconductor-Metal [175 Aph]). Der für Laseranwendungen konzipierte MSM-Detektor mit InGaAs als photoaktivem Material war mit einer Pulsanstiegszeit von 14 ps spezifiziert, die durch die Absorption hochenergetischer Röntgenstrahlung deutlich vergrößert wurde. Mit der schnellen ersten Pulsflanke des MSM-Detektors konnte der Zeitnullpunkt für zeitaufgelöste Messung mit einer Genauigkeit von besser als 100 ps geeicht werden. Dieser Detektor wurde jedoch nur für den eigentlichen Kalibriervorgang verwendet, da er eine geringe Effizienz und wegen der geringen Vorspannung (6 V) eine sehr lange abfallende Flanke der Impulsantwort besaß ($\approx 1 \text{ ns}$). Er erwies sich zudem als sehr Empfindlich gegenüber Strahlenschädigung. Während der Messung wurden daher zur Kontrolle des kalibrierten Zeitnullpunkts die schnellen APDs verwendet, die wegen der hohen Empfindlichkeit auch im Streulicht des Photonenstrahls effizient benutzt werden konnten. Die Details des Messaufbaus zur Eichung des Zeitnullpunktes sind im Anhang dargestellt (vgl. Abbildung A 3, S. 180).

Schneller APD-Detektor für das STXM

Am rasternden Röntgentransmissionsmikroskop STXM misst ein kleiner Punktdetektor die Probe durchdringende Strahlungsintensität. Standardmäßig wurden dafür Photovervielfacher (*photomultiplier tube*, PMT) verwendet. Beim PMT-Detektor wandelt ein kleiner Phosphorschirm (Szintillator) auf der Detektorspitze die Röntgenstrahlen in sichtbares Licht um, welches danach durch den Photovervielfachungsprozess im PMT verstärkt wird. Selbst die für

3.3 Photodetektoren für weiche Röntgenstrahlung

hohe Zählraten optimierten PMTs und Phosphorschirme können lediglich die Zeitstruktur des *2-bunch*-Betriebsmodus auflösen. Dies liegt vor allem an der langen Abklingzeit der Phosphorlumineszenz, die im besten Fall immer noch > 10 ns ist [176 Fak04]. Somit kann ein PMT-Detektor nicht für zeitaufgelöste Messungen im *Multibunch*-Betriebsmodus verwendet werden, weil er die Zeitstruktur der im Abstand von 2 ns ankommenden Röntgenpulse nicht auflösen kann.

Aufbauend auf den Erfahrungen mit schnellen Lawinenphotodioden (APDs), die zur Zeitnullpunkt-Kalibrierung am abbildenden Röntgentransmissionsmikroskop XM-1 verwendet wurden, ist im Verlauf dieser Arbeit ein neuer Punktdetektor eigens für das STXM entworfen und aufgebaut worden (vgl. Abbildung 3.12). Dazu wurden APDs verwendet [173 Ham, 174 SiS], welche die Zeitstruktur des ALS-Speicherrings im *Multibunch*-Betriebsmodus vollständig auflösen können (vgl. Abbildung 3.12 (b)), und dadurch zeitaufgelöste Messungen der Magnetisierungsdynamik auch während dieser Betriebsart des ALS-Speicherrings ermöglichen. Die hohe interne Verstärkung der APD erlaubt zudem die Detektion einzelner hochenergetischer Photonen, wie anhand der Amplitudendistribution in der Abbildung 3.12 (b) ersichtlich ist. Der im Vergleich zum *2-bunch*-Modus deutlich höhere mittlere Photonenfluss im *Multibunch*, verkürzt die Messzeiten um das Zehnfache.

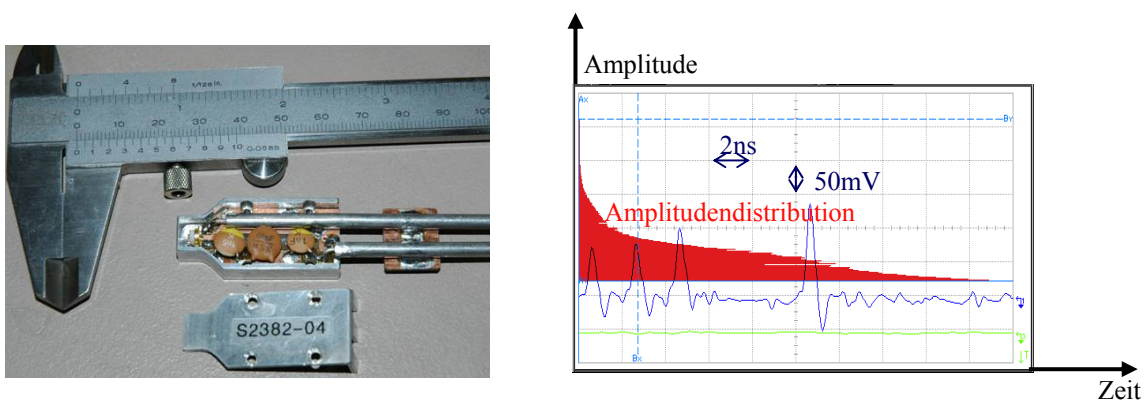


Abbildung 3.12: (a) Das Bild des APD-Detektors in einem Al-Gehäuse. (b) Die Ausgangspulse des Detektors mit der dazugehörigen Amplitudenverteilung. Die Messung wurde mit einem Echtzeit-Oszilloskop durchgeführt (Agilent DSO54846B Bandbreite 2,25 GHz). Durch ihre schnelle Impulsantwort kann die APD die Zeitstruktur des ALS-Speicherrings im *Multibunch*-Betrieb auflösen. Ihre hohe interne Verstärkung erlaubt zudem die Detektion einzelner hochenergetischer Photonen. Die Amplitudendistribution zeigt, dass die meisten Spannungspulse Einzelphotonereignisse sind. Mit dem Oszilloskop aufgenommene blaue Kurve zeigt, dass nur der erste der vier Pulse, von mehr als einem Photon stammt. Diese Photonen wurden von dem intensiveren Camshaft-Bunch abgestrahlt.

3.3 Photodetektoren für weiche Röntgenstrahlung

Das Al-Gehäuse des APD-Detektors schirmt effektiv die äußeren elektromagnetischen Störungen von den Detektorschaltkreisen ab. Die elektrische Schaltung des Detektors ist in der Abbildung 3.13 skizziert. Die Strompulse der APD werden an einem 1-k Ω -Widerstand abgegriffen und mit breitbandigen, rascharen Spannungsverstärkern verstärkt. Das Rauschen der Verstärkerkette wird durch eine Begrenzung der Bandbreite mit Bandpassfiltern, die in der Skizze nicht eingezeichnet sind, zusätzlich reduziert. Um etwaige Reflexionen der Spannungspulse sowie Oszillationen der Verstärker zu verhindern, wird mit 50- Ω -Dämpfungsgliedern die Impedanz der Eingänge jeweiliger Verstärkerstufen anpasst.

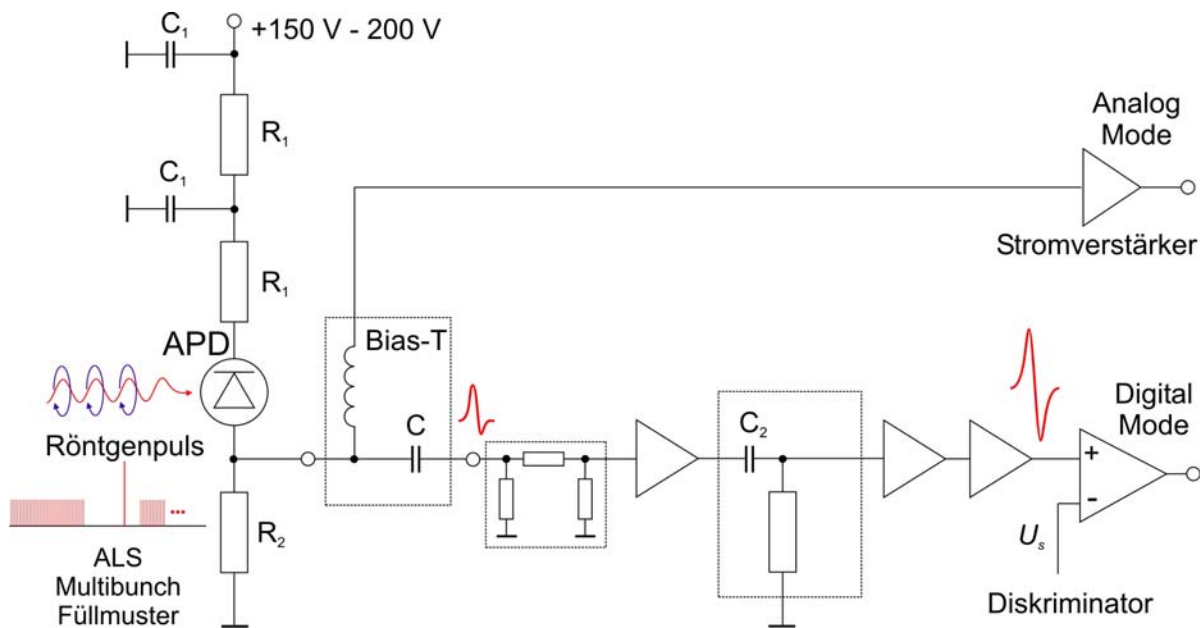


Abbildung 3.13: Das Schaltbild des schnellen APD-Detektors und der dazugehörigen Signalkonditionierungs- und Verstärkungskette. (APD: Hamamatsu S2382 oder Silicon Sensor SS-DSO230, $R_1 = 470 \Omega$, $R_2 = 1 \text{ k}\Omega$, $C_1 = 4,7 \mu\text{F}$, $C_2 = 6,8 \text{ pF}$). Die Diskriminatorschaltung für den Pulszählbetrieb (Digital Mode) und der Stromverstärker für den Pulsakkumulationsbetrieb (Analog Mode) gehören nicht zum eigentlichen APD-Detektor sondern werden von außen angeschlossen. Dieser Detektoraufbau wird derzeit standardmäßig für zeitaufgelöste Messungen an dem STXM der ALS-Strahllinie 11.0.2 eingesetzt.

Ein typisches Problem beim Zählen von unipolaren Pulsen mit hoher und schwankender Wiederholfrequenz in Kombination mit deren Verstärkung ist die Verschiebung der Grundlinie (*baseline shift*). Die Ursache dafür liegt meist in der relativ hohen Eingangskapazität verwendeter Verstärker, welche die untere Grenzfrequenz der gesamten Schaltung bestimmt. Größere Kondensatoren laden sich bei hohen Pulsraten zu langsam um, sodass die Grundlinie entsprechend verschoben wird. Infolge der Schwankungen der Zählrate ändert sich die Sig-

nalamplitude im Verhältnis zur eingestellten Diskriminatorschwelle, was einen negativen Einfluss auf die Digitalisierung der APD-Pulse haben kann. Maximale theoretische Zählrate bei diesem Messaufbau beträgt 500 MHz. Bei den Messungen der Magnetisierungsdynamik am STXM variieren jedoch die Zählraten zwischen 10 und 100 MHz. Die Grundlinie wurde durch den Einsatz eines einfachen Hochpass-Filters in die Verstärkerkette des APD-Signals wiederhergestellt (*baseline restoration*). Das HP-Filter ($R = 50 \Omega$, $C = 6.8 \text{ pF}$) funktioniert im Wesentlichen als ein Differentierglied, welches die unipolaren APD-Pulse in bipolare umwandelt. Die resultierenden bipolaren Spannungspulse verursachen, keine Grundlinienverschiebung.

Die Spannungspulse am Detektorausgang besitzen Anstiegszeiten von 200-400 ps und eine Amplitude von der Größenordnung 100-300 mV. Nach der schnellen Detektion ist ein entsprechend schnelles Auslesen und Verteilen der Detektorpulse erforderlich. Dies ist derzeit hauptsächlich mit der Emitttergekoppelten Logik (ECL) möglich. Zunächst werden die Spannungspulse mit einem D-Flip-Flop diskriminiert und synchron mit der Arbeitsfrequenz des ALS-Beschleunigers digitalisiert. Jedes in der APD absorbierte Photon entspricht danach einem „1“-bit. Diese Bits werden in verschiedene Zähler verteilt, welche letztendlich die im zeitlichen Abstand von 2 ns durch die magnetische Probe transmittierten Photonen zählen. Das Auslesen des APD-Detektors und die Datenerfassung erfolgten wie die Anregung der Proben synchronisiert mit dem Speicherring. Ein Blockschaltbild, welches das Konzept des gesamten elektronischen Aufbaus zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik am STXM im *Multibunch*-Modus der ALS illustriert, ist im Anhang dargestellt (vgl. Abbildung A 5, S. 182). Die Details eines weiteren Systems, das während dieser Arbeit zum Zählen der Detektorpulse verwendet wurde, sind in [177 Acr07] beschrieben.

Neben der Möglichkeit die höhere Strahlintensität der Multibunch-Betriebsart zu nutzen, bietet das auf dem Zählen einzelner transmittierter Photonen basierende Detektionsschema die Vorteile der schnellen digitalen Signalverarbeitung. Insbesondere lassen sich die Zählpulse durch Parallelisierung in viele verschiedene Kanäle verteilen (*routing*) oder bestimmte Zählpulse und Pulsfolgen ausblenden (*gating*). Das führt zur deutlichen Datenreduktion für die nachfolgende Elektronik und erlaubt somit den Einsatz herkömmlicher Computermesskarten. Unerwünschte Teile des Füllmusters des Speicherrings, wie die leeren Buckets und der deutlich intensivere *Camshaft*-Bunch können einfach elektronisch blockiert werden. Damit ist es möglich das Signal-Rausch Verhältnis (SNR) und den dynamischen Bereich der Detektion weiter zu optimieren. Durch das Verteilen der APD-Pulse in mehrere getrennte Zähler (digita-

le Kanäle) lassen sich während eines Messlaufs die Bilder zu mehreren aufeinanderfolgenden Verzögerungszeitschritten $\Delta t = 2$ ns, relativ zum anregenden Magnetfeldpuls (bzw. zu verschiedenen Phasen der kontinuierlicher Anregung) simultan aufnehmen. Dadurch erübrigt sich größtenteils das nachträgliche gegenseitige Ausrichten der einzelnen Bilder einer Messreihe, das wegen der Verschiebung der Probe zwischen verschiedenen Messläufen meist nötig ist. Indem die Zählraten bei positiver und negativer Pulsanregung der magnetischen Probe in zwei verschiedenen Zählerbänken gespeichert werden, können auch bei dieser Messmethode normierte XMCD-Differenzbilder erstellt werden. Durch Differenzbildung zwischen den Bildern mit einem relativen Phasenunterschied von 180° ist ebenfalls die phasensensitive Detektion (*lock-in*) möglich, was zu einer deutlichen Verbesserung des SNR bei stark verrauschten Messsignalen führt. Selbstverständlich sind mit solchem Detektions- und Datenerfassungsverfahren auch Messungen im *2-bunch*-Modus möglich. Insbesondere können die APD-Pulse zu unterschiedlichen Umläufen des Speicherrings mit getrennten Zählern akkumuliert werden, was ebenfalls Vorteile bei der Aufnahme langer Bildsequenzen bringt. Bei passend synchronisierter Anregung können so verschiedene Sätze von Zeitschritten Δt bzw. Phasenschritten $\Delta\varphi$ verschiedenen Ringumläufen zugeordnet werden und simultan während eines Messlaufs aufgenommen werden.

Mit dem APD-Detektor und der dazugehörigen breitbandigen Verstärkerkette konnte ein beeindruckendes Signal-Rausch-Verhältnis von $\sim 10^6$ erzielt werden: bei Zählraten von 100 MHz beträgt die Dunkelzählrate nur 100 Hz. Der vom Hersteller spezifizierte Dunkelstrom der verwendeten APDs liegt im Bereich von 100 pA bis 1 nA. Er setzt sich hauptsächlich aus dem Leckstrom zwischen dem pn-Übergang und der SiO₂-Schicht an der Oberfläche der APD und dem durch thermische Anregung verursachten Strom im Inneren der APD. Die Leckströme werden während des Betriebs der APD nicht multipliziert, weil sie nicht durch das Lawinengebiet fließen. Der interne Dunkelstrom erreicht das Lawinengebiet und wird entsprechend verstärkt und sorgt beim Pulszählbetrieb für den wesentlichen Teil der Dunkelzählrate. Hinzu kommen vor allem APD-Pulse, die vom sichtbaren Streulicht des Laser-Interferometers in der abgedunkelten STXM-Kammer stammen.

Bezüglich statistischen Fluktuationen der APD-Verstärkung besitzen die APDs aus Si generell sehr gute Eigenschaften. Dies liegt daran, dass im Si grundsätzlich die Beweglichkeit und die Multiplikation der Elektronen deutlich höher sind als die der Löcher, und dass diese durch geeignete Dotierung noch weiter gesteigert wurden.

Idealerweise sollte aus Gesichtspunkten sowohl der Effizienz als auch einer möglichst schnellen Impulsantwort, die Röntgenstrahlung in der APD im Bereich der photoaktiven Verarmungszone absorbiert werden. Die verwendeten APDs sind allerdings für sichtbares Licht konzipiert, weswegen ein Teil der energiereichen Photonen im Si außerhalb der Verarmungsschicht sowie in der isolierenden Passivierungsschicht an der APD-Oberfläche gestoppt wird. So entstehen Diffusionsströme, die auf der Zeitskala von μs -ms abklingen. Hinzu kommen noch länger anhaltenden und vergleichsweise hohen Ströme ($\sim 100 \text{ nA}$), die auf elektrostatische Aufladung sowie Entstehung und Aktivierung von lokalen Defekten im Halbleitermaterial hindeuten. Zudem ist nicht auszuschließen, dass ein gewisser Teil der an der OSA und in der Probe generierten Photoelektronen auch die Oberfläche der APD erreicht. Auf eine nennenswerte Strahlenschädigung²³ konnte aufgrund dieser hohen Dunkelströme nicht geschlossen werden, weil sie nach einigen Minuten vollständig abklangen und ein normaler Dunkelstrom gemessen wurde, wenn die APD aus dem Röntgenstrahl entfernt war.

Bei der magnetischen Röntgentransmissionsmikroskopie (MTXM) wurden die Aufnahmen bei bestimmten elementspezifischen Absorptionskanten erstellt. Während dieser Arbeit wurde die Röntgenstrahlung mit den Energien der L_3 -Absorptionskanten von Fe, Co und Ni benutzt. Wegen der energieabhängigen Quanteneffizienz des Si variiert auch die Amplitude des elektrischen Detektorsignals. Hinzu kommt, dass die Synchrotron-Strahllinien ebenfalls einen energieabhängigen Photonenfluss aufweisen und dass die Strahlintensität mit dem mittleren Elektronenstrom im Speicherring zeitlich exponentiell abfällt. Die daraus resultierende zeit- und energieabhängige Intensität einzelner Bildpunkte muss über die Änderung der Messdauer ausgeglichen werden. Die eigentliche Messdauer richtet sich nach dem erforderlichen Signal-Rausch-Verhältnis (SNR). Die Tests der Energieabhängigkeit der Zählrate haben gezeigt, dass der APD-Detektor erst ab $E \approx 500 \text{ eV}$ sinnvoll eingesetzt werden kann. Darunter ist die Absorption der Röntgenstrahlung in der Passivierungsschicht (SiO_2) und einer weiteren Schutzschicht (Kapton) oberhalb der aktiven Fläche zu hoch, sodass nur wenige Photonen die photoaktive Verarmungsschicht der APD erreichen können.

²³ Nach dem Einsatz von einigen Monaten, verschlechtern sich allerdings die Parameter der APD zunehmend. Als wichtigste Ursache für die Degradation wurde seitens der Hersteller das allmähliche Eindringen der Feuchtigkeit in die Passivierungsschicht vermutet.

Zukünftige Weiterentwicklung des APD-Detektors

Um eine noch effizientere Detektion der Röntgenpulse sowie einen stabileren Betrieb bei unterschiedlichen Zählraten zu erreichen, sollten folgende Erweiterungen in die bestehende Detektorschaltung implementiert werden:

- Elektronische Regelung der Vorspannung zur Stabilisierung der APD-Verstärkung bei starken Schwankungen der Zählrate (10-100 MHz):
Bei der Aufnahme einzelner Bilder ist die Zählrate infolge der Transmission der Photonen durch das Si₃N₄-Fenster um ein Vielfaches größer als die Zählrate beim Durchstrahlen der darauf liegenden ferromagnetischen Proben. Infolge solcher großen Änderungen der Zählrate, ändert sich entsprechend auch der mittlere Strom durch die APD. Dies führt zur Schwankung des Spannungsabfalls am Strombegrenzungswiderstand ($\sim 1 \text{ M}\Omega$) der APD-Schaltung und damit zu einer Änderung der effektiv an der APD angelegten Vorspannung. Mit der Änderung der Vorspannung ändert sich auch die Breite der Verarmungszone in der APD und mit ihr auch die Empfindlichkeit und die Effizienz der Detektion.
- Die Kompensation der temperaturabhängigen Variation der APD-Verstärkung:
Die Verstärkung der APD hängt empfindlich von der Temperatur ab. Durch eine Regelschaltung sollte die Vorspannung den Temperaturänderungen angepasst werden.
- Vergrößerung des dynamischen Bereichs durch Abschirmung des sichtbaren Streulichts:
Das Verhältnis der maximalen Photonenzählrate zur Dunkelzählrate kann dadurch vergrößert werden, indem eine für sichtbares Licht undurchlässige, 50-100 nm dicke Al-Folie vor der aktiven Fläche der APD gespannt wird. So kann die APD vom Streulicht des Laser-Interferometers abgeschirmt werden und damit die „Dunkelzählrate“ in den Hz-Bereich reduziert werden. Dadurch kann der dynamische Bereich bis auf $\sim 10^8$ erhöht werden.

Allgemeines zur zeitaufgelösten Aufnahme röntgenmikroskopischer Bilder

Sowohl beim Flächendetektor des XM-1 als auch beim Punktdetektor des STXM sind hochauflösende digitale Bilder des untersuchten Objekts das Endresultat des Detektionsprozesses. Die Einzelbilder bestehen aus den mit 8 bit digitalisierten Graustufen mit insgesamt 256 Grauwerten. Je nach Mikroskop und Strahlungsquelle bzw. Strahllinie (das XM1 befindet

sich an einer Ablenkmagnet-Strahllinie, das STXM ist dagegen auf einer Undulator-Strahllinie installiert), und dem Betriebsmodus des Speicherrings (*2-bunch* oder *Multibunch*) bzw. der Art des eingesetzten Detektors (CCD-Sensor, PMT, APD) variieren die Bildintensität und die erforderliche Messzeit von Fall zu Fall stark. Die geringe Intensität der Röntgenpulse, die meist kleinen Messeffekte in der Probe und die begrenzte Empfindlichkeit des Detektors bedingen, dass die Messsignale der untersuchten Phänomene über einen gewissen Zeitraum (im Mittel $\sim 1-10$ ms pro Bildpunkt) akkumuliert werden müssen. Ein Einzelbild mit dem Gesichtsfelddurchmesser von $10\ \mu\text{m}$ wird am abbildenden Mikroskop XM1 im *2-bunch*-Betriebsmodus innerhalb von 3-5 s aufgenommen. Wenn die Messeffekte äußerst klein sind, müssen mehrere Hundert solcher Einzelaufnahmen aufeinander ausgerichtet, normiert und auf gleiche Bildintensität skaliert sowie schließlich zur resultierenden Momentaufnahme aufsummiert werden. Beim rasterndem Röntgentransmissionsmikroskop STXM dauert die Aufnahme eines $(2 \times 2)\ \mu\text{m}^2$ großen Bildes im Multibunch-Betriebsmodus der ALS i.d.R. etwa 3-5 min. Abhängig von der gewünschten zeitlichen Auflösung (meist $\Delta t = 100$ ps) und der Abklingdauer des Messeffekts bzw. der Relaxationszeit der Probe wurden Bildsequenzen von bis zu 32 Momentaufnahmen zusammengestellt. Bei solch langen Messreihen spielt die zeitliche Stabilität des gesamten Messaufbaus eine kritische Rolle. Das Driften der Probe infolge der Vibrationen und Temperaturschwankungen sowie das periodisch erforderliche nachfüllen des Speicherrings setzen die obere Grenze für die Dauer der Gesamtmessung.

3.4 Erzeugung gepulster und hochfrequenter Magnetfelder

Die magnetischen Momente eines ferromagnetischen Metalls können dem in die Probe eindringendem Magnetfeld relativ gut folgen. Damit tatsächlich magnetodynamischen und keine quasistatischen Vorgänge angeregt werden, muss die Änderungsrate des angelegten Feldes ausreichend groß sein. Das bedeutet, dass zur Anregung der schnellen Präzessionsdynamik der Magnetisierung nur Magnetfeldpulse mit hoher Anstiegszeit bzw. hochfrequente elektromagnetische Wellen in Frage kommen. In dieser Arbeit wurden zur Anregung der Magnetisierungsdynamik in magnetischen Mikrostrukturen kurze sowie schnell ansteigende ($t_a = 100$ ps) und abfallende ($t_f = 150$ ps) elektrische Strompulse und hochfrequente (150 MHz bis 5 GHz) sinusförmige Signale verwendet. Um möglichst intensive breitbandige Magnetfelder in Probennähe zu erzeugen, wurden diese Signale in lithographisch strukturierte Mikropulen oder Streifenleitungen eingepägt. Für die verschiedenen aufgebauten Anregungsarten wurde generell die 50- Ω -Hochfrequenztechnik (Kabel, Dämpfungsglieder etc.) verwendet, die bis zu einer Grenzfrequenz von 18 GHz einsetzbar ist. Zur Kontrolle der Anregungsparameter und der Synchronisation sind breitbandige Abtast- (20 GHz) und Echtzeit-Oszilloskope (2 GHz) benutzt worden.

3.4.1 Pulsgenerator und HF-Signalgenerator

Pulsgenerator

Zur Erzeugung kurzer Magnetfeldpulse wurden Strompulse eines elektronischen Pulsgenerators in mikrostrukturierte Leiter eingepägt. Die Auslenkung der Magnetisierung aus dem Gleichgewichtszustand ist von der Amplitude und insbesondere der Anstiegszeit des Pulses abhängig. Hinzu kommt die Forderung nach ausreichender Pulswiederholfrequenz, die der Zeitstruktur des Synchrotronbeschleunigers angepasst werden kann. Während dieser Arbeit wurden verschiedene Pulsgeneratoren der Fa. Avtech [178] verwendet. Die wichtigsten Spezifikationen dieser Geräte sind in der Tabelle 2 zusammengestellt. Die Generatoren erzeugen Pulse mit negativer Polarität und einem spezifizierten Zeitjitter von ± 15 ps. Sie werden mit einem ECL-Impuls ausgelöst (getriggert), der von der ALS-Timing-Box des Synchrotronbeschleunigers bereitgestellt wird (vgl. Abbildung A 1, S. 177). Über den Monitor-Ausgang kann eine koinzidente und um 20 dB (10 \times) abgeschwächte Kopie des Ausgangspulses abge-

griffen werden. Die Verzögerungszeit vom Auslöseimpuls bis zur Erzeugung des Ausgangspulses (die Totzeit) ist beim jeweiligen Gerät abhängig von der Wiederholfrequenz.

Tabelle 2: Die Parameter der verwendeten Pulsgeneratoren

Modell	AVM-2	AVM-3	AVMR-2	AVN-4
Amplitude @ 50 Ω	0 - 15 V	0 - 15 V	0 - 20 V	0 - 5 V @ 250 MHz
Pulsbreite	0,2 - 2 ns	0,2 - 2 ns	20 - 300 ns	0,2 - 1 ns
Wiederholfrequenz	3 kHz - 25 MHz	3 kHz - 25 MHz	0 - 10 MHz	50 - 250 MHz
Anstiegszeit	≤ 100 ps	≤ 150 ps	300 ps	150 ps
Abfallzeit	≤ 135 ps (typ. 100 ps)	≤ 600 ps	300 ps	150 ps

HF-Signalgenerator

Bei ersten Experimenten mit Anregung der ferromagnetischen Mikrostrukturen durch kontinuierliche, hochfrequente Magnetfelder wurde die Anregungsschwingung zunächst vom Referenzsignal des Speicherrings ($f = 499,65$ MHz) abgeleitet. Durch Division dieser Frequenz und eine anschließende ganzzahlige Frequenzmultiplikation wurde die erforderliche Anregung mit der Frequenz nahe der Resonanz bestimmter Eigenmoden der ferromagnetischen Probe erzeugt. Obwohl sich diese Vorgehensweise prinzipiell immer für eine stroboskopische Messung am Synchrotronspeicherring eignet, erlaubt sie bei angemessenem Aufwand nur eine grobe Frequenzauflösung ($\Delta f \sim 100$ MHz) für die Untersuchung der charakteristischen Eigenschwingungen. Deswegen wurde eine robuste und flexible Lösung angestrebt, die auf der Nutzung kommerzieller Signalgeneratoren basiert und somit eine feinere Frequenzauflösung und eine genauere Kontrolle des Anregungspegels erlaubt. Insbesondere, hat sich die Amplitude des hochfrequenten Anregungsfeldes als ein Schlüsselparameter bei meisten der durchgeführten Experimente erwiesen.

Die Synchronisation eines Signalgenerators mit dem Elektronenspeicherring ist problematisch, weil die kommerziell erhältlichen Geräte standardmäßig mit einem 10-MHz-Referenzsignal synchronisiert werden. Diese Frequenz ist jedoch keine Subharmonische der Arbeitsfrequenz des ALS-Beschleunigers von $f = 499,65$ MHz, so dass die Synchronisation fehlschlägt, wenn die elektronischen Schaltkreise des Generators zur Aufbereitung des Ausgangssignals auf der Grundlage des Referenzsignals, eine zu enge Frequenztoleranz besitzen. Dieser Toleranzwert wird bei den meisten Geräten zwischen $\pm 1-10$ ppm spezifiziert. Im vorliegenden Fall ergeben sich die in Frage kommenden Frequenzen nahe 10 MHz aus der

Bunchstruktur des ALS-Speicherrings mit insgesamt $2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 41 = 328$ Bunches²⁴ und seiner Arbeitsfrequenz $f = 499,65$ MHz. Durch geeignet gewählte Divisions- und Multiplikationsfaktoren erzeugte Synchronisationsfrequenzen lauten für 2-bunch Betriebsmodus $f_{2\text{bunch}_1} = [(499,65/246) \cdot 5]$ MHz = 10,155 MHz oder $f_{2\text{bunch}_2} = \{[(499,65/61) \cdot 50]\}/41$ MHz = 9,989 MHz und für Multibunch $f_{\text{multibunch}} = (499,65/50)$ MHz = 9,993 MHz.

Da eine erfolgreiche Synchronisation bei so stark abweichenden Referenzfrequenzen wesentlich vom jeweiligen Synchronisationsschaltkreis des Generators abhängig ist, wurden mehrere Geräte verschiedener Hersteller getestet und ein geeignetes Exemplar wurde ausgewählt [179 Aer]. Die Details der entworfenen Schaltung zur Erzeugung der Referenzfrequenzen für 2-bunch- und Multibunch-Betriebsmodus sind im Anhang dargestellt (Abbildung A 2, S. 178).

3.4.2 Mikropule und Mikrostreifenleitung

Zur Untersuchung der Magnetisierungsdynamik in dünnen ferromagnetischen Mikrostrukturen wurden zwei Anregungsgeometrien verwendet. Für die Auslenkung der Magnetisierung aus der Probenebene heraus (*out-of-plane*) wurden senkrechte Magnetfelder verwendet, die durch mikrostrukturierte Spulen induziert wurden. Anregung in der Ebene (*in plane*) der dünnen Strukturen erfolgte mit einer Mikrostreifenleitung (vgl. Abbildung 3.14). Zur Herstellung der Leiterbahnen benutzen Prozesse und die Details zu den verwendeten Leiterbahnmaterialien sind im Abschnitt 3.6 beschrieben.

Mikropule

Da die Induktivität einer Spule die Anstiegszeit mit der die Magnetfelder eingeschaltet werden können wesentlich begrenzt und weil zum Erreichen hoher Anregungsamplituden die Spule möglichst nah an der Probe positioniert sein sollte, wurden für senkrechte Anregung ferromagnetischer Plättchen einzelne mikrostrukturierte Spulenwindungen benutzt. Je nach Probengröße wurden bei der Probenherstellung Mikrospulen mit unterschiedlichen Innen- und Außendurchmessern konzipiert. Die erreichbare magnetische Induktion dieser Spulen kann mit folgender Beziehung für die Feldstärke eines kreisförmigen Stromes vergleichsweise genau abgeschätzt werden [180 Leh92]:

²⁴ Die große Primzahl „41“ in der Bunchstruktur des ALS-Speicherrings schränkt stark die Anzahl der in Frage kommenden Anregungsfrequenzen ein.

3.4 Erzeugung gepulster und hochfrequenter Magnetfelder

$$B = \mu_0 H = \mu_0 \frac{I}{2r} = \mu_0 \frac{I}{D}, \quad (3.4)$$

wobei r der mittlere Radius bzw. D der mittlere Durchmesser der Spule ist. Die Genauigkeit dieser Formel ist für die in dieser Arbeit dargestellten Experimente ausreichend. Für eine genauere Bestimmung der Feldamplitude und des Feldprofils ist die exakte Kenntnis der tatsächlichen Spulengeometrie sowie der elektrischen Eigenschaften des Leiterbahnmaterials und des Substrats erforderlich. Die Details zur Dimensionierung und Herstellung von Spulen zur Erzeugung von sehr hohen magnetischen Feldern können den Referenzen [181 Bon00, 182 Mon63] entnommen werden.

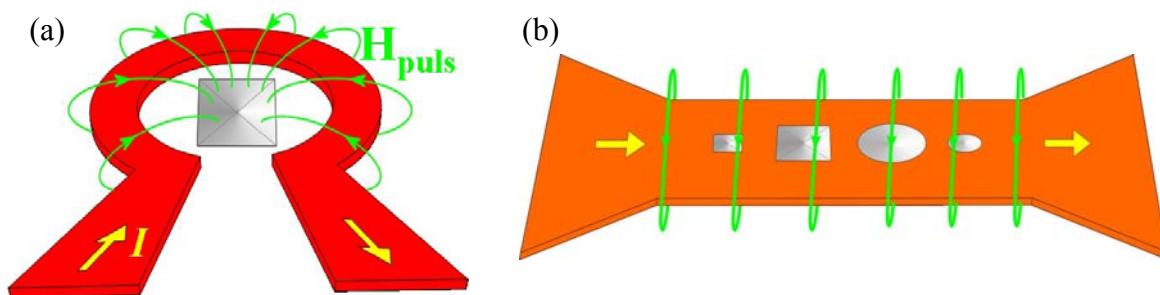


Abbildung 3.14: (a) Mittels einer Mikrospule werden breitbandige Pulsfelder zur Anregung der Magnetisierung eines dünnen Plättchens senkrecht zur Probenebene erzeugt. Durch den Spalt (Öffnung) an den Anschlussstellen der Spule entsteht ein inhomogenes Magnetfeld im Spuleninneren. Die Feldamplitude entlang der Probenoberfläche kann bis zu 30 % variieren [205 Bue04]. (b) Skizze der Erzeugung von weitgehend räumlich homogenen, gepulsten oder oszillierenden Magnetfeldern mittels einer Mikrostreifenleitung zur Anregung der Magnetisierung parallel zur Probenoberfläche.

Um möglichst hohe Auslenkungen der Magnetisierung aus der Probenebene zu erreichen, wurden maximal erreichbare Pulsamplituden verwendet. Bei einem Pulsstrom vom $I_P \approx 200$ mA erzeugt die Mikrospule mit dem mittleren Durchmesser $D \approx 7 \mu\text{m}$ (mit dem Innendurchmesser $D_i \approx 6 \mu\text{m}$ und dem Außendurchmesser $D_a \approx 8 \mu\text{m}$) ein Magnetfeld von $\mu_0 H_P \approx 36$ mT. Dabei wird angenommen, dass die Widerstandsanpassung ideal ist und somit keine Reflexionen der Strompulse auftreten.

Die begrenzte Widerstandsfähigkeit von Cu gegenüber Elektrotransport limitiert die maximal erlaubte Stromdichte. Als Richtwert für die oberste Grenze der verwendeten Ströme wurde eine kurzzeitige Stromdichte von $j \approx 10^{10}$ A/m² angesetzt, wobei so hohe Stromdichten einige Spulenwindungen nach einer gewissen Zeit zerstört haben.

3.4 Erzeugung gepulster und hochfrequenter Magnetfelder

Die Randbedingungen für die Stetigkeit der Normalkomponente der magnetischen Induktion \mathbf{B} und die Tangentialkomponente der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} an den Probenoberflächen bestimmen die Richtung mit der das äußere Feld in die hochpermeable weichmagnetische Probe eindringt [183 Jac82]. Obwohl das Magnetfeld der Mikrospule weitgehend senkrecht zur Probenoberfläche gerichtet ist, dringt es hauptsächlich seitlich ein, da diese parallel zur Probenoberfläche magnetisiert ist.

Wenn die verwendeten Magnetfelder sehr hohe Frequenzen aufweisen, muss in den metallischen Proben auch der Skineffekt berücksichtigt werden. In dieser Arbeit wurden maximale Pulsanstiegszeiten von $t_a = 100$ ps ($f \approx 1/(3t_a) = 3,3$ GHz) bzw. Frequenzen der sinusförmigen Magnetfelder von 5 GHz verwendet. Bei Eindringzeiten dieser Größenordnung beträgt die Skintiefe bei den untersuchten Proben $\delta \approx 1$ μm [184 LL85]. Da die Dicke der magnetischen Strukturen stets ≤ 50 nm war, können der Skineffekt und die mit ihm verbundenen Wirbelströme bei allen Messungen dieser Arbeit vernachlässigt werden.

Mikrostreifenleitung

Parallel zur Schichtebene wirkende Magnetfelder lassen sich am einfachsten und effektivsten mittels dünner Mikrostreifenleitungen erzeugen. Die magnetischen Mikrostrukturen liegen, isoliert durch eine sehr dünne ($\sim 1\text{-}3$ nm) Zwischenschicht aus Al_2O_3 , auf dieser Streifenleitung. Durch diese Anordnung können mit vergleichsweise geringen Feldstärken große dynamische Auslenkungen der Magnetisierung erreicht werden. Wegen der guten Leitfähigkeit und einer moderaten Absorption der Röntgenstrahlung, wurden für die Herstellung der Leiterbahnen Cu und Al verwendet. Die Breite aller eingesetzten Streifenleitungen war einheitlich 10 μm . Da die lateralen Abmessungen der untersuchten magnetischen Strukturen im Bereich von 1 μm waren und sich die Proben sehr nahe an der Oberfläche des Streifenleiters befanden, war das erzeugte Magnetfeld am Ort der Proben räumlich sehr homogen.

Die magnetische Induktion einer dünnen Streifenleitung lässt sich in guter Näherung (3-10 %) Abschätzen durch [180 Leh92]:

$$B = \mu_0 H = \mu_0 \frac{I}{2w}, \quad (3.5)$$

wobei I die Stromstärke und w die Breite der Mikrostreifenleitung ist. Genauere Berechnungen des Feldprofils dünner Streifenleitung sind in [185 Sil99, 105 Chu05] beschrieben.

3.4 Erzeugung gepulster und hochfrequenter Magnetfelder

Durch Einprägen kurzer Strompulse mit der Amplitude $I_P = 210$ mA in die $10\ \mu\text{m}$ breite Streifenleitung werden in ihrer unmittelbaren Umgebung Magnetfeldpulse mit der Amplitude $\mu_0 H_P \approx 13,2$ mT generiert.

Sowohl im Falle der Mikropule als auch bei der Mikrostreifenleitung sind die tatsächlichen elektrischen Eigenschaften des Leitermaterials und des Dielektrikums entscheidend. Zur genaueren Dimensionierung der Leiterbahn und Berechnung der Feldamplitude und des Feldverlaufs werden umfangreiche kommerzielle Softwarepakete benutzt [186 ADS, 187 Son].

3.4.3 Wellenwiderstandsangepasster Probenhalter

Für einen weitgehend stoßstellenfreien Übergang der Strompulse zwischen dem Ausgang des Pulsgenerators und der Mikropule oder Mikrostreifenleitung bzw. um eine verlustarme Übertragung der Mikrowellenanregung des HF-Signalgenerators zu erreichen, wurden breitbandige Probenhalter angefertigt.

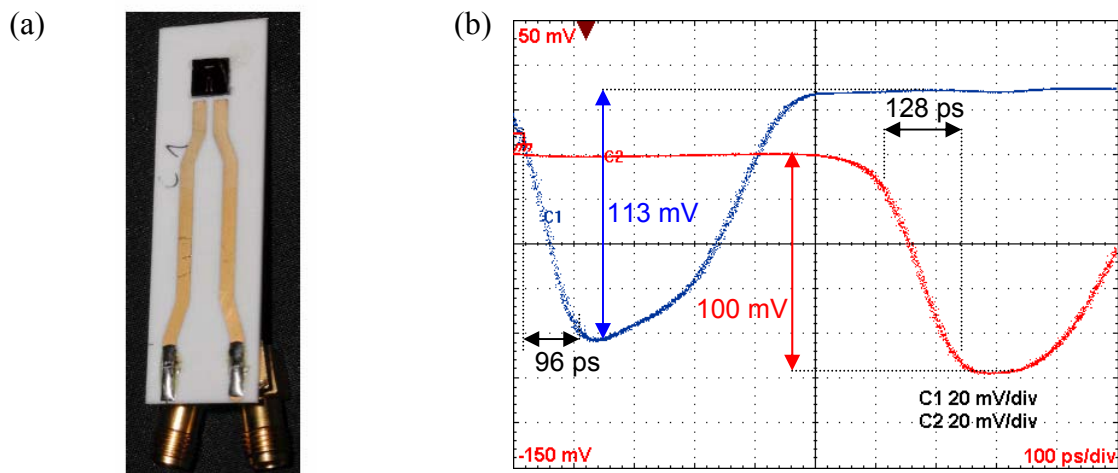


Abbildung 3.15: (a) Das Bild des $50\text{-}\Omega$ -Probenhalters mit Abmessungen $(B \times H \times D) = (15 \times 50 \times 0,81)\text{mm}^3$. An vergoldete Leiterbahnen ($50\ \mu\text{m}$ dick und $1,9\ \text{mm}$ breit) sind zwei SMA-Winkelstecker angelötet. In der $(5,2 \times 5,2)\ \text{mm}^2$ große Aussparung im oberen Teil des Probenhalters befinden sich ferromagnetische Proben auf der Membran aus Si_3N_4 . Die Leiterbahnen des Probenhalters werden mit Leiterbahnen der Mikropule oder Mikrostreifenleitung durch Al-Draht gebondet. (b) Die Impulsantwort des $50\text{-}\Omega$ -Probenhalters und einer Mikropule (rote Kurve) auf den Puls mit (10% - 90%)-Anstiegszeit $t_a \approx 100$ ps (blaue Kurve). Die Messung wurde mit einem Abtast-Oszilloskop durchgeführt (Tektronics CSA8000 & Tastkopf 80E04, Bandbreite 20 GHz).

3.4 Erzeugung gepulster und hochfrequenter Magnetfelder

Wegen der knappen Raumverhältnisse an den Probenhaltern der Röntgenmikroskope sind Übertragungsleitungen in Mikrostrip-Technik benutzt worden. Die Layouts mit symmetrischer Leiterbahnführung wurden für eine 50- Ω -Wellenwiderstandsanpassung dimensioniert [188 Poz98]. Als Material für die Herstellung der Probenhalter dienten 0,81 mm dicke Substrate aus einer Mischung von Polymerharz, Glasgewebe und Keramikpulver ($\epsilon_r = 3,38$ [189 RO4]). Die Probenhalter erlauben einen sicheren Transport der Proben und sind an beiden Röntgenmikroskopen auch in der um 30° relativ zum Probenverstelltisch geneigten Stellung einsetzbar. In der Abbildung 3.15 (a) ist die meistbenutzte Version des HF-Probenhaltes zu sehen.

Der Pulsgenerator bzw. der HF-Signalgenerator wurden über breitbandige HF-Koaxialkabel an die Probenhalter angeschlossen. Die Signalreflexionen, die hauptsächlich an den Bondstellen entstehen und zur Pulsverformung bzw. zur Zerstörung der Leiterbahn durch stehende Wellen führen können, wurden zum größten Teil durch breitbandige 3-dB-Dämpfungsglieder abgefangen.

3.5 Zeitaufgelöste magnetische Röntgenmikroskopie (TR-MTXM)

Die Röntgentransmissionsmikroskopie (TXM), in Kombination mit dem XMCD (magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie MTXM), wurde bereits für hochauflösende statische Abbildung magnetischer Domänen erfolgreich genutzt [190 Fis01, 191 Fis01, 192 Eim01, 193 War98]. Diese wegbereitenden Arbeiten haben gezeigt, dass sich die MTXM als eine sehr empfindliche, elementspezifische und quantitative Methode für die Untersuchung magnetischer Mikro- und Nanostrukturen eignet.

Zeit- und orts aufgelöste Messungen der Magnetisierungsdynamik waren bis vor kurzem fast ausschließlich die Domäne der magnetooptischen Mikroskopieverfahren [194 Fre94, 195 Acr00, 196 Fre01]. Durch den Einsatz von leistungsfähigen, ultraschnellen Festkörperlasern erreichen diese Methoden eine Zeitauflösung im ps-Zeitbereich und darunter. Die Wellenlänge des verwendeten sichtbaren Lichts, erlaubt jedoch nur eine moderate räumliche Auflösung (300-500 nm). Mit der Errichtung von Elektronen-Speicherringen der 3. Generation, die intensive Röntgenstrahlung exakt einstellbarer Energie mit definierten Polarisations-eigenschaften sowie einer gepulsten Zeitstruktur bereitstellen, rücken vermehrt auf dem XMCD-Effekt basierende mikroskopische Verfahren auf dieses Feld [197 Fis06]. Parallel zur Entwicklung der zeitaufgelösten magnetischen Photoemissions-Elektronenmikroskopie (TR-XPEEM (198 Ku04, 199 Vog04, 52 Cho04, 104 Schn04, 136 Raa05)) wurde im Rahmen dieser Arbeit die Zeitauflösung in die MTXM implementiert, indem die gepulste und periodische Zeitstruktur des ALS-Speicherrings [139 ALS] für die stroboskopische Abbildung der Magnetisierungsdynamik verwendet wurde. Erste erfolgreiche zeitaufgelöste Messungen konnten bereits im Jahr 2003 berichtet werden [200 Fis03]. Im weiteren Verlauf wurde die Messmethode systematisch weiterentwickelt [201 Sto04, 202 Puz05] Im Folgendem wird die prinzipielle Realisierung der verwendeten Anregungs- und Abbildungsverfahren vorgestellt.

Die kleinen magnetodynamischen Effekte und die begrenzte Strahlintensität erlauben keine Abbildung in Form einer einzelnen Aufnahme (*Single-Shot-Experiment*). Die schnellen magnetodynamischen Prozesse stellen zudem sehr hohe Anforderungen an die Detektions- und Auslesegeschwindigkeit der verwendeten Detektoren. Deswegen wurden geeignete Anregungsverfahren konzipiert, bei denen die zeitabhängigen Magnetfelder synchronisiert mit der Ankunft der zirkular polarisierten Röntgenblitze die Probe erreichen und somit eine strobo-

skopische Messung möglich wird. Im Verlauf dieser Arbeit wurden insgesamt drei synchronisierte Anregungsformen entworfen und realisiert: gepulste Anregung für das Pump-Probe-Verfahren, synchrone sinusförmige Anregung für die Methode der orts aufgelösten Ferromagnetischen Resonanz (SR-FMR) und die Anregung mit kurzen Schwingungszügen eines oszillierenden Magnetfeldes (*Burst*-Anregung). Alle drei Verfahren wurden sowohl am abbildenden Mikroskop XM-1 als auch am rasternden Mikroskop STXM implementiert. Bei den drei Messmethoden ist die Anregung stets mit einer Genauigkeit von < 50 ps mit der Ankunft der abtastenden Röntgenpulse synchronisiert. Die erreichte zeitliche Auflösung war bei allen Experimenten ≤ 100 ps. An den Röntgentransmissionsmikroskopen wurden hochauflösende Zonenplättchen verwendet, die eine laterale Auflösung von $\Delta x = 20\text{-}40$ nm ermöglicht haben.

3.5.1 Anrege-Abtast-Messverfahren (Pump-Probe)

Für die Untersuchungen der Magnetisierungsdynamik in der *Zeitdomäne* wurde das herkömmliche Anrege-Abtast-Messverfahren (*pump-probe*) verwendet (vgl. Abbildung 3.16). Dabei wird die magnetische Probe durch kurze Magnetfeldpulse angeregt und der Verlauf der Magnetisierungsdynamik zu genau definierten Verzögerungszeiten, relativ zum Anregungspuls, stroboskopisch mit kurzen Röntgenblitzen abgebildet. Die gepulsten Magnetfelder sind durch einprägen kurzer Strompulse in eine Mikrospule oder eine Streifenleitung generiert worden. Für die schnelle Auslenkung der Magnetisierung und das Auslösen der Präzessionsdynamik wurden Pulsanstiegszeiten von 100-150 ps und Pulsdauern von 400-500 ps verwendet. Die Momentaufnahmen der Magnetisierungsdynamik wurden orts aufgelöst in Zeitschritten von $\Delta t = 100$ ps erstellt. Die Messungen am abbildenden Röntgenmikroskop XM-1 wurden, bedingt durch den langsamen zweidimensionalen CCD-Detektor, ausschließlich im *2-bunch*-Betriebsmodus der ALS durchgeführt. Der Zeitnullpunkt ($\Delta t = 0$) wurde mit einem schnellen Photodetektor eingestellt (vgl. Abbildung A 3, S. 180). Der synchrone Anregungsvorgang verläuft wie folgt: Ein Pulsgenerator, der von dem halben Orbit-Takt ($f_{2bunch} = 1/328$ ns $\approx 3,05$ MHz) des Speicherrings ausgelöst wird, erzeugt Spannungspulse ($t_a = 100\text{-}150$ ps, $T = 400\text{-}500$ ps, $t_a = 150$ ps) mit der Amplitude von $U = 15$ V, die in eine Übertragungsleitung ($Z = 50$ Ω) eingepreßt werden und dort elektrische Strompulse mit einer maximalen Amplitude von $I_{max} = 300$ mA zur Folge haben. Die kurzen Strompulse induzieren magnetische Feldpulse in einer um die Probe herum strukturierten Mikrospule oder einer unter der Probe liegenden Streifenleitung. Die maximale Amplitude des Magnetfeldes hängt wesentlich von den Abmessungen der Spule bzw. Breite der Streifenleitung ab (vgl. Abschnitt

3.5 Zeitaufgelöste magnetische Röntgenmikroskopie (TR-MTXM)

3.4.2). Die Magnetfeldpulse lenken die Magnetisierung der dünnen Struktur aus. Zwischen zwei Pulsen relaxiert die Probe wieder in einen definierten Ausgangszustand, was eine zwingende Voraussetzung für stroboskopische Messungen mit dem langsam auslesbaren CCD-Detektor ist.

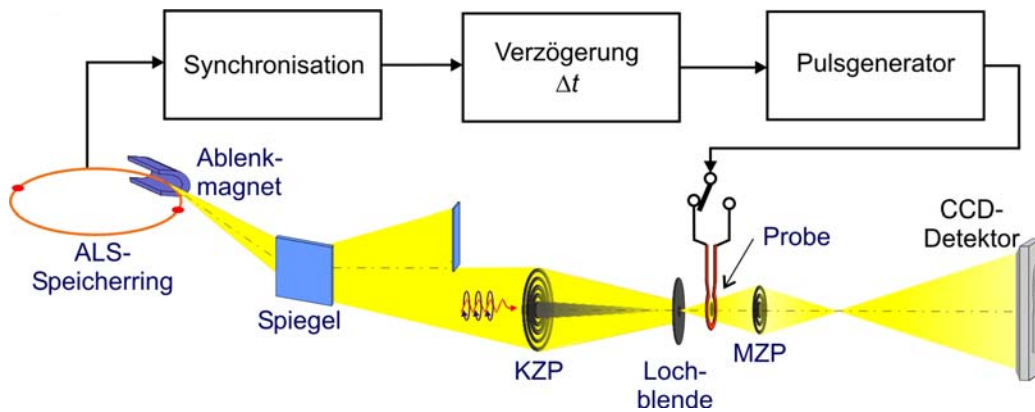


Abbildung 3.16: Der Messaufbau zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik in der Zeitdomäne (Pump-Probe-Verfahren) am abbildenden Röntgentransmissionsmikroskop XM-1. Ein kurzer und mit dem ALS-Speicherring synchronisierter Magnetfeldpuls regt die Magnetisierung der Probe an; die zeitliche Änderung der Magnetisierung wurde mit gepulster zirkular polarisierter Röntgenstrahlung aufgenommen, indem die Anregung in festen Zeitschritten Δt relativ zur Abbildung verzögert wurde.

Die 70 ps breiten, fokussierten Röntgenpulse, die im zeitlichen Abstand von 328 ns die Probe treffen, tasten die dynamischen Magnetisierungsänderungen in der Probe ab. Die erreichbare zeitliche Auflösung im 2-bunch-Modus liegt bei 70-100 ps. Die Bilder bei jeweiligem Zeitverzögerungsschritt wurden, je nach der exponentiell mit der Zeit abfallenden Intensität der Röntgenstrahlung mit der typischen Belichtungszeit von 3-5 s pro Bild aufgenommen ($\sim 10^7$ Pump-Probe-Vorgänge pro Bildpunkt). Bei jedem Zeitverzögerungsschritt Δt der Messung wurde der normierte Kontrast von 500 Bildern aufsummiert. Mit einem Transfer-Relais wurden nach jedem aufgenommenen Bild die Strom- und damit auch die Feldrichtung gedreht. Das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) wurde erhöht, indem das Verhältnis zwischen der Bildintensitäten bei einem Magnetfeldpuls nach oben (I^+) und einem Magnetfeldpuls nach unten (I^-) in der normierten Form $c_{XMCD} = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ gebildet wurde. Die resultierende Bildintensität des normierten Differenzbildes entspricht somit dem normierten differentiellen XMCD-Kontrast (vgl. Abschnitt 3.2.4). Dieses Messverfahren ist eine abgewandelte Form der Lock-in-Technik, die allgemein zur Messung schwacher und stark verrauschter Signale verwendet wird. Die unkorrelierten Fluktuationen werden während einer solchen Messung effek-

tiv ausgemittelt. Normierte Differenzbilder haben den entscheidenden Vorteil, dass alle Beiträge der statischen Magnetisierung sowie alle nichtmagnetischen Kontrastanteile wie z.B. durch die Topographie der Probe, im Differenzbild eliminiert werden.

3.5.2 Ortsaufgelöste Ferromagnetische Resonanz (SR-FMR)

Im Vergleich zu dem an Synchrotron-Quellen bereits etablierten Pump-Probe-Verfahren, ist die ortsaufgelöste FMR eine relativ neuartige Methode zur ortsaufgelösten Charakterisierung der Magnetisierungsdynamik in der Frequenzdomäne. Konventionelle Methode zur Untersuchungen der Spindynamik in der Frequenzdomäne – die Ferromagnetische Resonanz (FMR, [203 Pat84]) – liefert keine Informationen über die mikroskopischen Details. Die SR-FMR dagegen eignet sich in besonderer Weise zur Abbildung quantisierter magnetostatischer Moden in dünnen mikrostrukturierten Proben und wurde bislang dafür hauptsächlich in der magnetooptischen Mikroskopie benutzt [204 Tam02]. Die magnetischen Mikrostrukturen werden hierbei selektiv durch ein Wechselfeld genau definierter Frequenz (≤ 5 GHz) angeregt. Die Grundidee für die Realisierung der SR-FMR am rasternden Mikroskop STXM ist in der Abbildung 3.17 dargestellt.

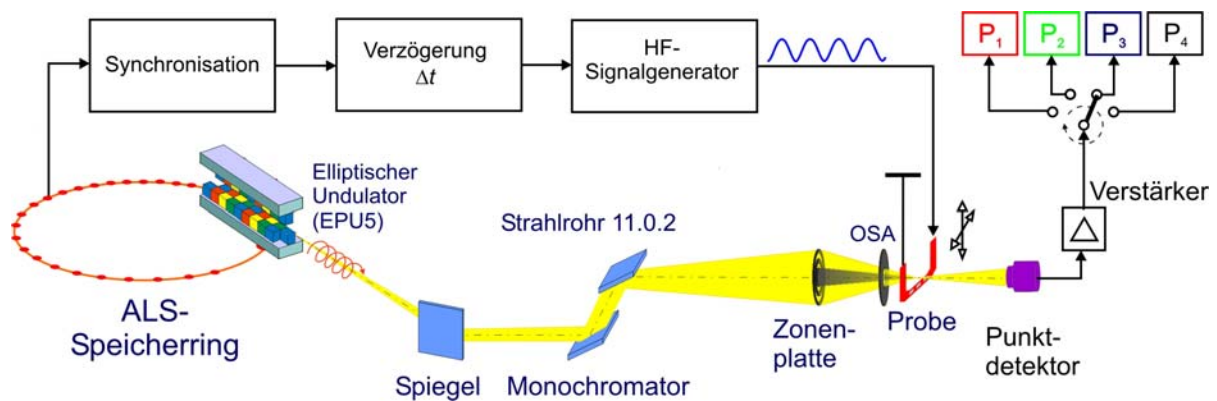


Abbildung 3.17: Messaufbau zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik in der Frequenzdomäne (ortsaufgelöste Ferromagnetische Resonanz) am rasternden Röntgentransmissionsmikroskop STXM.

Der Hauptunterschied zu dem Pump-Probe-Aufbau besteht darin, dass die ferromagnetische Probe nicht mit einem breitbandigen Magnetfeldpuls angeregt wird, sondern mit einem hochfrequenten sinusförmigen Magnetfeld genau definierter Frequenz. Die hochfrequente Anregung erfolgt entweder senkrecht zur Ausdehnung der dünnen Struktur (*out-of-plane*) mittels einer Mikrospeule oder parallel zur Probenebene indem die ferromagnetische Struktur

3.5 Zeitaufgelöste magnetische Röntgenmikroskopie (TR-MTXM)

auf einer Streifenleitung positioniert wird. Dynamische Magnetisierungsverteilung wird stroboskopisch mit fokussierten monochromatischen Röntgenpulsen abgebildet.

Für die stroboskopische Messung ist stets erforderlich, dass die Anregung synchron zur Detektion der Magnetisierungsrichtung mit den kurzen Röntgenpulsen erfolgt. Dazu muss gewährleistet sein, dass der die Anregungsschwingung generierende HF-Signalgenerator phasenstarr an das Synchronisationssignal des Speicherrings angekoppelt ist. Aufgrund von Synchronisationsschwierigkeiten bei einigen kommerziellen Signalgeneratoren wurde abweichend von dem Messaufbau in der Abbildung 3.17 zunächst ein etwas anderes Konzept zur Frequenzaufbereitung realisiert. Dabei ist das Anregungssignal direkt von der 500-MHz-Referenzschwingung des Speicherrings abgeleitet worden. Dieses Signal wird dann verstärkt und seine Frequenz mit einem ganzzahligen Faktor n geteilt, um eine feinere Frequenzauflösung zu erzielen. Bei einer Teilung z.B. durch $n = 4$ ergibt sich ein Frequenzraster von 125 MHz. Da die Resonanzen der meisten magnetostatischen Anregungsmoden vergleichsweise breit sind, ist diese Frequenzauflösung ausreichend. Für die Anregung einer bestimmten Eigenmode wurde diese Grundfrequenz entsprechend vervielfacht (Multiplikationsfaktor m) und danach Verstärkt. Mit der Frequenz $m \cdot 125$ MHz wurde schließlich die magnetische Struktur angeregt. Weitere Einzelheiten zu diesem Messaufbau sind im Blockschaltbild im Anhang zu sehen (vgl. Abbildung A 4, S. 181).

Durch die breitbandige Pulsanregung werden gleichzeitig viele Eigenmoden erzeugt, die erst im nachhinein mittels orts aufgelöster Fourier-Analyse der Impulsantwort und Filterung in der Frequenzdomäne voneinander getrennt und durch Rücktransformation in die Zeitdomäne wieder rekonstruiert werden können [114 Par03, 205 Bue04, 136 Raa05, 137 Per05]. Hinzu kommt, dass die gleichzeitig angeregten Eigenschwingungen miteinander wechselwirken und aneinander koppeln können, wodurch die „reinen“ Moden nur schwer zugänglich sind. Eine solche Kopplung der Moden ist mit zusätzlichen Dissipations- und Dispersionsvorgängen sowie der Modenumwandlung (*mode conversion*) verknüpft [206 Bue05, 207 Iva05, 118 Par05]. Die orts aufgelöste FMR bietet die Möglichkeit einer selektiven Anregung einzelner Eigenschwingungen und vermeidet somit weitgehend die Kopplung verschiedener Spinwellenanregungen untereinander, welche für das meist komplizierte Bild der Spindynamik in mikromagnetischen Dünnschichtstrukturen verantwortlich ist. Die SR-FMR schafft somit die Voraussetzungen für eine detaillierte Untersuchung des Verhaltens einzelner magnetostatischer Eigenmoden in Abhängigkeit von Frequenz, Phase und Amplitude der Anregungs-

schwingung. Sie gestattet zudem, mehr Mikrowellenleistung in einzelne Moden einzukoppeln, wodurch der Zugang zu nichtlinearen magnetodynamischen Vorgängen eröffnet wird.

3.5.3 Anregung mit kurzen Schwingungszügen (Burst-Anregung)

Diese Anregungsart stellt im Wesentlichen die Kombination der vorigen zwei Verfahren dar. Zunächst wurde die Methode zur Verringerung der Wärmebelastung in dünnen Mikrospulen bei hohen Anregungsleistungen verwendet. Beispielsweise gewährleistet die Anregung mit den 60 ns dauernden Schwingungsbursts bei Messungen im *2-bunch*-Betriebsmodus des ALS-Speicherring, dass sich die ferromagnetische Probe während der mikroskopischen Abbildung in einem definierten eingeschwungenen Zustand befindet, wobei zugleich die mittlere Erwärmung der Spule um den Faktor ≈ 5 verringert wird (*duty cycle* $\sim 60\text{ns}/328\text{ns}$). Die Untersuchungen zum Umschalten der Polarisation des magnetischen Wirbelkerns haben zudem später offenbart, dass sich die Magnetisierung im Wirbelkern durch nur 4 ns dauernde Schwingungszüge umklappen lässt. In der Abbildung 3.18 wird die prinzipielle Implementierung dieser Verfahren illustriert. Der tatsächliche Messaufbau weicht bei den Experimenten im Detail etwas ab. Auf diese Modifikationen, wird bei der Darstellung der Messergebnisse (Kapitel 4) hingewiesen.

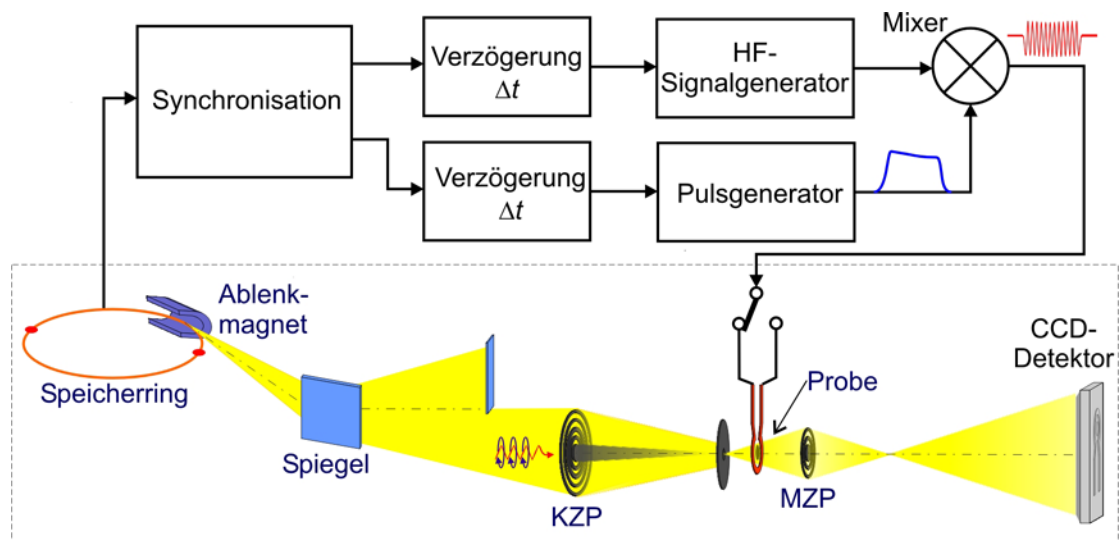


Abbildung 3.18: Grundsätzlicher Messaufbau zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik während der Anregung mit kurzen Schwingungszügen (Bursts) am Mikroskop XM-1.

3.6 Auswahl ferromagnetischer Proben

Ferromagnetischen Proben wurden nach zwei wesentlichen Gesichtspunkten ausgesucht: Zum einen war ihre grundsätzliche Eignung für dynamische Untersuchungen mittels TR-MTXM an einem Synchrotron-Speicherring sowie für erste Tests der neu aufgebauten Messverfahren das entscheidende Kriterium. Zum anderen wurden ferromagnetische Systeme ausgesucht, die derzeit wissenschaftlich bzw. technologisch relevant sind.

Große dichroische Effekte treten an den $L_{2,3}$ -Kanten in Fe, Co und Ni auf. Daher wurden für die Probenherstellung zunächst diese, auch technologisch sehr wichtigen, $3d$ -Elemente gewählt. Strukturierte dünne Schichten aus diesen Materialien und ihren Legierungen finden seit Jahrzehnten vielfältig Einsatz in technischen Anwendungen, wie den Schreib- und Leseköpfen magnetischer Speichermedien, den Sensoren auf der Basis der Magnetowiderstandseffekte, in den MRAMs, als Dünnschicht-Induktivitäten usw. [35 HS98]. Die L -Absorptionskanten von Fe, Co und Ni liegen im Energiebereich unter 1 keV [150 Henke], was die Wahl der Probendicke, und der Dicke der eventuell darunter liegenden elektrischen Leiterbahnen und des verwendeten Substrats bedingt. Da das Interesse derzeit auf sehr dünne Schichten (~ 10 nm und darunter) gerichtet ist, besteht für die Probendicke keine wesentliche Einschränkung. Um ausreichende Messintensitäten dichroischer Signale zu gewährleisten, wurden für die Dicken ferromagnetischer Mikrostrukturen Werte zwischen 10 und 50 nm gewählt. Die Magnetisierung dieser Mikromagnete wurde durch gepulste oder hochfrequente Magnetfelder angeregt. Dazu wurden mikrostrukturierte Spulen und dünne Streifenleitungen verwendet, die im Abschnitt 3.4 bereits unter den elektrotechnischen Gesichtspunkten betrachtet wurden. Um hohe Anregungsamplituden zu erreichen werden die Mikrospulen sehr nah um die Proben strukturiert und die Streifenleitungen befinden sich unmittelbar unter der Probe. Insbesondere muss im Falle der Mikrostreifenleitung eine ausreichende Durchstrahlung gewährleistet sein. Wegen ihrer geringeren Absorption wurde daher Cu und Al dem Au gegenüber als Leitermaterialien vorgezogen. Für die Dicke der Leiterbahn muss ein Kompromiss zwischen der Transmission der Röntgenstrahlung und maximal erlaubter Stromstärke gesucht werden. Ein Optimum liegt bei der Leiterbahndicke von 150 nm. Eine Cu-Schicht dieser Dicke erlaubt in betreffendem Energiebereich der Röntgenstrahlung (700-900 eV) eine Transmission von ca. 70%.

Für diese Arbeit wurden elementare rechteckige, und kreisförmige Geometrien ausgesucht mit lateralen Dimensionen im Bereich um 1 μm . Dünne weichmagnetische Systeme dieser Größe

weisen aufgrund der dominierenden Entmagnetisierungsfelder eine parallel zu ihrer Oberfläche liegende Magnetisierung auf, die sich in definierten magnetischen Domänen ordnet, die infolge der Geometrie einen stabilen und geschlossenen magnetischen Fluss bilden. In rechteckigen Elementen entstehen Landastrukturen und in kreisförmigen Plättchen Wirbelstrukturen. Diese mikromagnetischen Modellsysteme sind geeignet zur Abbildung der schnellen Präzessionsdynamik magnetischer Domänen, der Domänenwänden und der Wirbelkonfigurationen auf der Zeitskala von sub-ns und Längenskala von sub- μm . Die Proben eignen sich zudem besonders gut für Pump-Probe Messungen: Infolge ihrer starken Formanisotropie relaxieren sie nach der Anregung stets in einen definierten Ausgangszustand, so dass bei der stroboskopischen Abbildung kein Bedarf für zusätzliche statische Sättigungsfelder besteht. Sie sind demnach adäquate Testobjekte zum Nachweis der erreichbaren lateralen und zeitlichen Auflösung der verwendeten Messmethode.

Probenherstellung

Die ferromagnetischen Mikrostrukturen und die elektrischen Leitungen für die Anregung wurden in Mikrostrukturlabors der Universität Regensburg [208 WUR, 209 Raa03, 210 Neu06] und der Universität Bielefeld [211 Rot03] hergestellt. In Folgendem sollen die wichtigsten Einzelheiten der Probenherstellung angesprochen werden. Der Herstellungsprozess umfasst im Detail abweichende Einzelschritte, je nach der verwendeten Art der Anregung – mit der Mikrospule oder mit der Mikrostreifenleitung. Geeignete Substrate für die TXM sind kommerziell erhältliche Membranen aus Si_3N_4 [212 Sil], die aufgrund geringer Kernladungszahlen auch bei Dicken von 100-200 nm eine Transmission von 70-80 % aufweisen. Sie besitzen eine sehr hohe mechanische und thermische Stabilität und eignen sich gut zur Herstellung dünner Filme. Für die Mikromagnete die mit Mikrospulen angeregt wurden, sind Fenstergrößen von $(75 \times 75) \mu\text{m}^2$ verwendet worden. Bei der Anregung mit Streifenleitungen wurden Fenster mit Abmessungen von $(1 \times 1) \text{mm}^2$ eingesetzt. Als Material für den 300-525 μm dicken und $(5 \times 5) \text{mm}^2$ großen Rahmen des Membranfensters wurde hochohmiges Si bevorzugt, weil damit die Leistungsverluste bei hochfrequenter Anregung geringer sind.

Zur Herstellung der elektrischen Leitungen wurde optische Lithographie²⁵ mit Positivfotolack verwendet. Nachdem der Lack durch eine Maske mit UV-Licht belichtet, entwickelt und die für die Leitbahnstruktur vorgesehenen Flächen aus der Lackschicht entfernt wurden, wird

²⁵ Die Metallisierung der Mikrospulen wurde in zwei Schritten hergestellt: Zunächst wurden die breiten Zuleitungen mit optischer Lithographie strukturiert. Die Mikrospule selbst wurde danach mit der Elektronenstrahlolithographie definiert.

die Metallisierung aufgedampft. Zunächst wird die 10 nm dicke Ti-Schicht als Haftvermittler zwischen der Si_3N_4 -Membran und der Leiterbahn, danach die 150 nm dicke Cu-Schicht²⁶ für die eigentliche Leiterbahn und schließlich die 2 nm dicke Al-Schutzschicht aufgedampft. Die Leiterbahnen wurden danach strukturiert, indem der Teil der Metallisierung, der sich auf dem verbliebenen Lack befand durch den Lift-off-Prozess in Aceton entfernt wurde²⁷.

Die magnetischen Mikrostrukturen wurden mit der Elektronenstrahlolithographie (ESL) definiert. Im Gegensatz zur optischen Lithographie ermöglicht die ESL eine Strukturierung tief im Submikrometerbereich. Zur Belichtung des PMMA-Doppellacksystems wird ein modifiziertes Rasterelektronenmikroskop (REM) verwendet. Die untere Lackschicht weist eine höhere Elektronenstrahlempfindlichkeit auf, wodurch der belichtete Bereich von der Lackoberfläche zur Unterlage hin breiter wird. Dadurch wird der für den Lift-off-Prozess erforderliche *Undercut* erreicht. Bei den Proben mit Mikrospulen ist vor dem Aufdampfen der ferromagnetischen Schicht ein zusätzlicher ESL-Schritt erforderlich, um die Mikrospule zu strukturieren. Dabei werden auch die Positionsmarken (Justierkreuze) erstellt, die bei der nachfolgenden ESL zur exakten Positionierung der ferromagnetischen Probe in die Mitte der Mikrospule benötigt werden. Nachdem der Lack entwickelt und die für die Probe vorgesehenen Bereiche entfernt wurden, werden die ferromagnetische Schicht und die 2-5 nm dicke Al-Deckschicht, die als Oxidationsschutz dient, bei Raumtemperatur aufgedampft²⁸. Als Probenmaterial wurde Permalloy (Py, $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) und Co verwendet. Nach dem Lift-off in Aceton verbleiben nur die durch ESL definierten Mikrostrukturen auf der Mikrostreifenleitung bzw. innerhalb der Mikrospulenwindung²⁹.

Die aufgedampften ferromagnetischen Strukturen sind polykristallin. Zwei Beispiele der untersuchten Mikrostrukturen sind in der Abbildung 3.19 dargestellt.

²⁶ Zur Herstellung der Mikrospulen wurden auch 150 bis 300 nm dicke Au-Schichten verwendet.

²⁷ Aufgrund der verwendeten Lacke konnte die Streifenleitung im Mikrostrukturlabor der Universität Bielefeld nicht mit der optischen Lithographie hergestellt werden. Stattdessen wurde die Si_3N_4 -Membran großflächig mit 100 nm dicken Cu-Schicht und anschließend mit 50 nm dicken Al-Schicht bedeckt. Die Struktur der Streifenleitung wurde dann mit einer Hartmaske und dem Ionenstrahlätzen herausgearbeitet.

²⁸ Im Falle der Mikrostreifenleitung wird die ferromagnetische Schicht direkt auf die 2 nm dicke oxidierte Al-Schicht oberhalb der Cu-Leiterbahn aufgedampft. Bei den Proben mit Mikrospulen wird zunächst 10 nm dicke Ti-Schicht als Haftvermittler zwischen der Si_3N_4 -Membran und der ferromagnetischen Schicht aufgebracht.

²⁹ Bei einigen Mikrospulen wurde die Leiterbahn zusätzlich durch elektrolytische Abscheidung einer 800 nm dicken Cu-Schicht verstärkt, um so eine höhere Strombelastbarkeit zu erreichen. Dazu wurde ein weiterer ESL-Schritt mit Negativlack benutzt. Die Abdeckstruktur wurde für den Ferromagneten und die Engstelle der Spulenwindung geschrieben. Danach wurden die für elektrolytische Abscheidung erforderlichen elektrischen Verbindungen zur Mikrospule durch Al-Drahtbonden hergestellt. Nach der Abscheidung von Cu auf den ungeschützten Bereich der Leiterbahn, wurde der Negativlack mit Aceton entfernt.

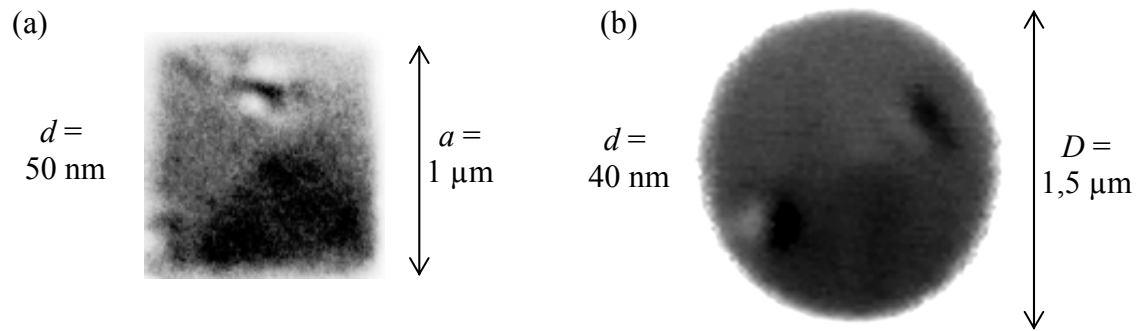


Abbildung 3.19: Röntgenmikroskopische Bilder realer ferromagnetischer Mikrostrukturen. Das Bild (a) zeigt eine quadratische Landastruktur und das Bild (b) eine kreisförmige Wirbelstruktur aus $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. Beide Abbildungen zeigen strukturelle Defekte an der Oberfläche und eine ausgeprägte Rauigkeit der Probenränder.

Dreilagen

Technologisch wichtig sind derzeit Multilagen, deren Aufbau den Schichtfolgen in einem MTJ-Element (*Magnetic Tunnel Junctions*) oder in Spinventilen (*spin valve*) entspricht. Beim MTJ-Element, der als Speicherelement in einem MRAM-Baustein dient [13 Gal06], sind zwei magnetische Schichten durch eine isolierende Schicht getrennt, beim Spinventil [213 Rus03], der in Leseköpfen von Computerfestplatten eingesetzt wird, ist die Trennschicht metallisch. Die Ummagnetisierungsdynamik einzelner Schichten sowie die Kopplung der magnetischen Lagen untereinander, sind entscheidend für die Weiterentwicklung und den zuverlässigen Einsatz magnetischer Schichtsysteme in technischen Anwendungen.

Während dieser Arbeit untersuchte Dreilagen wurden den Schichtfolgen des MTJ-Elements bzw. des Spinventils nachempfunden. Die lateralen Abmessungen der Schichtstapel waren im Bereich von 0,5 bis 2 μm . Im ersten Fall wurde als hartmagnetische Schicht eine 10 nm dicke $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schicht und als weichmagnetische eine 10 nm dicke $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Schicht verwendet. Die magnetischen Lagen wurden durch 2 nm dicke Al_2O_3 -Schicht voneinander getrennt. Die Testexperimente, die an diesen Proben durchgeführt wurden, sind nicht in diese Niederschrift aufgenommen worden. Für die Schichtstapel mit Schichtfolgen eines Spinventils oder eines GMR-Elements wurde als hartmagnetische Schicht 10 oder 20 nm dicke Co-Schicht und als weichmagnetische 10 oder 20 nm dicke $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Schicht verwendet. Die magnetischen Lagen waren durch 5 bzw. 10 nm dicke Cu-Schicht voneinander getrennt. Die Experimente an einer derartigen Probe sind im Abschnitt 4.2.4 dargestellt.

4 Ergebnisse und Diskussion

Die Messergebnisse dieses Kapitels sind in zwei Abschnitte gegliedert: Im Abschnitt 4.1 werden die Messungen dargestellt, bei denen die Anregung senkrecht zur Probenoberfläche (*out-of-plane*) mittels einer *Mikrospule* erfolgte und Abschnitt 4.2 zeigt die Experimente mit der Anregung parallel zur Probenoberfläche (*in plane*) durch eine *Mikrostreifenleitung*. Abschließend sind im Abschnitt 4.3 die Entwicklung, die Vorteile und die Grenzen der verwendeten Messmethoden sowie die wesentlichen experimentellen Beobachtungen zusammenfasst. Die gewonnenen Messergebnisse werden erörtert und mit den theoretischen Voraussagen und in der Literatur berichteten Experimenten verglichen. Dabei werden auch eine Interpretation der beobachteten Effekte, die Diskussion ihrer möglichen Ursachen sowie eine Strategie für weiterführende Studien dargelegt.

Zunächst werden in den Unterabschnitten 4.1.1 und 4.1.2 die Resultate erster Testmessungen mit zeitaufgelöster Röntgentransmissionsmikroskopie nach dem Pump-Probe-Messprinzip vorgestellt. Aufgrund einfacher zu realisierenden Messanordnung wurde bei diesen Experimenten die Probennormale parallel zum Röntgenstrahl orientiert. Im Unterabschnitt 4.1.3 schließen sich die Ergebnisse zur hochfrequenten Spinwellenanregung in einer kreisförmigen Wirbelstruktur an, die mit der Methode der orts aufgelösten FMR (SR-FMR) ebenfalls in senkrechter Probengeometrie gemessen wurden. Es folgen Messungen paralleler Anordnung von Probenoberfläche und Anregungsfeld. Der Abschnitt 4.2.2 beinhaltet die Experimente zur gepulsten Anregung der Domänenwände und des magnetischen Wirbels. Systematische Untersuchungen des Umklappens der Wirbelkernpolarität mit der Methode der SR-FMR sind im Abschnitt 4.2.3 zusammengestellt. Schließlich werden im Abschnitt 4.2.4 elementspezifische Messungen der Dynamik gekoppelter Landaustrukturen eines Dreilagensystems präsentiert.

Die dynamische Reaktion der Probenmagnetisierung wird vorwiegend in Form von Bildsequenzen dargestellt. Magnetische Mikrostrukturen mit lateralen Abmessungen zwischen 1 und 6 μm wurden mit Ortsauflösung von durchschnittlich 30 nm und in Zeitschritten von 100 ps abgebildet. Für die Darstellung der stroboskopisch abgebildeten Dynamik werden *differentielle Bilder* verwendet, die ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis und eine genauere Charakterisierung des dynamischen Verhaltens erlauben, was im Abschnitt 4.2.1 eingehender diskutiert wird. Während der systematischen Untersuchungen der Magnetisierungsdynamik in Abhängigkeit von der Feldamplitude und der Frequenz ist eine beträchtliche Menge an Bild-

material entstanden. In dieser Niederschrift werden nur ausgewählte Resultate vorgestellt, die sich auf das dynamische Umklappen des magnetischen Wirbelkerns durch gepulste und hochfrequente Magnetfelder konzentrieren.

4.1 Anregung senkrecht zur Probenoberfläche

4.1.1 Gepulste Anregung einer Landastruktur – erste Messergebnisse

Erste Messung zur zeitaufgelösten Röntgenmikroskopie wurde am abbildenden Mikroskop XM-1 im *2-bunch*-Betriebsmodus der ALS durchgeführt. Der verwendete Messaufbau ist im Abschnitt 3.5.1 sowie im Anhang dargestellt. Die Probe [209 Raa03], deren konkrete Zusammensetzung in Abbildung 4.1 (a) und (b) dargestellt ist, wurde senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Röntgenpulse positioniert, so dass nur die senkrechte Komponente der dynamischen Magnetisierung abgebildet wurde.

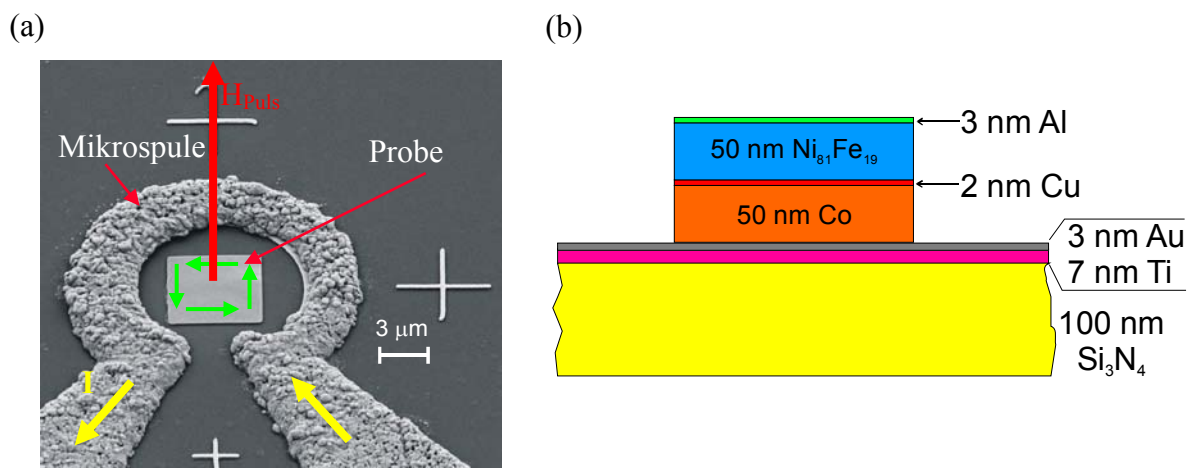


Abbildung 4.1: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ großen Struktur in der Mitte der Mikrospulenwindung. Die Ausrichtung magnetischer Domänen in der Landastruktur ist mit grünen Pfeilen angedeutet. Der Strom I induziert in der Mikrospule (mit dem Innendurchmesser $D_i \approx 6 \mu\text{m}$, dem Außendurchmesser $D_a \approx 8 \mu\text{m}$ und der Dicke $d \approx 1 \mu\text{m}$) einen zur Probenebene senkrechten Feldpuls H_{puls} . (b) Die Probe besteht aus einem Schichtstapel mit der Schichtfolge: $\text{Co}(50\text{nm})/\text{Cu}(2\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(50\text{nm})/\text{Al}(3\text{nm})$. Sie wurde auf der mit 7 nm dicken Ti -Schicht und 3 nm dicken Au -Schicht überzogenen Si_3N_4 -Membran mittels Elektronenstrahlolithographie strukturiert.

4.1 Anregung senkrecht zur Probenoberfläche

Um möglichst hohe Auslenkungen der Magnetisierung aus der Probenebene zu erreichen, sind für die Anregung maximal erreichbare Pulsamplituden verwendet worden ($\mu_0 H_0 \approx 36 \text{ mT}$). Das zeitliche Verhalten der dynamischen Magnetisierungskomponente $m_z(t)$ des $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Plättchens ist in der Abbildung 4.2 als Sequenz von Einzelbildern zu ausgewählten Zeitschritten Δt dargestellt.

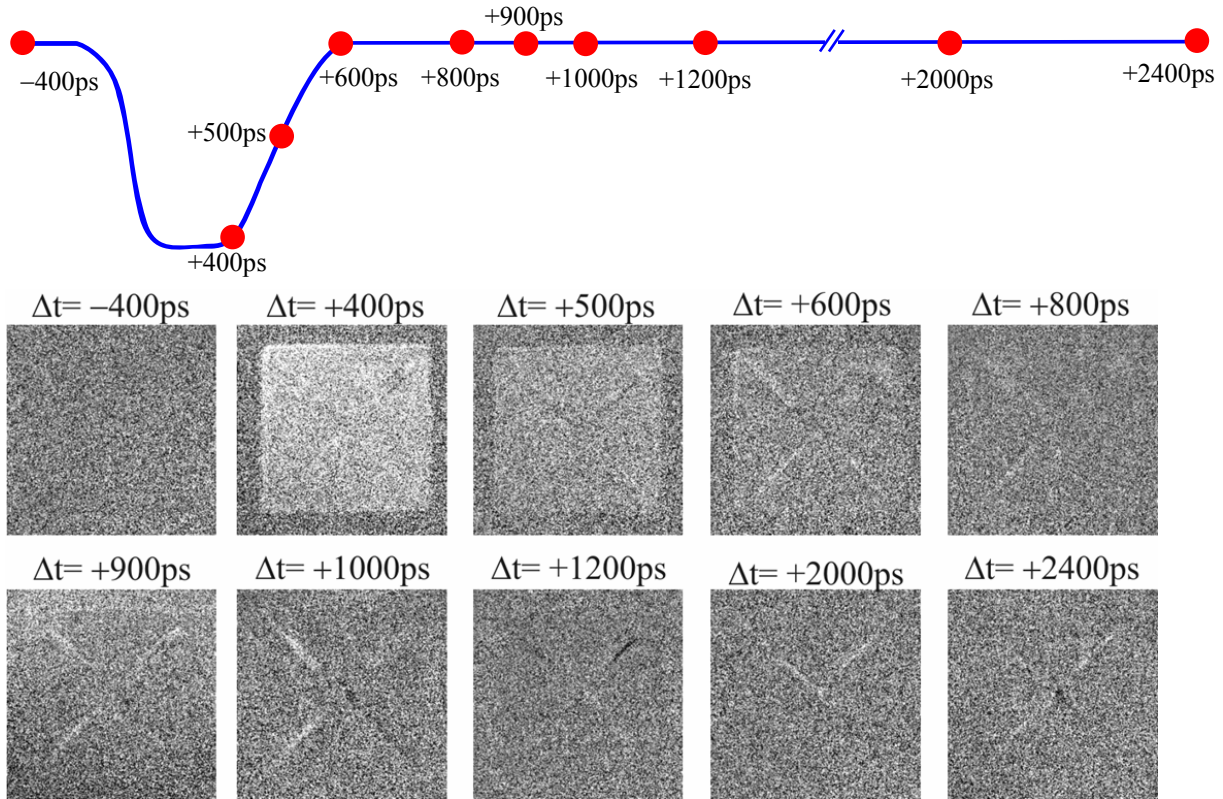


Abbildung 4.2: Die Magnetisierungsdynamik der $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ großen und 50 nm dicken Py-Schicht des Schichtstapels $\text{Co}(50\text{nm})/\text{Cu}(2\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(50\text{nm})/\text{Al}(3\text{nm})$. Die Zeitpunkte bei denen Abbildungen dargestellt sind, wurden auf der skizzierten Pulskurve oberhalb der Bildsequenz als rote Punkte gekennzeichnet. Der Magnetfeldpuls wird zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ eingeschaltet (Pulsamplitude $\mu_0 H_0 \approx 36 \text{ mT}$, zeitliche Pulsparameter: $t_a = 100 \text{ ps}$, $T_p = 400 \text{ ps}$, $t_f = 150 \text{ ps}$). Die Magnetisierungsdynamik wurde ortsaufgelöst als normierter XMCD-Kontrast, $c_{\text{XMCD}} = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, vom Fe (L_3 -Absorptionskante, 706 eV) in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ und als Funktion der Verzögerungszeit Δt zwischen den Anregungspulsen und den abtastenden Röntgenblitzen gemessen.

Das erste Bild in der Abbildung 4.2, $\Delta t = -400 \text{ ps}$ zeigt die Probe vor der Ankunft des Anregungspulses. Da die statische Magnetisierung bis auf den Magnetisierungswirbel in der Probenmitte fast vollständig in der Probenebene liegt, ist keine senkrechte Magnetisierungskomponente sichtbar. Die laterale Auflösung der verwendeten Zonenplatte von $\approx 30 \text{ nm}$ sowie die

geringe Strahlintensität erlauben keine direkte Abbildung des ruhenden senkrecht magnetisierten und ~ 20 nm großen magnetischen Wirbelkerns in der Probenmitte.

Der Feldpuls, der bei $\Delta t = 0$ die Probe erreichte, lenkt die magnetischen Momente aus der Probenebene heraus, wobei die maximale m_z -Komponente zur Verzögerungszeit $\Delta t = +400$ ps gemessen wurde. Die Impulsantwort der Magnetisierung wird hier durch einen hellen Kontrast repräsentiert, der sich über die gesamte Probenfläche erstreckt. Der während der Pulsdauer gemessene Kontrast von 0,15 % entspricht einem Auslenkungswinkel der Magnetisierung aus der Probenebene von nur etwa $0,5^\circ$; dies verdeutlicht die erreichte Messempfindlichkeit.

Während des Ausschaltens des Magnetfeldpulses bei $\Delta t = 500$ ps kann die abklingende Präzession magnetischer Momente in den Domänen beobachtet werden. Wie im vorhergehenden Bild zur $\Delta t = 400$ ps, zeichnen sich die Bereiche um die diagonal verlaufenden Domänenwände (DW) durch einen etwas unterschiedlichen Kontrast ab.

Das Bild zur $\Delta t = 600$ ps zeigt, dass die Auslenkung der Magnetisierung in den weitgehend homogen magnetisierten dreieckigen Domänen weiter abklingt und sich die dynamische Reaktion der DW verstärkt. Es ist auffällig, dass die Magnetisierungsdynamik in den vier DW nicht kohärent abläuft. Beim nächsten Zeitschritt $\Delta t = 800$ ps wird keine dynamische Magnetisierungskomponente $m_z(t)$ in den vier Domänen der Landastruktur detektiert. Es bleibt nur der Beitrag der Dynamik inhomogen magnetisierter DW übrig, der zeitlich deutlich langsamer abfällt.

Die Abbildungen zu darauffolgenden Verzögerungszeiten ($\Delta t = 0,9$ bis $2,4$ ns) zeigen ausschließlich die Magnetisierungspräzession der DW, wobei insb. im Bild $\Delta t = +1,2$ ns die Kontrastumkehr der oberen rechten DW zu sehen ist. Zudem kann in diesen Bildern auch ein dynamischer Kontrastbeitrag in der Probenmitte von der unmittelbaren Umgebung des Magnetisierungswirbels beobachtet werden, der innerhalb 400 ps (zwischen $\Delta t = 2$ und $2,4$ ns) ebenfalls sein Vorzeichen wechselt.

Der dargestellte zeitliche Verlauf der Magnetisierung ist die Folge der breitbandigen Anregung durch einen starken ($\mu_0 H \approx 36$ mT) Magnetfeldpuls. Die schnell ansteigende erste Pulsflanke ($t_a = 100$ ps) beinhaltet Frequenzanteile von über 3 GHz und kann somit die schnelle Präzession magnetischer Momente in den Domänen der Landastruktur anregen. Infolge starker Dämpfung fällt die Amplitude der Präzessionsschwingung mit der Zeit schnell

ab, in diesem Falle schon nach 800 ps. Die Bereiche um die Néelwände unterscheiden sich in ihrem dynamischen Verhalten deutlich vom Rest der Probe. Auf der Längenskala von ca. 200 nm um jede der vier Domänengrenzen ist die Auslenkung der Magnetisierung wesentlich höher als in den Domänen. Die Anregungsmoden der Domänenwände besitzen zudem eine kleinere Frequenz und eine deutlich längere Abklingzeit als die Magnetisierungsdynamik der Domänen.

Diese Messungen, die primär zum Test der aufgebauten stroboskopischen Anregungsmethode durchgeführt wurden, zeigen zum einen die wesentlichen Stärken und Beschränkungen der zeitaufgelösten magnetischen Röntgentransmissionsmikroskopie (TR-MTXM). Andererseits geben sie auch einen ersten Einblick in das komplexe dynamische Verhalten der gekoppelten inhomogenen Magnetisierungsverteilungen – in diesem Fall der Néelwände eines Landau-Plättchens, das Bestandteil eines Schichtstapels ist. Die Zeitauflösung, die gegenwärtig auf den Bereich von 100 ps begrenzt ist, stößt bei der Abbildung der schnellen Präzessionsbewegung der magnetischen Momente ($f > 3$ GHz) an ihre Grenzen; Sie reicht allerdings aus, um viele wichtige Aspekte der Dynamik inhomogener Magnetisierungskonfigurationen, wie der Domänenwände, aufzudecken. Wie dieses Experiment zeigt, können durch die hohe laterale Auflösung dieser Methode unmittelbar wichtige Details der Präzessions- und Relaxationsprozesse in den Domänenwänden dünner ferromagnetischer Mikrostrukturen offenbart werden.

Viele offene Fragen, die diese erste Testmessung aufgezeigt hat, verlangten nach einer Weiterentwicklung und Verfeinerung der Anregung und des Messverfahrens. Beispielsweise ist der Grund für das schnelle Abklingen der Magnetisierungspräzession und die verhältnismäßig komplizierte dynamische Reaktion einzelner Domänenwände in der Py-Schicht vor allem in der Kopplung dieser weichmagnetischen Struktur an die darunterliegende magnetisch härtere Co-Schicht über die nur 2 nm dicke Zwischenschicht aus Cu. Für mehrlagige Proben ist grundsätzlich eine getrennte Charakterisierung der Magnetisierungsdynamik in den einzelnen Lagen des Schichtstapels erforderlich. Für derartige Messungen kann die Elementspezifität des XMCD genutzt werden, wie im Abschnitt 4.2.4 demonstriert wird. Als nächstes wurde die Magnetisierungsdynamik in einfacheren, einlagigen Strukturen untersucht. Das elementarste inhomogen magnetisierte System ist die kreisförmige Wirbelstruktur. Experimente zu ihrem dynamischen Verhalten werden in den nächsten beiden Abschnitten präsentiert.

4.1.2 Gepulste Anregung einer Wirbelstruktur

Die Messergebnisse zum dynamischen Verhalten einer einlagigen kreisförmigen Wirbelstruktur aus $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (magnetischer *Vortex*, [56 Raa00]) während und unmittelbar nach der senkrechten, gepulsten Anregung werden in diesem Abschnitt präsentiert. Der verwendete Messaufbau ist im Abschnitt 3.5.1 sowie im Anhang dargestellt.

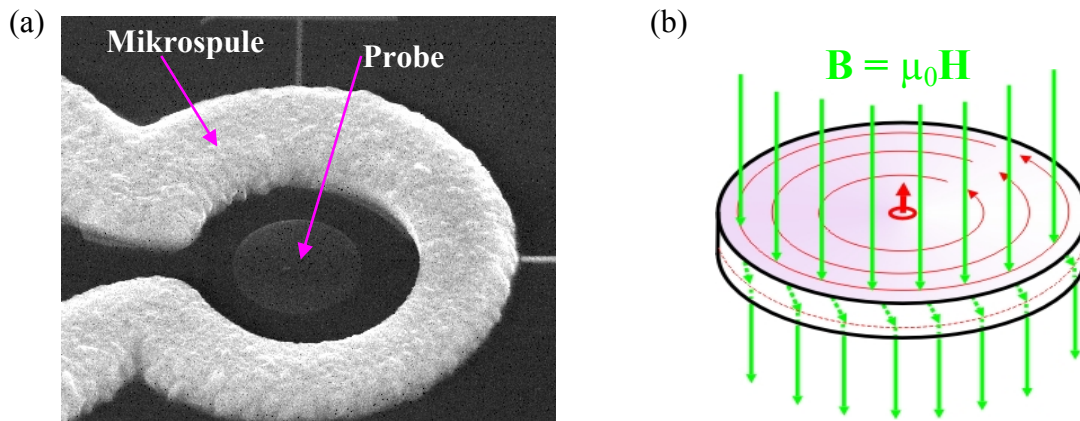


Abbildung 4.3: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des kreisrunden Py-Plättchens mit dem Durchmesser $D = 2 \mu\text{m}$ und Dicke $d = 50 \text{ nm}$, das von einer Mikrospulenwindung aus Cu umgeben ist (mit dem Innendurchmesser $D_i = 4 \mu\text{m}$, dem Außendurchmesser $D_a = 6 \mu\text{m}$ sowie einer Dicke von $\approx 1 \mu\text{m}$). (b) Die Magnetisierung bildet im Gleichgewichtszustand einen geschlossenen magnetischen Fluss in der Probenebene mit einem Wirbel in der Mitte. Im Wirbelkern ist die Magnetisierung senkrecht orientiert. Die magnetische Induktion $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ lenkt die magnetischen Momente aus und dringt aufgrund der Randbedingungen an den Probengrenzen seitlich in die dünne Struktur ein. Im vorliegenden Fall werden durch die Feldamplituden $\approx 25 \text{ mT}$ Auslenkungswinkel von $\sim 1^\circ$ erreicht (die in der Skizze übertrieben dargestellt sind). Im Probeninneren folgt das \mathbf{B} -Feld weitgehend dem Magnetisierungsverlauf.

Die Messsequenz in der Abbildung 4.4 zeigt Momentaufnahmen der lokalen m_z -Komponente der dynamischen Magnetisierung zu ausgewählten Zeitpunkten während eines Intervalls von 1,4 ns. Der Feldpuls lenkt die Magnetisierung aus der Probenebene heraus. Dies ist in der Abbildung 4.4 zur $\Delta t = +200 \text{ ps}$ erkennbar, als ein gegenüber dem Hintergrund der Probe dunkler³⁰ Kontrast in der gesamten kreisförmigen Domäne. Während des Pulsplateaus bei $\Delta t = +400 \text{ ps}$ bleibt dieser Kontrast erhalten, um nach der abfallenden Pulsflanke ($\Delta t = +600 \text{ ps}$)

³⁰ Wegen der umgekehrten Polarität der Anregungspulse erscheint bei dieser Messreihe die anfängliche Auslenkung als dunkler Kontrast im Gegensatz zur Messung aus vorigen Abschnitt, bei der zunächst ein heller Kontrast beobachtet wurde (vgl. Abbildung 4.2, S. 91).

deutlich reduziert zu werden. Bei der Verzögerungszeit $\Delta t = +800$ ps deutet sich eine Kontrastumkehr an, was auf eine stark gedämpfte Präzession der Magnetisierung schließen lässt.

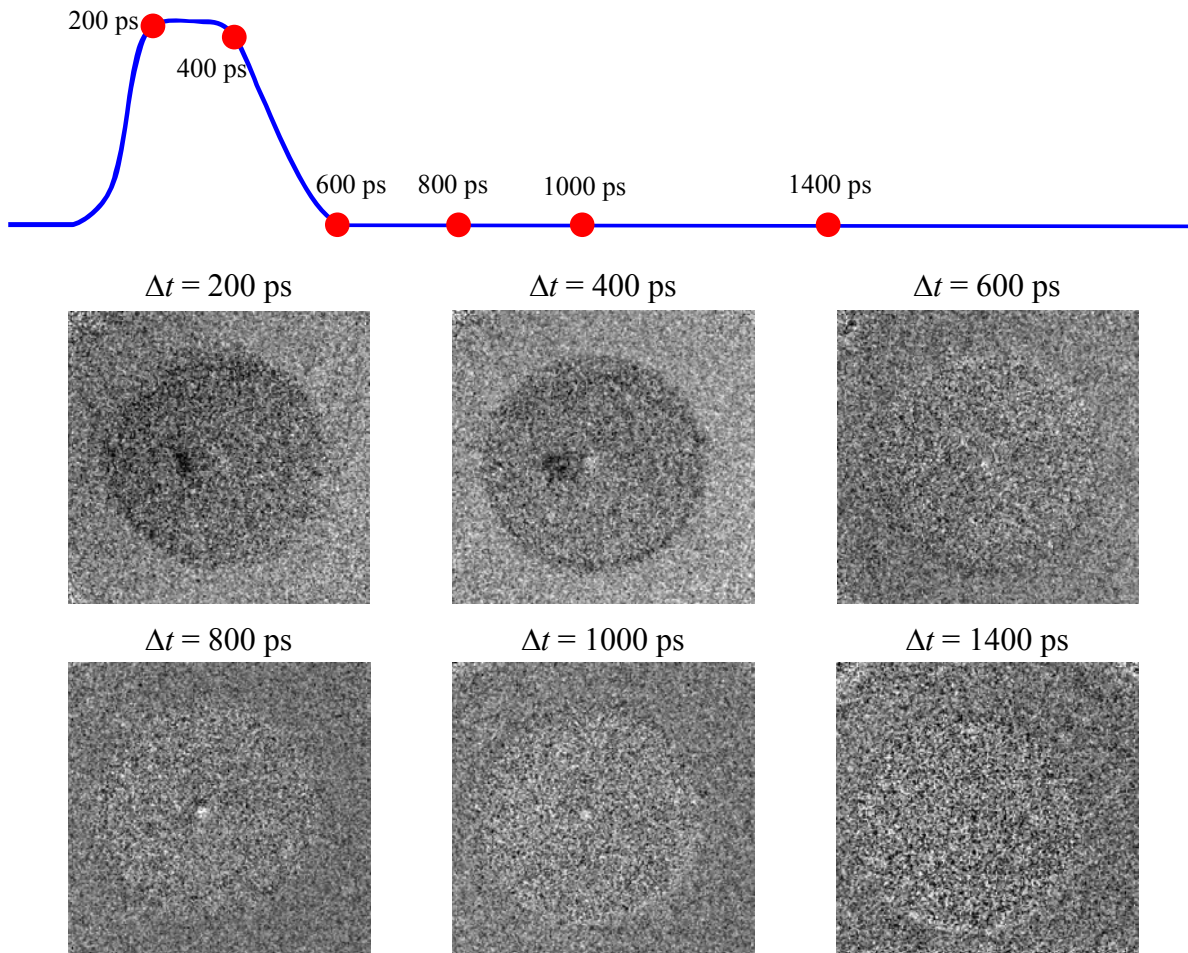


Abbildung 4.4: Zeitliche Entwicklung der senkrechten Magnetisierungskomponente $m_z(t)$ im kreisrunden Py-Plättchen ($D = 2 \mu\text{m}$, $d = 50 \text{ nm}$) ortsaufgelöst gemessen als normierter XMCD-Kontrast an der L_3 -Absorptionskante des Fe (706 eV) und als Funktion der Verzögerungszeit Δt zwischen den Anregungspulsen (pump) und den abtastenden Röntgenblitzen (probe). Auf der skizzierten Pulskurve oberhalb der Bildsequenz sind mit roten Punkten die Zeiten der Momentaufnahmen markiert. Der Magnetfeldpuls ($\mu_0 H \approx 25 \text{ mT}$, $t_a = 100 \text{ ps}$, $T_p = 400 \text{ ps}$, $t_f = 150 \text{ ps}$) wurde zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ eingeschaltet. Die Dynamik der kreisförmigen Domäne und des Magnetisierungswirbels in der Probenmitte wird im Text besprochen.

Nach der ersten Pulsflanke bei $\Delta t = 200$ ps und während des Pulsplateaus $\Delta t = 400$ ps wird ein auffälliger dynamischer Kontrast in der Probenmitte beobachtet, der etwas nach links vom Zentrum der Probe verschoben ist. Dieser Kontrastbeitrag der senkrechten Magnetisierungskomponente ist deutlich stärker als in der kreisförmigen Domäne und erstreckt sich über eine runde Fläche mit dem Durchmesser von 550 nm . Nach weiteren 200 ps, im Bild zur $\Delta t =$

400 ps, verschiebt sich dieser Bereich weiter nach links-unten, was eine Signatur der gyrotropen (kreiselnden) Bewegung dieser senkrechten Struktur um das Zentrum des Plättchens darstellt. Als Gründe für die starke Deformation und Ablenkung der senkrechten Magnetisierung nach links, infolge der ersten Pulsflanke sowie für ihre darauffolgende gyrotrope Bewegung, können die räumlich inhomogene Feldverteilung der Mikrospule (Spulenöffnung befindet sich auf der rechten Bildseite), das seitliche Eindringen des \mathbf{B} -Feldes in die dünne Struktur sowie die lokale Präzession der ungleichförmigen Magnetisierungsverteilung in der Umgebung des Wirbelkerns [52 Cho04], genannt werden. Der Spalt an den Anschlussstellen der Spulenwindung führt bei dieser Spulengeometrie zu Unterschieden in der Feldamplitude entlang der Probenoberfläche von bis zu 30 % [205 Bue04]. Das Zustandekommen des resultierenden magnetischen Kontrasts in der Probenmitte wird in der Abbildung 4.5 am Beispiel der Messung bei der Verzögerungszeit von $\Delta t = 200$ ps verdeutlicht.

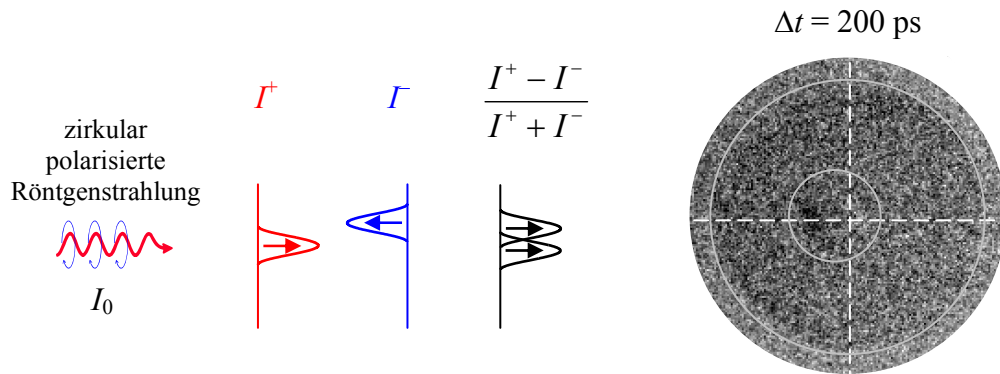


Abbildung 4.5: Die Entstehung der Bildintensität bei stroboskopischer Messung: Der differentielle magnetische Kontrast $c_{\text{XMCD}} = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ ist bei dieser Messgeometrie ausschließlich die Folge der dynamischen Magnetisierungskomponente m_z , die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zirkular polarisierter Röntgenstrahlung steht. Dabei ist die transmittierte Intensität bei der Anregung mit dem positiven Strompuls als I^+ bzw. beim negativen Puls als I^- definiert. Bei $\Delta t = +200$ ps wird die $m_z(t)$ vom Magnetfeld des positiven Pulses nach unten ausgelenkt (was I^+ entspricht) bzw. vom negativen Puls nach oben (I^-). Im normierten Differenzbild ergibt sich ein resultierender dunkler Kontrast. Die Kontrasterhöhung entsteht durch stroboskopische Mittelung über viele ($\sim 10^7$) zeitlich und räumlich weitgehend gleich ablaufende Ereignisse. Dagegen heben sich die Beiträge, die für beide Pulspolaritäten unveränderte Ausrichtung haben oder unsynchronisiert ablaufen im Mittel gegenseitig auf. Die detektierten dynamischen Effekte sind hier zwar klein, sie wiederholen sich jedoch nach jeder Pulsanregung sehr reproduzierbar. Das gemessene Kontrastmuster im mittleren Bereich der Probe ist damit ein Indiz, dass die Magnetisierung im Bereich des Wirbels sowohl bei positiver als auch bei negativer Pulspolarität systematisch in Feldrichtung umgeschaltet wird.

Nach der abfallenden Pulsflanke, bei $\Delta t = 600$ ps, klingt allerdings der dunkle Kontrast des seitlich verschobenen Magnetisierungswirbels fast vollständig ab. Die transiente dynamische Magnetisierungsverteilung um den Wirbelkern wird durch die zweite Pulsflanke aufgelöst. Bei genauerer Analyse kann eine eher schwache, helle Intensität in der Probenmitte nachgewiesen werden. Im Bild zur Verzögerungszeit $\Delta t = 800$ ps wird in der Probenmitte ein Kontrastprofil mit dunklem Beitrag im oberen und hellem Beitrag im unteren Teil beobachtet mit einer lateralen Ausdehnung einzelner Kontrastbeiträge von jeweils nur 100 nm. Bei einer differentiellen, stroboskopischen Messung entstehen solche Intensitätsprofile im Falle der Deformation des Wirbels, aufgrund seiner kreiselnden Bewegung um die Gleichgewichtslage in der Probenmitte [50 Völ94, 51 Gus02, 52 Cho04]. Im nächsten Bild ($\Delta t = 1$ ns) wird das hell-dunkle Intensitätsprofil in der Probenmitte vollständig weiß, um bei $\Delta t = 1,4$ ns auf schwarz umzuklappen. Diese beiden Punkte mit unterschiedlicher senkrechter Orientierung und einem Durchmesser von ≈ 100 nm stellen die erste direkte Abbildung des Wirbelkerns während seiner abklingenden gyrotropen Bewegung dar.

Zusammenfassung der Ergebnisse des Abschnitts 4.1.2

Hohe laterale Auflösung am Röntgenmikroskop XM-1 ($\Delta x \approx 30$ nm, [156 Den01]) ermöglicht detaillierte Abbildung der lokalen Dynamik des magnetischen Wirbels. Die vergleichsweise starken und räumlich ungleichmäßigen Anregungspulse bewirken ein kompliziertes Verhalten der Magnetisierung in der Wirbelstruktur. Die Dynamik ist gekennzeichnet durch die weitgehend gleichförmige Präzession der magnetischen Momente in der kreisförmigen Domäne, die sehr schnell abklingt. Gleichzeitig kann eine langsamere lokale Präzession im Bereich des Magnetisierungswirbels sowie die gyrotrope Bewegung des senkrecht magnetisierten Wirbelkerns beobachtet werden.

Es bestehen deutliche Anzeichen, dass die senkrechte Magnetisierung im Wirbelkern und in seiner direkten Umgebung durch schnell ansteigende ($t_a = 100$ ps) Feldpulse hoher Amplitude ($B_0 \approx 25$ mT) umgeschaltet werden kann.

Bei der Pulsanregung der Magnetisierungsdynamik spielen beide Pulsflanken eine wichtige Rolle. Im vorliegenden Fall führt die zweite Flanke zu einer signifikanten Änderung des dynamischen Verhaltens im Bereich des Magnetisierungswirbels. Die räumlich inhomogene Feldverteilung entlang der Probe, aufgrund der Spulenöffnung, zeigt einen deutlichen Einfluss auf die Auslenkung der Magnetisierung.

Im nächsten Abschnitt sollen experimentelle Ergebnisse gezeigt werden, die an einer etwas größeren Wirbelstruktur mittels orts aufgelöster FMR (SR-FMR) gewonnen wurden.

4.1.3 Anregung von Spinwellen in einer Wirbelstruktur

Zur Demonstration der Funktionsfähigkeit im Rahmen dieser Arbeit entwickelter Messverfahren zum Studium hochfrequenter magnetostatischer Spinwellen wurden weitere Versuche durchgeführt. In diesem Abschnitt soll die selektive Anregung einer für kreisförmige Wirbelstrukturen typischen magnetostatischen Mode vorgestellt werden, die mit der Methode der *orts aufgelösten FMR* (SR-FMR) durchgeführt wurde. Bei der Probe [214 Hau04] handelt es sich um relativ große Py-Scheibe mit dem Durchmesser $D = 6 \mu\text{m}$ und der Dicke $d = 50 \text{ nm}$ (vgl. Abbildung 4.6).

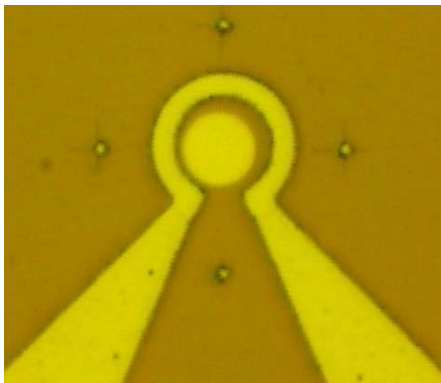


Abbildung 4.6: Lichtmikroskopisches Bild der kreisrunden Py-Scheibe ($D = 6 \mu\text{m}$, $d = 50 \text{ nm}$), die von einer Mikrospule umgeben ist. Die Mikrospule aus Au hat den Innendurchmesser $D_i \approx 7 \mu\text{m}$, den Außendurchmesser $D_a \approx 9 \mu\text{m}$ und eine Dicke $d = 300 \text{ nm}$. Die Probe befindet sich nicht exakt in der Mitte der Spulenwindung, sondern ist etwas nach links-unten verschoben.

Senkrechte Komponente der dynamischen Magnetisierung m_z wurde mit fokussierten Röntgenpulsen abgebildet, die mit der Wiederholfrequenz $f_{2\text{bunch}} \approx 3,05 \text{ MHz}$ die Probe erreichen. Die hochfrequente Feldanregung erfolgte bei viel höheren Frequenzen im GHz-Bereich. Die Anregungsschwingung wurde mit einem Verfahren erzeugt, welches von dem im Abschnitt 3.5.2 dargestellten, herkömmlichen Messaufbau für die SR-FMR etwas abweicht. Das Blockschaltbild dieser Messanordnung ist im Anhang dargestellt (Abbildung A 4, S. 181). Dieses Verfahren zeichnet sich dadurch aus, dass es Frequenzscans im Raster von $\Delta f = 125 \text{ MHz}$ ermöglicht und eine starke Magnetfeldanregung erlaubt, bei minimierter thermischer Beanspruchung der Mikrospule. Dieses Frequenzraster entspricht der Frequenzauflösung bei magneto-optischen Pump-Probe-Experimenten [205 Bue04], die als Vergleich und Referenz bei dieser Messung dienen. Für die Analyse magnetostatischer Eigenmoden ist diese Frequenzauflösung ausreichend, weil die Resonanzkurven dieser Schwingungen vergleichsweise breit sind.

Im Gegensatz zur Pulsanregung, wird bei sinusförmiger Anregung die Mikrospule nicht nur kurzfristig, sondern i.d.R. kontinuierlich belastet. Als Obergrenze für die Strombelastung wurden Stromdichten von $j \sim 10^{11}$ A/m² gewählt, die jedoch bereits eine Zerstörung der dünnen Leiterbahn verursachen können (was bei einigen Mikrospulen auch eingetreten ist). Die hohen Ströme bzw. Magnetfelder sollten die zu erwartenden kleinen Auslenkungswinkel der Magnetisierung aus der Schichtebene ($\sim 1^\circ$) maximieren. Um die thermische Belastung der Mikrospule zu verringern, wurde die hochfrequente Anregungsschwingung nur für die Dauer von ≈ 60 ns pro abtastenden Röntgenpuls mittels eines HF-Schalters [215 F192A] synchronisiert und zeitlich mittig auf die Ankunft des Photonenblitzes positioniert. Der Einschwingvorgang beginnt somit 30 ns vor der stroboskopischen Abbildung und die Mikrowellenschwingung wird 30 ns nach dem Röntgenblitz wieder ausgeschaltet. Die „Einschaltzeit“ des HF-Schalters von 10 ns bestimmt die Einschwingzeit der Probe. Die verwendeten Mikrowellenleistungen sowie die daraus resultierenden Stromstärken und Magnetfelder sind in der Tabelle 3 zusammengestellt³¹.

Tabelle 3: Zur Anregung der Probe verwendete Mikrowellenleistung P und die dazu entsprechende Stromstärke I im 50-Ω-System. Die Stromdichte j wurde für die 2 μm breite und 300 nm dicke Spulenwindung angegeben. Die magnetische Induktion B ist mit der Formel (3.4) und dem mittleren Spulendurchmesser von 8 μm berechnet worden.

Mikrowellenleistung P	Wechselstromstärke I_{\sim} (Stromdichte j)	Magnetische Induktion $B_0 = \mu_0 H_0$
$P = 200$ mW	$I_{\sim} = 63$ mA; ($j = 1 \cdot 10^{11}$ A/m ²)	$B_0 \approx 10$ mT
$P = 500$ mW	$I_{\sim} = 100$ mA; ($j = 1,67 \cdot 10^{11}$ A/m ²)	$B_0 \approx 16$ mT

Bei Py-Wirbelstrukturen vergleichbarer Geometrien wurden verschiedene Resonanzen magnetostatischer Spinwellen im Frequenzbereich zwischen 1 und 5 GHz berichtet [205 Bue04, 130 Bue05]. In diesem Experiment wurde der Bereich zwischen 4 und 5 GHz in Frequenzschritten von $\Delta f = 125$ MHz untersucht. Der maximale dynamische Effekt wurde bei der Anregungsfrequenz von $f = 4,5$ GHz ($= 36 \cdot 125$ MHz) detektiert. In der Abbildung 4.7 ist das Profil der senkrechten Magnetisierungskomponente m_z während der Feldanregung mit dieser Frequenz und der Feldamplitude von $B_0 \approx 16$ mT dargestellt. Die abgebildete stehende Welle

³¹ Ein Teil der Mikrowellenleistung dürfte über das Si-Substrat, das den Rahmen für die 100 nm dicke Si₃N₄-Membran bildet und über welches auch die Zuleitungen zur Mikrospule strukturiert sind sowie an der Engstelle der ungeschirmten Spulenleitungen kapazitiv vor dem Erreichen der Mikrospulenwindung „kurzgeschlossen“ werden. Diese schwer messbaren oder durch etwaige Modelle schwer quantifizierbaren Verluste wurden bei den Feldangaben nicht berücksichtigt.

bildet sich im eingeschwungenen Zustand durch konstruktive Überlagerung von Präzessionschwingungen und ist charakteristisch für die vorliegende Probengeometrie. Die Modenprofile sind durch Randbedingungen an den Probengrenzen und am Ort des magnetischen Wirbels in der Probenmitte bestimmt (vgl. Abschnitt 2.2.3).

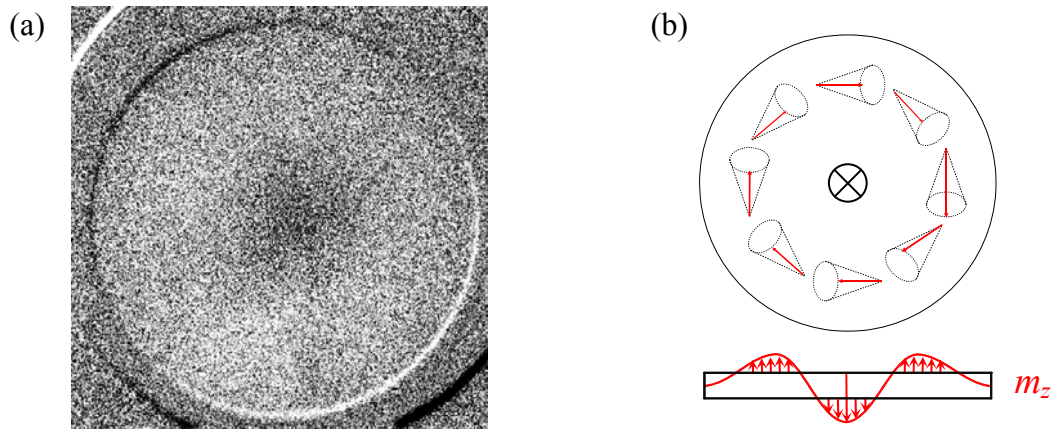


Abbildung 4.7: (a) Momentaufnahme der stehenden magnetostatischen Schwingungen in der kreisförmigen $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Scheibe ($D = 6 \mu\text{m}$, $d = 50 \text{nm}$). Die Amplitude und die Frequenz des HF-Magnetfeldes sind $B_0 = \mu_0 H_0 \approx 16 \text{mT}$ und $f = 4,5 \text{GHz}$. Das Bild wurde an der L_3 -Absorptionskante des Fe (706eV) aufgenommen. Die dargestellte Aufnahme ist ein Differenzbild des normierten XMCD-Kontrasts $c_{\text{XMCD}} = (\Gamma^+ - \Gamma^-)/(\Gamma^+ + \Gamma^-)$, wobei die aufsummierte Intensität Γ von 500 Bildern während der Phase $\varphi = 180^\circ$ der Anregungsschwingung von der Intensität Γ^+ der 500 Bilder bei der Phase $\varphi = 0^\circ$ abgezogen und die Differenz auf die transmittierte Gesamtintensität $(\Gamma^+ + \Gamma^-)$ normiert wurde. Die starken Kontrastbeiträge vom Probenrand sowie vom Rand der Mikrospule sind Artefakte, die durch das leichte Driften der Probe während der Messung verursacht wurden. Wie die Skizze der lokalen Präzession in (b) verdeutlicht, besteht die stehende Welle hauptsächlich aus einem hellen, zylindersymmetrischen Wellenberg, bei dem die m_z nach oben ausgerichtet ist. Der dunkle Kontrast in der Probenmitte zeigt, dass die dynamische Magnetisierung in dem Bereich des Wirbelkerns entgegengesetzt zum Wellenberg orientiert ist.

Laut theoretischen Modellen für magnetostatische Moden gelten in diesem Frequenzbereich des Anregungsfeldes *Dirichletsche* (feste) Randbedingungen sowohl am Probenrand als auch in der Probenmitte [205 Bue04]. Der Wellenberg bildet sich demnach zwischen dem zentralen Knotenpunkt und dem Probenrand. Im Widerspruch zu dieser für lineare magnetostatische Spinwellen gültigen theoretischen Vorstellung wird in der Abbildung 4.7 eine senkrechte m_z -Komponente der dynamischen Magnetisierung im Bereich des Magnetisierungswirbels beobachtet (erkennbar durch den dunklen Kontrast in der Probenmitte). Die Anregung des Wirbelkerns kann somit im vorliegenden Fall nicht vernachlässigt werden.

4.1 Anregung senkrecht zur Probenoberfläche

Nach dem erfolgreichen Nachweis der Anregung magnetostatischer Spinwellenmoden wurde bei gleichbleibender Anregungsfrequenz die Anregungsamplitude auf $B_0 \approx 10$ mT verringert. Die lokale Magnetisierungsrichtung ist dann in Abhängigkeit des Phasenwinkels φ des Anregungsfeldes bei äquidistanten Phasenschritten $\Delta\varphi$ untersucht worden. Die phasenaufgelöste Abbildung entsteht, ähnlich dem *Pump-Probe*-Verfahren, durch die Veränderung der relativen Ankunftszeit der Photonenpulse zur Referenzphase $\varphi = 0^\circ$ der Anregungsschwingung, wobei die Zeitschritte Δt hier den Phasenschritten $\Delta\varphi$ entsprechen. In der Abbildung 4.8 ist der laterale Verlauf der senkrechten Magnetisierungskomponente $m_z(\varphi)$ in Schritten von $\Delta\varphi = 45^\circ$ dargestellt.

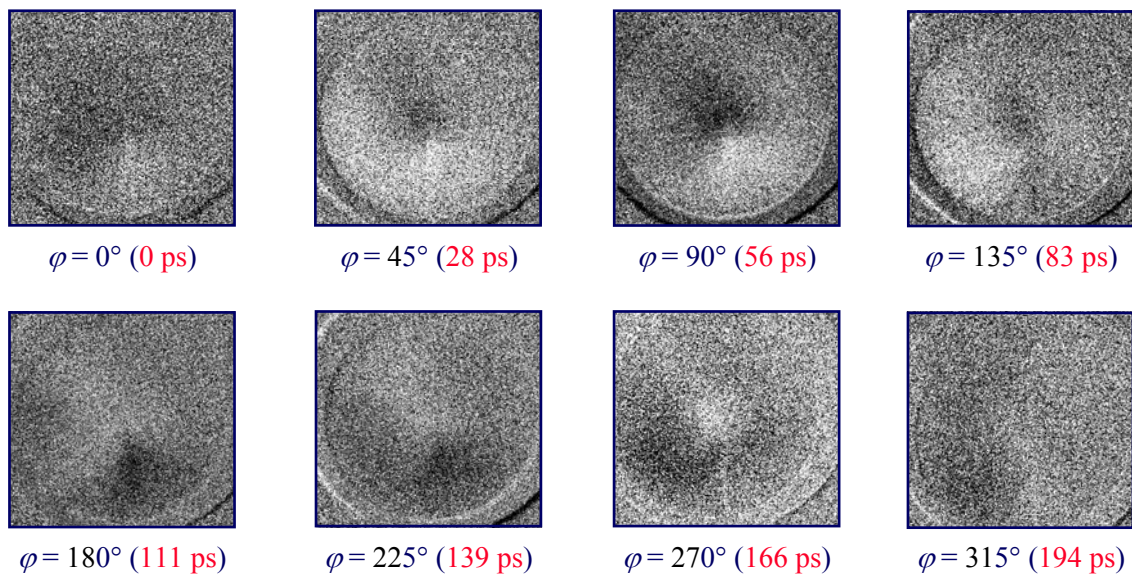


Abbildung 4.8: Momentaufnahmen magnetostatischer Eigenschwingung in der kreisförmigen Py-Scheibe ($D = 6 \mu\text{m}$, $d = 50 \text{ nm}$), die durch ein inhomogenes HF-Magnetfeld ($B_0 \approx 10 \text{ mT}$, $f = 4,5 \text{ GHz}$) angeregt wurde. Zu sehen ist die senkrechte m_z -Komponente der dynamischen Magnetisierung in Abhängigkeit des Phasenwinkels φ der Anregungsschwingung. Zusammen mit jeweiligen Phasenschritten sind auch die relativen Verzögerungszeiten angegeben. Die Kontraständerung in der Bildreihe zeigt eine im Uhrzeigersinn entlang des statischen Magnetisierungsverlaufs der Wirbelstruktur fortlaufende Wellenbewegung. Es existieren radial verlaufende Knotenlinien und Bereiche mit entgegengesetzt ausgerichteter m_z -Komponente. Die dynamische Magnetisierung in der Probenmitte, im Gebiet des Wirbelkerns, wechselt periodisch ihr Vorzeichen (vgl. $\varphi = 90^\circ$ und 270°).

Die Bildsequenz der Abbildung 4.8 zeigt, dass die periodische Präzessionsbewegung magnetischer Momente im Bereich der kreisförmigen Domäne bei geringerer Anregungsamplitude nicht mehr kohärent verläuft, sondern sich vielmehr radial verlaufende Knotenlinien ausbilden sowie Gebiete mit entgegengesetzt orientierter Magnetisierungskomponente $m_z(\varphi)$. Durch die

Entstehung von Bereichen mit unterschiedlicher Polarität der dynamischen Magnetisierung m wird der magnetische Fluss lokal geschlossen und damit die magnetostatische Energie verringert. Das Kontrastprofil zeigt keine stehende Welle sondern eine im Uhrzeigersinn um den Probenmittelpunkt umlaufende Wellenbewegung. Die Existenz radialer Knotenlinien und die Wellenausbreitung entlang der statischen Magnetisierungsrichtung sind typisch für magnetostatische Spinwellen mit Backward-Volumencharakter (MSBVW, [205 Bue04, 118 Par05]). Im Gegensatz zu allen anderen Arten magnetostatischer Spinwellen, die positive Dispersion zeigen, weisen die BVSW eine negative Dispersion und damit negative Gruppengeschwindigkeiten auf.

Die räumlich ungleichmäßige Feldverteilung entlang der Probe, die infolge der Spulenöffnung und der exzentrischen Position der Probe in der Spulenwindung (vgl. Abbildung 4.6) entsteht, ist zum einen die Grundvoraussetzung für das Entstehen magnetostatischer Spinwellen [121 Wal57]. Zum anderen treibt sie die Wellenbewegung um den Mittelpunkt der Wirbelstruktur an. Das Kreisen der magnetostatischen Mode wird zudem durch das Vorhandensein des Wirbelkerns in der Probenmitte und durch die Kopplung seiner gyrotropen Bewegung an die magnetostatische Schwingung der kreisförmigen Domäne zusätzlich modifiziert [118 Par05].

Bemerkenswert ist, dass beim Vergleich der oberen und unteren Bildreihe der Abbildung 4.8 eine Kontrastumkehr im mittleren Bereich der Probe vor allem bei den Phasewinkeln 90° und 270° (d.h. bei den Extremwerten der Feldamplitude) zu beobachten ist. Eine solche Kontrastumkehr kann durch das Umklappen des magnetischen Wirbelkerns zustande kommen und wurde in der Literatur bereits derartig gedeutet [205 Bue04].

Ein Vergleich der Bilder zu den jeweils aufeinander folgenden Phasen in der Abbildung 4.8 ergibt nur für jedes zweite Bild einen signifikanten Informationsgewinn. Mit der Anregungsfrequenz von $f = 4,5$ GHz befindet man sich an der Grenze der erreichbaren Zeitauflösung an einem Speicherring der 3. Generation, die hauptsächlich durch die Breite der abtastenden Röntgenpulse und den Zeitjitter des Synchronisationselektronik gegeben ist und im *2-bunch*-Modus nominal ≈ 70 ps beträgt (vgl. Abschnitt 3.1.2). Dieser Wert wird unterboten weil die stroboskopische Mittelung den Einfluss des Zeitjitters verringert und sich eine resultierende Zeitauflösung von ca. 50 ps einstellt, die im Wesentlichen der zeitlichen Halbwertsbreite der beiden Elektronenpakete im Speicherring entspricht.

Zusammenfassung der Ergebnisse des Abschnitts 4.1.3

Bei diesem Experiment wurde eine azimutale magnetostatische Eigenmode in der dünnen, weichmagnetischen Wirbelstruktur ($D = 6 \mu\text{m}$, $d = 50 \text{ nm}$) in Abhängigkeit von der Frequenz, der Amplitude und der Phase des Anregungsfeldes untersucht. Durch Anregung mit hoher Feldamplitude ($B_0 \approx 16 \text{ mT}$) wurde bei der Frequenz von $f = 4,5 \text{ GHz}$ die maximale dynamische Auslenkung m_z einer zylindersymmetrischen stehenden Welle erzeugt. Diese Eigenschwingung besitzt in der Probenmitte keinen Knoten, sondern einen zum Wellenberg entgegengesetzt magnetisierten Bereich. Diese Beobachtung ist ein Indiz dafür, dass das Verhalten der Spinwellenanregung aufgrund der hohen Amplitude des Anregungsfeldes vom linearen abweicht.

Bei geringer Feldamplitude ($B_0 \approx 10 \text{ mT}$) wurde die Aufspaltung des Wellenbergs in Bereiche mit entgegengesetzt ausgerichteter dynamischer Magnetisierung m_z und die Ausbildung radialer Knotenlinien beobachtet. Entlang der statischen Magnetisierungsrichtung entsteht eine fortlaufende Wellenbewegung, die von der inhomogenen Feldverteilung der Mikrospule und der Präsenz eines magnetischen Wirbels in der Probenmitte induziert wird.

Die Magnetisierung im Bereich des Wirbelkerns wechselt periodisch ihr Vorzeichen innerhalb einer Zeit von $\approx 100 \text{ ps}$, was ein Zeichen für das Umklappen des Wirbelkerns ist. Wie die Experimente mit der gepulsten Anregung aus dem vorigen Abschnitt 4.1.2, suggeriert auch diese Messung, dass die Magnetisierung des Wirbelkerns auf der Zeitskala von 100 ps dynamisch mit senkrechten zeitabhängigen Magnetfeldern umgeklappt werden kann. Die dafür nötigen Feldamplituden liegen im Bereich von $10\text{-}30 \text{ mT}$.

4.2 Anregung in der Probenebene

Auch bei dieser Anregungsgeometrie wurden zunächst Experimente mit *gepulsten* Magnetfeldern durchgeführt. In den ersten beiden Unterabschnitten 4.2.1 und 4.2.2 werden diese Messungen vorgestellt. Durch gepulste Anregung gewonnen Kenntnisse zur Lage der Eigenfrequenzen der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns wurden in den darauffolgenden Experimenten mit der *hochfrequenten* Anregung gleicher Strukturen genutzt. Im Abschnitt 4.2.3 wird eine Reihe ausgewählter Messungen zur hochfrequenten Anregung der Domänenwände und des Magnetisierungswirbels vorgestellt. Es folgen im Abschnitt 4.2.4 lagenaufgelöste Messungen an gekoppelten Landastrukturen aus Py und Co.

Bei der Feldanregung parallel zur Probenebene darf ein qualitativ unterschiedliches dynamisches Verhalten als bei der senkrechten Anregung erwartet werden. Das in der Probenebene wirkende Magnetfeld kann größere Auslenkung der Magnetisierung in den dünnen weichmagnetischen Proben verursachen, da ihm kleinere Entmagnetisierungsfelder entgegenwirken (die beiden Entmagnetisierungsfaktoren für die Probenebene, N_x und N_y , sind deutlich kleiner als der senkrechte Entmagnetisierungsfaktor N_z). Messtechnisch kommt hinzu, dass weichmagnetische Mikrostrukturen einen geschlossenen magnetischen Fluss in der Probenebene bilden, wodurch stets eine Magnetisierungskomponente in Feldrichtung vorhanden ist, was wiederum zu stärkeren Messsignalen führt.

Um auch die in der Probenebene stattfindende Magnetisierungsdynamik mittels XMCD abbilden zu können, wurden bei dieser Anregungsgeometrie die Proben um 30° gegenüber der Transmissionsrichtung der Röntgenstrahlung gekippt. Die gemessene Projektion der Magnetisierung in Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung beträgt dann im statischen Fall $M_{30^\circ} = M \sin 30^\circ = M/2$ (vgl. Abbildung 3.11, S. 60). Bei der Messgeometrie mit geneigter Probe ist eine, insbesondere im dynamischen Fall vorhandene, senkrechte Magnetisierungskomponente nicht mehr eindeutig von der in der Probenebene liegenden dynamischen Magnetisierung zu unterscheiden.

4.2.1 Kontrastmuster der gyrotropen Wirbelbewegung

Bei meisten Abbildungen der Magnetisierungsdynamik, die im Verlauf dieser Arbeit angefertigt wurden, ist das differentielle Messverfahren verwendet worden. Bei gepulster Anregung wurde die Differenz zwischen Bildern mit jeweils positiver (I^+) und jeweils negativer Polarität

(Γ) des Anregungspulses gebildet und auf die transmittierte Gesamtintensität ($I^+ + \Gamma$) normiert. Im Falle kontinuierlicher, sinusförmiger Anregung wurde entsprechend die Differenz zwischen zwei Bildern gebildet, die einen relativen Phasenunterschied der Anregungsschwingung von 180° aufweisen. Die resultierende Intensität jedes Bildpunktes entspricht dem normierten differentiellen XMCD-Kontrast $c_{XMCD} = (I^+ - \Gamma)/(I^+ + \Gamma)$. Dieses Messverfahren ist nur auf die magnetodynamischen Messeffekte empfindlich und führt zu einer Verdoppelung des Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR). Während der Belichtungszeit wurden $\sim 10^6$ - 10^7 Einzelvorgänge pro Bildpunkt akkumuliert. Alle nichtmagnetischen Kontrastbeiträge sowie die nichtsynchrone magnetodynamischen Beiträge und Fluktuationen mitteln sich bei dieser Art der Messung weitgehend aus. Durch ein höheres SNR können die dynamischen Effekte schneller detektiert werden.

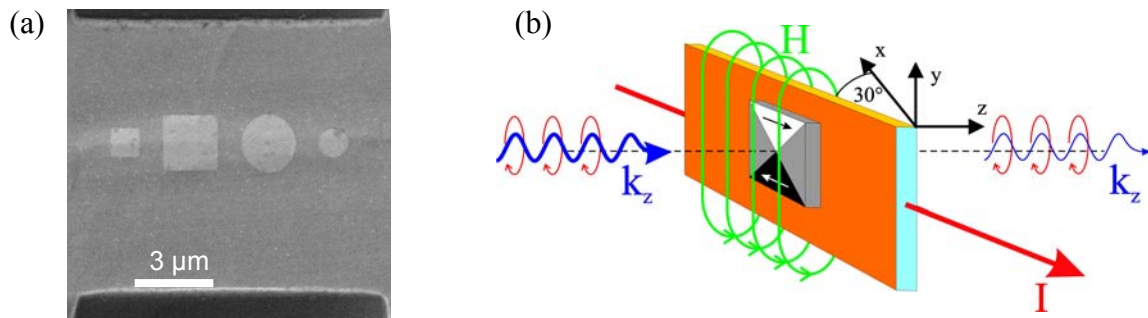


Abbildung 4.9: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme ferromagnetischer Elemente aus $Ni_{81}Fe_{19}$ auf einer $10\ \mu\text{m}$ breiten und $150\ \text{nm}$ dicken Streifenleitung [211 Rott03]. Links befinden sich zwei quadratische Landaustrukturen mit Kantenlängen $1\ \mu\text{m}$ und $2\ \mu\text{m}$ und rechts zwei kreisförmige Wirbelstrukturen mit Durchmessern $2\ \mu\text{m}$ und $1\ \mu\text{m}$. Die Probendicke beträgt $50\ \text{nm}$. (b) Schematische Darstellung der magnetischen Abbildung: Eine Projektion der in der Probenebene liegenden Magnetisierung auf die Ausbreitungsrichtung zirkular polarisierter Strahlung wird erreicht, indem die Mikrostreifenleitung um 30° gegenüber der zur Strahlrichtung senkrechten Ebene geneigt ist. Zur Anregung der Magnetisierungsdynamik werden kurze Strompulse mit der Amplitude $I_p = 210\ \text{mA}$ in die Mikrostreifenleitung eingeprägt, wodurch am Ort der Proben ein sehr homogenes, parallel zur Probenebene gerichtetes Magnetfeld induziert wird. Die zeitlichen Pulsparameter sind $t_a = 100\ \text{ps}$, $T_p = 400\ \text{ps}$, $t_f = 150\ \text{ps}$ und die Pulsamplitude beträgt $\mu_0 H_0 \approx 13,2\ \text{mT}$.

Aufgrund der symmetrischen Probenform und der daraus folgenden Symmetrie der Magnetisierungsverteilung entstehen durch die oben beschriebene Differenzbildung und Normierung charakteristische dynamische Kontraste. Diese *differentiellen Kontrastmuster* der quadratischen Landau- bzw. der kreisförmigen Wirbelstruktur spielen eine wichtige Rolle sowohl während den Messung selbst als auch bei der Interpretation der Messergebnisse. Ihre Entste-

lung und Deutung soll am Beispiel der ersten Testmessung mit gepulster Anregung in der Probenebene diskutiert werden. Während dieses Experiments wurden die differentiellen Kontrastmuster erstmals aufgenommen. Rasterelektronenmikroskopisches Bild der vier ferromagnetischen Elemente aus Py, an denen diese Messung durchgeführt wurde, ist in der Abbildung 4.9 (a) zu sehen. Die verwendete Anregungs- und Messgeometrie zeigt die Skizze in der Abbildung 4.9 (b).

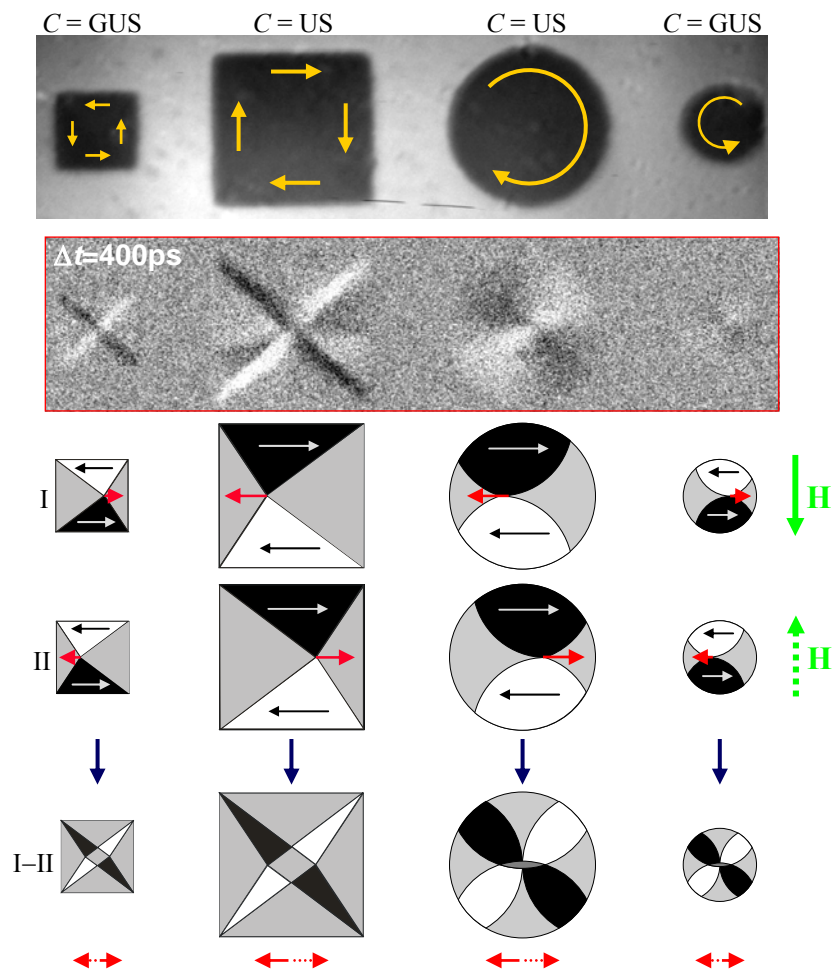


Abbildung 4.10: Die Illustration der Entstehung differentieller XMCD-Kontrastmuster: Das oberste röntgenmikroskopische Bild zeigt, durch Pfeile verdeutlicht, die statische Magnetisierungszirkulation C in den Proben. Das Bild wurde an der L_3 -Absorptionskante des Fe (706 eV) mit RZP-Strahlung aufgenommen. Im differentiellen Bild zur relativen Verzögerungszeit $\Delta t = 400 \text{ ps}$ zwischen Anregung und Abtastung sind nur die magnetodynamischen Effekte sichtbar. Bei der differentiellen Messung ist der erste Anregungspuls H nach unten gerichtet und der zweite mit gleicher Amplitude nach oben. Abhängig von der statischen Domänenkonfiguration erfolgt die Auslenkung jeweils nach links bzw. nach rechts, wie Skizzen I und II verdeutlichen. Es werden hauptsächlich die in Feldrichtung vorteilhaft ausgerichteten Probenbereiche auf Kosten der ungünstig ausgerichteten vergrößert. Die Bilderzeile I – II zeigt die Skizzen der typischen Kontrastmuster dieser Bewegung.

Das Zustandekommen der *X-förmigen* Kontrastmuster kann der Abbildung 4.10 entnommen werden. Die Momentaufnahme der dynamischen Magnetisierung von allen vier Strukturen zur relativen Verzögerungszeit $\Delta t = 400$ ps ist in der zweiten Reihe dieser Abbildung gezeigt. Infolge der Drehung und der Präzession der Magnetisierung heben sich die Proben vom Hintergrund ab. Der differentielle Kontrast zeigt eine ausgeprägte Verbreiterung und Verbiegung der Domänenwände in den beiden Landaukonfigurationen. Die Magnetisierung der beiden Wirbelstrukturen wird stark in der Probenebene gedreht. Während dieser Messung abgebildetes dynamisches Verhalten der beiden Landaustrukturen wird ausführlich im nächsten Abschnitt 4.2.2 besprochen.

Die Interpretation dieser differentiellen Bilder soll hier für den Fall der quadratischen Landaustruktur beschrieben werden und gilt analog für die kreisförmige Wirbelstruktur. Bei der Messgeometrie mit geneigter und horizontal verlaufender Streifenleitung (vgl. Abbildung 4.9 (b)) besitzen nur die obere und die untere horizontal ausgerichtete Domäne eine Projektion auf die Ausbreitungsrichtung der polarisierten Röntgenstrahlung und liefern damit einen Beitrag zum XMCD-Kontrast. Wegen der entgegengesetzten Magnetisierungsrichtung dieser beiden Domänen ist ihr Kontrast hell bzw. dunkel. Die beiden seitlichen Domänen liegen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung und erzeugen nur nichtmagnetischen, grauen Absorptionskontrast. Werden die verschiedenen magnetischen Bereiche, infolge der Auslenkung durch das äußere Magnetfeld bzw. im Verlauf der abklingenden gyrotropen Bewegung des Magnetisierungswirbels nach der gepulsten Anregung vergrößert oder verkleinert, ändern sich entsprechend auch die resultierenden Kontrastbeiträge. Durch die Differenzbildung zwischen den jeweils um 180° phasenverschobenen Bildern der gyrotropen Bewegung und Normierung auf die gesamte transmittierte Intensität ergeben sich die in der Abbildung 4.11 dargestellten Kontrastmuster rechteckiger und kreisförmiger Proben. Im Differenzbild ($I - II$) erscheint eine dunkle ($I_{\text{dunkel}} - II_{\text{hell}}$, $I_{\text{grau}} - II_{\text{hell}}$) oder eine helle Intensität ($I_{\text{hell}} - II_{\text{dunkel}}$, $I_{\text{grau}} - II_{\text{dunkel}}$) nur in den Probenbereichen, in denen auch dynamische Änderungen stattfinden. Die nichtdynamischen Intensitätsbeiträge werden durch die Differenzbildung eliminiert.

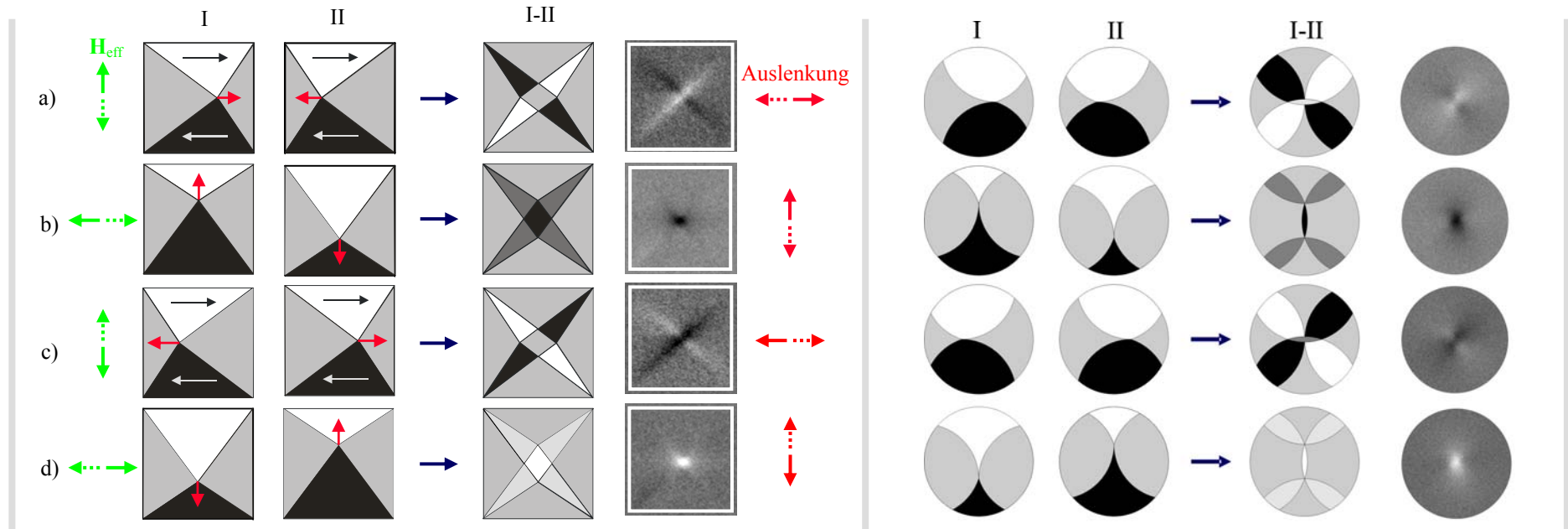


Abbildung 4.11: Die Interpretation der charakteristischen differentiellen Kontrastmuster der quadratischen Landaustruktur (die vier linken Spalten) bzw. der kreisförmigen Wirbelstruktur (die vier rechten Spalten): Die Auslenkung des Wirbelkerns und der Domänenwände bei der Landaustruktur entsteht durch ein in der Probenebene wirkendes Magnetfeld. Aufgrund der Symmetrie der Domänenkonfiguration und der Topologie des Magnetisierungswirbels erfolgt die Auslenkung hauptsächlich senkrecht zum Magnetfeld. Im vorliegenden Fall ist die Magnetisierung des in der Probenmitte liegenden Wirbelkerns (WK) aus der Probenebene nach oben gerichtet. Das Differenzbild (I – II) wird aus zwei Bildern mit jeweils positiver (I) und negativer (II) Polarität des Anregungspulses erzeugt bzw., im Falle kontinuierlicher, sinusförmiger Anregung, als Differenz zwischen zwei Bildern mit einer relativen Phasenverschiebung von jeweils 180° . Differentielle Bilder erlauben den Nachweis der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns sowie die Ermittlung ihres Drehsinns und ihrer Phasenwinkel. Die Magnetisierungszirkulation um den WK und der Drehsinn der gyrotropen Bewegung bestimmen die Händigkeit des Magnetisierungswirbels. Aus der Kenntnis der Händigkeit lässt sich auch die Ausrichtung der WK-Polarität ($p = \pm 1$) eindeutig bestimmen.

Aus der eindeutigen Zuordnung und der Reihenfolge der differentiellen Kontrastmuster lassen sich auch die Phasenwinkel und der Drehsinn der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns (WK) zweifelsfrei ermitteln. Dabei wechseln sich *punktförmige*³² und *X-förmige* Kontrastmuster mit unterschiedlichen hellen und/oder dunklen Kontrastbeiträgen stets ab. Die Reihenfolge der Kontrastmuster der Landastruktur in der Abbildung 4.11 (der X-förmige Kontrast hell-dunkel, ein dunkler Punkt, der X-förmige Kontrast dunkel-hell, ein heller Punkt) entspricht der gyrotropen Bewegung des WK entgegen dem Uhrzeigersinn (GUS), die hier in Phasenwinkeln $\Delta\varphi = 90^\circ$ aufgelöst wurde.

Weil der Drehsinn des Magnetisierungswirbels eindeutig mit seiner Händigkeit (der Kombination aus der Magnetisierungszirkulation in der Probenebene $C = \text{GUS}$ oder US , und der WK-Polarität $p = \pm 1$, vgl. Abbildung 2.9, S. 27) verknüpft ist und da die Magnetisierungszirkulation C aus dem statischen XMCD-Kontrast bestimmt werden kann (vgl. Abbildung 4.10), lässt sich aus dem Drehsinn und der Zirkulation auch die Polarität des WK bestimmen.

Im nächsten Abschnitt 4.2.2 wird gezeigt, dass der differentielle Kontrast die innerhalb der räumlichen und zeitlichen Auflösung stroboskopisch gemittelte lokale Präzession in den Domänenwänden der Landastruktur repräsentiert. Dieser Intensitätsbeitrag erlaubt quantitative Aussagen über die Auslenkung der Domänenwände und des magnetischen Wirbelkerns (die tatsächliche Auslenkung entspricht der Hälfte der differentiellen Auslenkung im jeweiligen Bild). Mit der genauen Kenntnis der Auslenkung lassen sich im Rahmen der Messgenauigkeit die lokalen Präzessionsfrequenzen und die Bewegungsgeschwindigkeiten der Domänenwände ermitteln. Insbesondere ist auch die Bestimmung der Bahnkurve und der Geschwindigkeit des Wirbelkerns während seiner gyotropen Translationsbewegung um die Gleichgewichtslage möglich.

³² Wie in den Skizzen der differentiellen Bilder in der Abbildung 4.11 angedeutet ist, sind die punktförmigen Kontrastmuster tatsächlich auch X-förmig. Sie besitzen jedoch ausschließlich nur hellen oder dunklen Intensitätsbeitrag. Durch die Bewegung des Wirbelkerns *oben-unten* entsteht bei der vorliegenden Messgeometrie (geneigte, horizontal verlaufende Streifenleitung) ein im Vergleich zur Bewegung *links-rechts* zweifacher Kontrastbeitrag in der Mitte des differentiellen Bildes. Infolge der Skalierung des Graustufenkontrastes sind in differentiellen Bildern mit intensiven *punktförmigen* Kontrastmustern in der Bildmitte die X-förmigen Kontrastbeiträge der Domänenwandbewegung nicht deutlich erkennbar. Deswegen werden ausschließlich die Muster mit entgegengesetzten Kontrastbeiträgen entlang der beiden Diagonalen einer Landastruktur als *X-förmig* bezeichnet.

4.2.2 Gepulste Anregung der gyrotropen Bewegung in Landaustrukturen

Das dynamische Verhalten der beiden 50 nm dicken Landaustrukturen mit den lateralen Abmessungen $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ und $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ (vgl. Abbildung 4.9, S. 105) bei gepulster Feldanregung parallel zur Probenoberfläche wird in diesem Abschnitt dargestellt. Diese Ergebnisse werden ausführlich besprochen, weil sie das Schlüsselexperiment dieser Arbeit darstellen und von hoher Relevanz für alle restlichen Messungen sind.

Die Abbildung 4.12 zeigt die Sequenz von ausgewählten ortsaufgelösten Momentaufnahmen der Magnetisierungsdynamik in beiden Landaustrukturen während und nach der Anregung. Für die Interpretation der dargestellten Dynamik ist zunächst die Kenntnis der Gleichgewichtskonfiguration wichtig. Die Projektionen der statischen Magnetisierung der oberen und der unteren Abschlussdomäne beider Landaustrukturen sind durch einen jeweils leicht helleren oder dunkleren Kontrastbeitrag im ersten Bild der Abbildung 4.12 erkennbar. Die statische Magnetisierungsverteilung der Landaukonfiguration ist gekennzeichnet durch die unterschiedliche Anordnung der magnetischen Momente in ihren Substrukturen. Die daraus resultierenden lokal unterschiedlichen effektiven Magnetfelder \mathbf{H}_{eff} haben ein grundsätzlich anderes Verhalten der Domänen, der Néelwände und des Magnetisierungswirbels bei äußerer Anregung zur Folge. Die lokale dynamische Reaktion der Magnetisierung wird durch die komplexe und kombinierte Wirkung des externen zeitabhängigen Feldpulses \mathbf{H} mit den zeitabhängigen inneren Magnetfeldern bestimmt. In diesem konkreten Fall ist neben der kurzen Anstiegszeit ($t_a = 150 \text{ ps}$) des äußeren Magnetfeldpulses auch seine Amplitude relativ groß ($\mu_0 H_0 \approx 13,2 \text{ mT}$), so dass nicht nur schnelle Magnetisierungspräzession mit kleinen Auslenkungswinkeln, sondern auch lokale Drehprozesse und nichtlineare dynamische Vorgänge angeregt werden. Der starke und breitbandige Puls versetzt die gesamte Probe in einen Ungleichgewichtszustand. Die wichtigsten Aspekte der in Abbildung 4.12 dargestellten, an Details reichhaltigen dynamischen Reaktion der drei magnetischen Substrukturen der Landaukonfiguration – der dreieckigen Abschlussdomänen, der Domänenwände sowie des Magnetisierungswirbels in der Probenmitte – sollen im Folgenden getrennt und in erster Linie qualitativ diskutiert werden.

Dynamik der Domänenwände (DW)

Das erste differentielle Bild ($\Delta t = 0 \text{ ps}$) zeigt die Proben unmittelbar beim Einschalten des Magnetfeldpulses. Bei genauer Bildauswertung kann nur eine leichte, unmittelbar einsetzende Auslenkung der Domänenwände identifiziert werden.

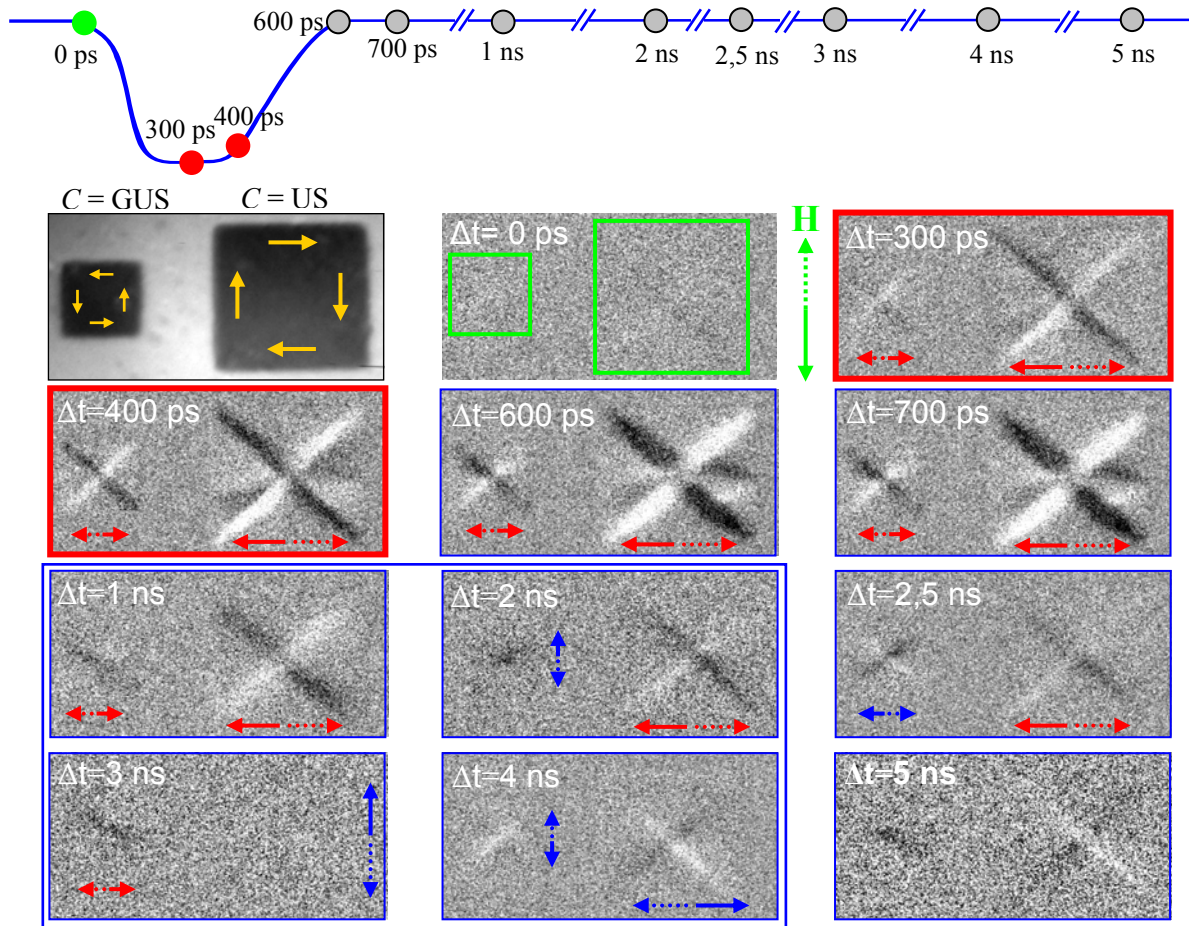


Abbildung 4.12: Erstes Bild oben links zeigt die Ausrichtung der Domänen in den beiden 50 nm dicken Landaustrukturen mit lateralen Abmessungen $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ und $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$. Die Pfeile verdeutlichen unterschiedliche Magnetisierungszirkulation C der Proben. Das nächste Bild zu $\Delta t = 0 \text{ ps}$ wurde beim Eintreffen des Magnetfeldpulses ($t_a = 100 \text{ ps}$, $T_p = 400 \text{ ps}$, $t_f = 150 \text{ ps}$, $\mu_0 H_0 \approx 13,2 \text{ mT}$) aufgenommen. Die Lage der Proben ist durch grüne Rahmen angedeutet. Es folgen zwei rot eingerahmte Bilder ($\Delta t = 300 \text{ ps}$ und 400 ps), die während der Pulsdauer aufgenommen wurden. Mit einem Transfer-Relais wurde die Strom- und damit auch die Feldrichtung im 3-s-Takt geändert. Alle differentiellen Bilder sind durch das Abziehen eines Bildes mit dem Puls nach unten gerichtet, vom komplementären Bild mit dem Puls nach oben gebildet worden. Der überwiegende Bewegungsverlauf der DW und des WK ist durch rote und blaue Pfeile gekennzeichnet. Die Bilder nach der zweiten Pulsflanke bei $\Delta t = 600 \text{ ps}$ und 700 ps zeigen eine Erhöhung der DW-Auslenkung sowie transiente Magnetisierungsrotation in seitlichen Domänen vor allem in der großen Probe. Ab dem Bild zu $\Delta t = 1 \text{ ns}$ wird ein starker Kontrastverlust registriert. Trotzdem ist in weiteren Aufnahmen eine gyrotrope WK-Bewegung in beiden Proben erkennbar. Der Vergleich der blau umrahmten Bildpaare ($\Delta t = 1 \text{ ns}$ und 3 ns sowie $\Delta t = 2 \text{ ns}$ und 4 ns) zeigt, dass sich der WK in der kleinen Probe etwa zweimal so schnell dreht, wie der in der großen Probe. Der Drehsinn dieser Bewegung ist in den beiden Proben entgegengesetzt: in der kleinen im GUS, in der großen Probe im US und stimmt mit der Zirkulation C überein. Die Polarität des WK in der kleinen Probe ist $p = +1$ und in der großen $p = -1$. Beide WK sind rechtshändig (RH).

Trotz der recht komplizierten magnetostatischen Ausgangskonfiguration der Landastruktur und der hohen Feldamplitude wurde beim Anlegen des Feldpulses eine hochgradig reproduzierbare Magnetisierungsdynamik in beiden Proben gemessen. Das differentielle Bild zu $\Delta t = 300$ ps wurde während des Pulsplateaus aufgenommen. Der Feldpuls bewirkt eine Drehung der Magnetisierung in allen vier Domänen. Dadurch heben sich die Proben deutlich vom Hintergrund ab. Der intensivste Kontrastbeitrag kommt von der DW-Dynamik. Das in der Probenebene wirkende Magnetfeld dringt in die jeweils parallel orientierte seitliche Domäne ein und vergrößert diese auf Kosten der anderen antiparallel ausgerichteten Domäne. Das führt zur Auslenkung der angrenzenden DW und des Wirbelkerns (WK) senkrecht zur Feldrichtung, nach links bzw. rechts, wodurch *X-förmige* Kontrastmuster entstehen. Die inhomogen magnetisierten DW bewegen sich weitgehend wie eigenständige mikromagnetische Objekte. Die Breite statischer Néelwände in Py ist von der Größenordnung der Austauschlänge l_D , (vgl. Gl. (2.3), S. 10) und abhängig von der Probendicke. Sie besitzen den Charakter magnetischer Linienladungen wodurch sie magnetostatisch wechselwirken. Im Falle der quadratischen Landastruktur sind zudem die vier DW durch den magnetischen Wirbel in der Probenmitte miteinander verbunden. Die Bewegungen der DW und des Magnetisierungswirbels erfolgen daher stark aneinander gekoppelt.

Aus der statischen Magnetisierungskonfiguration beider Proben und dem resultierenden dynamischen Kontrast lässt sich die tatsächliche Richtung der DW-Bewegung ermitteln: Die DW der kleinen Probe bewegen sich zunächst nach rechts und die der großen nach links. Mittlere Auslenkung ist in der größeren Probe stärker und beträgt in 300 ps etwa 160 nm, was DW-Geschwindigkeiten von $v_{DW} \approx 500$ m/s entspricht. Bei so hohen Geschwindigkeiten befinden sich die DW im nichtlinearen Bewegungsmodus, in dem sich lokal in den Néelwänden Verwirbelungen (Wirbel und Antiwirbel) bilden können. Das ist in Übereinstimmung mit der Amplitude des Feldpulses (≈ 13 mT), die über der Grenzfeldstärke von einigen mT liegt, welche in Py für den Übergang zur nichtlinearen DW-Dynamik erforderlich ist [65 Hay07].

Das äußere Magnetfeld wirkt aber auch direkt mit dem Drehmoment $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$ auf die magnetischen Momente der DW und des WK. Durch die stroboskopische Mittelung wird jedoch nur der mittlere Drehwinkel der DW-Präzession im Zeitintervall von ≈ 70 ps (= zeitliche Breite der Röntgenpulse) gemessen. Wegen der hier vorliegenden Anregung in der Probenebene und der Abbildung unter 30° ist der differentielle Kontrast dieser Bewegung deutlicher sichtbar als bei der senkrechten Anregung und Belichtung (vgl. Abbildung 4.2, S. 91). In den Bildern der größeren Probe ist deutlich erkennbar, dass sich die DW verbiegen. Diese Biegung entsteht

zum einen durch das Drehmoment des magnetischen Feldpulses und zum anderen werden dadurch die dynamischen Streufelder verringert, die von der zur DW senkrechten Magnetisierungs-komponente stammen [138 Arg84]. Ein weiterer Grund für die DW-Biegung ist, dass die Magnetisierung in und um den Wirbelkern dem Feldpuls nicht so schnell folgen kann, wie der mittlere Teil der DW [105 Chu05]. Mit der Verbiegung geht auch eine Verbreiterung der DW infolge der Pulsanregung einher [136 Raa05].

Während des Pulsplateaus zur Verzögerungszeit $\Delta t = 400$ ps werden die bereits im Bild zur $\Delta t = 300$ ps beobachteten dynamischen Effekte noch deutlicher. Die DW verbiegen sich weiter, ihre Auslenkung bleibt aber annähernd gleich. In den linken und rechten seitlichen Domänen sind deutliche Anzeichen für die Drehung der Magnetisierung in der Probenebene erkennbar.

Die Bilder zu den Zeiten $\Delta t = 600$ ps und 700 ps wurden nach der abfallenden Pulsflanke aufgenommen. Die zweite Flanke regt eine dynamische Magnetisierungsverteilung an, die sich erkennbar im Ungleichgewicht befindet. Im Gegensatz zur Anregung der kreisförmigen Wirbelstruktur mit senkrechten Pulsfeldern (vgl. Abschnitt 4.1.2), bei der die fallende Pulsflanke die zeitweilig lokal entstandene Magnetisierungskonfiguration in der Probenmitte aufgelöst hat (vgl. Abbildung 4.4, S. 95), wirkt in diesem Fall die zweite Flanke konstruktiv und verstärkt die dynamische Reaktion. Die DW werden weiter ausgelenkt (der relative Zuwachs der DW-Geschwindigkeit in der größeren Probe beträgt ≈ 250 m/s).

In weiteren Aufnahmen der Bildreihe ist erkennbar, dass die X-förmigen Kontrastmuster schmaler werden und ihr Vorzeichen ändern (die Kontrastumkehr). Dieses Verhalten entspricht einer abklingenden Schwingung der DW, ähnlich wie bei einer elastischen Seite. Durch den Vergleich der Bilder beider Proben zu den Zeiten $\Delta t = 1$ ns und 5 ns ist erkennbar, dass in diesem Intervall die DW in der kleinen Probe eine ganze Schwingung ausführen (die Schwingungsperiode $T_{DW1} \approx 4$ ns), wobei gleichzeitig die DW der großen Probe nur eine halbe Schwingung vollziehen (die halbe Schwingungsperiode $T_{DW2}/2 \approx 4$ ns).

Transiente dynamische Magnetisierungskonfigurationen

Bereits zur Verzögerungszeit $\Delta t = 300$ ps bewirkt der magnetische Feldpuls eine *inhomogene Rotation* der Magnetisierung in den vertikalen Domänen der Landaustukturen. Zur $\Delta t = 400$ ps kommt diese Rotation als ein deutliches hell-dunkles Kontrastprofil in seitlichen Domänen zum Vorschein. Die Drehung der magnetischen Momente erfolgt lokal hochgradig reproduzierbar. Die Abfallende zweite Pulsflanke verstärkt diese Drehung und die transiente

Magnetisierungskonfiguration bildet sich noch weiter aus, was in der Momentaufnahme zur $\Delta t = 600$ ps und 700 ps zu sehen ist.

Die Keime für die auftretenden Drehprozesse entstehen aufgrund der für polykristalline Proben Py typischen Restwelligkeit des Magnetisierungsriffels [93 Met61, 101 Fel63]. Die Proben sind polykristallin wodurch die Magnetisierung der dreieckigen Domänen nicht streng homogen ist. Wegen der lokal um kleine Winkel abweichenden Ausrichtung der Magnetisierung einzelner Kristallite entstehen leichte Magnetisierungsschwankungen.

Weitere Aufnahmen zeigen eine signifikante Änderung des dynamischen Verhaltens, die zunächst bei $\Delta t = 1$ ns registriert wird. Es kommt zur abrupten Auflösung der temporären Kontrastmuster in den seitlichen Domänen der großen Landastruktur und zum deutlichen Kontrastverlust, der auch für alle restlichen Momentaufnahmen der Bildsequenz charakteristisch ist. Beide Beobachtungen lassen auf unsynchronisierte Schaltvorgänge schließen. Die Entstehung der zeitweiligen Kontrastmuster in den seitlichen Domänen sowie in der direkten röntgenmikroskopischen Aufnahme zur $\Delta t = 1$ ns auftretende bemerkenswerte dynamische Wellenstruktur, die sich über die gesamte Probe erstreckt, sind in der Abbildung 4.13 dargestellt.

Charakteristisch für die zeitweilig entstandenen alternierend geneigten Magnetisierungsverteilungen ist, dass sie durch magnetische Streufelder stabilisiert werden. Zwischen den einzelnen drehenden Bereichen bilden sich Kleinwinkeldomänenwände sowie kurze Stachelwände [105 Chu05]. Die so entstehenden Wirbel-Antiwirbel-Paare können den ursprünglichen WK ummagnetisieren. Solche unsynchron ablaufenden Prozesse sind für den starken Kontrastverlust verantwortlich. Die Ausbildung transienter magnetischer Strukturen, die sich auf einer Zeitskala von einigen 100 ps auflösen, wurde bereits in ähnlichen Proben beobachtet und in der Literatur dokumentiert [105 Chu05, Schn04].

Die Momentaufnahmen $\Delta t = 600$ ps und 700 ps zeigen eine fast identische dynamische Magnetisierung, was darauf hindeutet, dass sich die hier gemessenen magnetodynamischen Vorgänge auf der Zeitskala von 100 ps nicht wesentlich ändern. Beide Pulsflanken besitzen allerdings eine ausreichende Bandbreite (~ 2 -3 GHz), um in der oberen und unteren Domäne der Landastruktur, auf die der Feldpuls mit maximalem Drehmoment $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$ wirkt, die schnelle Präzession der Magnetisierung anzuregen [114 Par03, 136 Raa05]. Da diese beiden Domänen antiparallel zueinander ausgerichtet sind, wird ihre Magnetisierung zunächst in entgegengesetzte Richtungen aus der Probenebene ausgelenkt. Diese kleinen Präzessionsauslenkungen

liefern aber bei dieser Messung einen geringen Intensitätsbeitrag und werden weitgehend von den deutlich größeren Messeffekten der Drehung der Magnetisierung in der Probenebene und der Bewegung der DW überlagert³³.

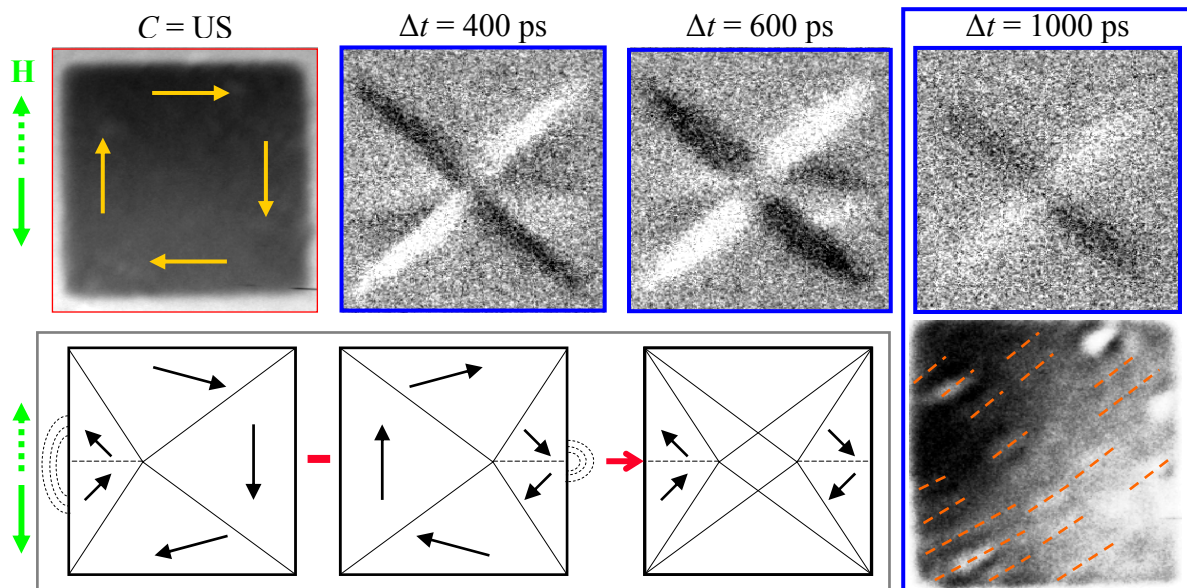


Abbildung 4.13: Das Zustandekommen transienter Kontrastmuster in seitlichen Domänen der 50 nm dicken und $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ großen Py-Landastruktur zu den Verzögerungszeiten $\Delta t = 400$ ps und 600 ps wird verdeutlicht durch die Skizzen der Auslenkung magnetischer Momente in den einzelnen Domänen: Der Magnetfeldpuls \mathbf{H} wirkt zunächst nach unten und vergrößert die rechte seitliche Domäne. Auf die linke Domäne wirkt dieser Puls antiparallel und dreht die magnetischen Momente abwechselnd nach links und rechts. Derartige inhomogene Rotation entsteht aufgrund lokaler Schwankungen der Magnetisierungsrichtung in der polykristallinen Probe und wird durch das senkrechte Entmagnetisierungsfeld begünstigt. Gestrichelt wird der nach oben gerichtete Puls \mathbf{H} skizziert. Er wirkt in gleicher Weise jedoch wechseln die beiden seitlichen Domänen ihre Rollen. Die transiente Magnetisierungskonfiguration, die für den Kontrastbeitrag der seitlichen Domänen verantwortlich ist, wird in der resultierenden Skizze dargestellt. Blau eingerahmt wurde ein differentielles und ein zur Differenzbildung verwendetes Einzelbild zum Zeitpunkt $\Delta t = 1$ ns. Der starke Kontrastverlust, der auf unsynchronisiert ablaufende Vorgänge schließen lässt, wird auch von der Ausbildung einer wellenartigen Struktur in der gesamten Probe begleitet. In der röntgenmikroskopischen Aufnahme wurden die hellen Wellenberge durch gestrichelte Linien verdeutlicht. Diese Struktur, die bei beiden Pulspolaritäten reproduzierbar in gleicher Weise auftritt besitzt eine Wellenlänge (der mittlere Abstand zwischen benachbarten Auswölbungen) von ≈ 250 nm.

³³ Alle Bilder wurden auf den gleichen Kontrast skaliert, so dass die kleinen Beiträge der hochfrequenten Magnetisierungspräzession darin nicht erkennbar sind. Diese Beiträge können über ihre typischen Frequenzanteile mittels Fourier-Transformation der Impulsantwort und der Filterung in der Frequenzdomäne identifiziert werden [136 Raa05]. Das schnelle Abklingen der Impulsantwort nach etwa 6-8 ns und die auf ≈ 100 ps begrenzte Zeitauflösung verhindern jedoch im vorliegenden Fall eine aussagekräftige Fourier-Analyse.

Das besondere an den transienten Magnetisierungskonfigurationen ist, dass sie mit den Stachelwänden vergleichbar sind, d.h. sie beinhalten Wirbel-Antiwirbel-Paare [Chu05]. Zur Verzögerungszeit $\Delta t = 1000$ ps hat sich diese Struktur wieder aufgelöst, d.h. die Wirbel und Antiwirbel haben sich gegenseitig ausgelöscht. Die Antiwirbel einer solchen transienten Stachelwand können jedoch auch den ursprünglichen Wirbelkern der Landaustuktur umschalten. Derartiges Schalten führt zur Umkehr des Drehsinns der kreiselnden Bewegung des Wirbels in der Probenebene. Die unsynchronisierten Schaltvorgänge erklären den starken Verlust des resultierenden Kontrasts bei den Verzögerungszeiten nach $\Delta t = 700$ ps in der Abb. 4.12 sowie das schnelle Abklingen der Magnetisierungsdynamik im Vergleich zu ähnlichen Experimenten bekannt aus der Literatur [114 Par03, 52 Cho04].

Gyrotrope Bewegung des Wirbelkerns (WK)

In den Bildern bis zur $\Delta t = 1$ ns kann noch keine eindeutige Richtung der gyotropen Bewegung des WK identifiziert werden. Deswegen ist es zunächst auch nicht möglich die Ausrichtung des WK aus den Händigkeiten der Landaustrukturen zu ermitteln. Mit der hohen Pulsamplitude erzwungene Translationsbewegung der DW in beiden Proben verläuft bis zu dieser Verzögerungszeit hauptsächlich links-rechts. Ein synchronisiert alternierendes Schalten des Wirbelkerns bei jedem Feldpuls würde bei dieser stroboskopischen Messung auch eine resultierende lineare Bewegung links-rechts ergeben, weil sich die gyotropen Auslenkungen nach oben und unten im Mittel kompensieren (vgl. z.B. [216 Neu05]). Obwohl nicht ausgeschlossen werden kann, dass es auch hier zum derartigen Schalten kommt, dominieren die Bewegung der DW und die lokale Magnetisierungsdrehung in den seitlichen Domänen die Reaktion der Probe bis $\Delta t = 1$ ns, so dass über das tatsächliche Verhalten des WK schwer Aussagen gemacht werden können. Zudem erscheint in den Momentaufnahmen bis $\Delta t \leq 1$ ns der Bereich um den WK eher diffus und verschmiert.

Erst die Bilder zu den Verzögerungszeiten $\Delta t = 2$ ns, 2,5 ns, 3 ns, 4 ns und 5 ns, zeigen, trotz des geringeren Kontrasts, eine eindeutige Signatur der gyotropen Bewegung des magnetischen WK in beiden Landaustrukturen (vgl. Abbildung 4.14). Der WK, der durch den Feldpuls aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt wurde, führt aufgrund seiner Topologie diese Bewegung aus. Wie die Änderungen der Kontrastmuster in der Abbildung 4.14 zeigen ist die Resonanzfrequenz der gyotropen Bewegung des WK von der Größe der beiden Landaustrukturen abhängig. Der WK in der kleinen Probe bewegt sich etwa zweimal so schnell, wie der in der großen Probe. Außerdem ist die Auslenkung des WK in der kleinen Probe etwas kleiner

als in der großen. Dieses Verhalten stimmt qualitativ mit den theoretischen Voraussagen für die Eigenfrequenz der WK-Bewegung [51 Gus02, 115 Iva04] bzw. mit den experimentellen Ergebnissen von Park et al. [114 Par03] und Choe et al. [52 Cho04] überein. Demnach wird die Resonanzfrequenz durch magnetostatische Felder bestimmt und hängt somit hauptsächlich von der Probengröße ab.

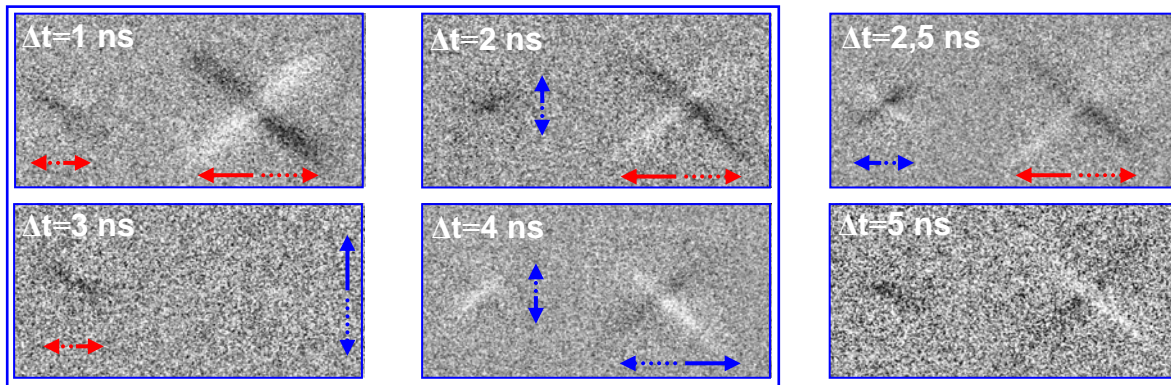


Abbildung 4.14: Gyrotrope Bewegung des magnetischen WK kann durch die Abwechslung von X-förmigen und punktförmigen Kontrastmustern verifiziert werden. Der Vergleich blau eingerahmter Bilderpaare bei $\Delta t = 1$ ns und 3 ns sowie bei $\Delta t = 2$ ns und 4 ns zeigt, dass die halbe Periode der gyrotropen Bewegung in der kleinen Probe ≈ 2 ns beträgt und in der großen ≈ 4 ns, was den Eigenfrequenzen von ≈ 250 MHz und ≈ 125 MHz entspricht.

Genauere Aussage über die Eigenfrequenz der gyrotropen Bewegung des WK kann jedoch anhand dieses Experiments nicht gemacht werden. Der Grund dafür liegt vor allem darin, dass die Magnetisierungsdynamik während und unmittelbar nach dem starken Feldpuls ($\Delta t < 1$ ns) durch nichtlineare Dreh- und Schaltprozesse geprägt ist und erst danach ($\Delta t > 1$ ns) ein annähernd lineares Verhalten beobachtet werden kann. Die transienten Ereignisse während und unmittelbar nach dem Feldpuls verhindern die exakte zeitliche Bestimmung des Einsetzens der gyrotropen Bewegung. Diese Dreh- und Schaltvorgänge sind auch der wesentliche Grund, dass die Magnetisierungsdynamik nach $\approx 6-8$ ns relativ schnell abklingt (im Vergleich zu einigen Messungen in der Literatur [114 Par03, 136 Raa05], die mit kleineren Amplituden der Anregungsfelder durchgeführt wurden). Die transienten Prozesse können auch als Beispiel der „extrinsischen Dämpfung“ aufgefasst werden. Erst durch die Nutzung von zeitlich und lateral hochauflösender Mikroskopieverfahren können die tatsächlichen Ursachen dieser „Dämpfung“ – nämlich die auf 100 nm Längenskala stattfindenden Drehprozesse, die Ausbildung von transients Domänen und ihre anschließenden Auflösung – identifiziert werden.

Zusammenfassung der Ergebnisse des Abschnitts 4.2.2

Der vergleichsweise starke in der Probenebene wirkende Feldpuls ($\mu_0 H_0 = 13,2$ mT) ruft zunächst eine deutliche Auslenkung der DW hervor und verursacht inhomogene Rotation der Magnetisierung in den antiparallel ausgerichteten seitlichen Domänen. Die DW erreichen Geschwindigkeiten von $v_{DW} \approx 500$ m/s.

In den zur Feldrichtung antiparallel orientierten Domänen kommt es zur lokalen Drehung der Magnetisierung. Temporär bilden sich symmetrische und reproduzierbare Magnetisierungskonfigurationen in den seitlichen Domänen aus, die plötzlich durch abrupt und unsynchron ablaufende Vorgänge aufgelöst werden. Zeitgleich entsteht eine wellenförmige Feinstruktur in der gesamten Probe.

Erst nach den transienten Prozessen ($\Delta t > 1$ ns) lassen sich die gyrotrope Bewegung des WK und ihre Drehrichtung bestimmen. Die resultierende Dynamik entspricht in diesem zeitlichen Bereich der theoretisch zu erwartenden kreiselnden Translationsbewegung des WK in der Probenebene, die aufgrund der Dämpfung spiralförmig abklingt. Die Eigenfrequenz der WK-Bewegung ist abhängig von lateralen Abmessungen der Proben: Die kleinere Probe mit den Abmessungen (1×1) μm^2 besitzt eine um Faktor 2 größere Eigenfrequenz, als die große Probe mit den lateralen Abmessungen von (2×2) μm^2 .

Der starke Kontrastverlust, der vor und während der gyrotropen Bewegung beobachtet wird, kann auch als ein mit der stroboskopischen Messung unsynchronisiertes Umklappen des WK gedeutet werden. Dass schließlich doch eine resultierende gyrotrope Bewegung des WK zustandekommt, ist ein Zeichen, dass der WK in diesen Proben und bei dieser Art der Anregung eine Vorzugsrichtung besitzt.

Die Händigkeit der Proben bzw. die Orientierung des Wirbelkerns konnte mit Zuhilfenahme der statischen Magnetisierungskonfiguration und der Drehrichtung der gyrotropen Bewegung bestimmt werden. Im vorliegenden Fall kreisen die Wirbel in beiden Proben in unterschiedliche Richtungen: in der kleinen Probe *GUS*, in der großen Probe dagegen im *US*, was auch mit der Ausrichtung der Magnetisierungszirkulation *C* in den Proben übereinstimmt. Die gegenseitige Ausrichtung der WK in den beiden Landaustrukturen ist somit entgegengesetzt (antiparallel): nach OBEN ($p = +1$) in der kleinen Probe und nach UNTEN ($p = -1$) in der großen Probe. Beide Strukturen sind somit rechtshändig (*RH*, vgl. Abschnitt Abbildung 2.9, S. 27 und [51 Gus02, 52 Cho04]).

4.2.3 Hochfrequente Anregung der gyrotropen Wirbelbewegung

Dieser Abschnitt ist in vier Unterabschnitte unterteilt, in denen die Ergebnisse zum Einfluss der Feldamplitude auf die gyrotrope Wirbelbewegung in Landaustrukturen behandelt werden. Die Experimente sind an 50 nm dicken Landaustrukturen aus Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) mit lateralen Abmessungen von 1-1,5 μm durchgeführt worden.

Messung der Resonanzkurve

Wie die Experimente in der Zeitdomäne (vgl. Abschnitt 4.2.2) gezeigt haben, skaliert die Eigenfrequenz der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns (WK) in 50 nm dicken quadratischen Landaustrukturen mit der lateralen Probengröße. Das Verhalten derselben Landaustrukturen sowie weiterer quadratischer und kreisförmiger Proben mit lateralen Abmessungen im Bereich von 0,5 bis 2 μm wurde anschließend mittels Methode der *ortsaufgelösten FMR* (SR-FMR, vgl. Abschnitt 3.5.2) untersucht. Die Abhängigkeit der Auslenkung des WK von der Frequenz des Anregungsfeldes bei konstanter Feldamplitude wurde systematisch erforscht. Diese Messungen, die mit einem feinem Frequenzraster von bis zu $\Delta f = 3$ MHz durchgeführt wurden, haben weitgehend die theoretischen Voraussagen bestätigt, wonach die Eigenfrequenz der gyrotropen Bewegung vor allem von der Probengröße abhängt [51 Gus02]. Es zeigte sich aber auch, dass die Resonanzkurven dieser Bewegung relativ breit sind und sich die erzwungene Auslenkung des WK während der kontinuierlichen Anregung mit hochfrequenten Magnetfeldern nur geringfügig in einem Frequenzbereich mit Bandbreite von bis zu ± 50 MHz ändert [217 AVS06]. Erst größere Frequenzabweichungen führen zu einem merkbar unterschiedlichen Verhalten. Für die im Folgenden dargestellten Beobachtungen ist die unmittelbare Resonanznähe somit keine Voraussetzung.

In weiteren Abschnitten dieser Niederschrift werden aus Gründen der Vergleichbarkeit ausschließlich Experimente besprochen, bei welchen die mit Frequenz $f = 250$ MHz alternierenden Magnetfelder benutzt wurden. Diese Frequenz liegt nahe der experimentell und mit mikromagnetischen Simulationen bestimmten Eigenfrequenz der gyrotropen Bewegung des WK in 50 nm dicken Py-Landaustrukturen mit Seitenlängen um 1 μm von 270 MHz - 300 MHz. In diesem Abschnitt verwendete Anregungs- und Messgeometrie sowie das Prinzip der stroboskopischen Abbildung der Magnetisierungsdynamik bei kontinuierlicher Anregung sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Alle weiteren Messungen dieser Arbeit wurden am rasternden Röntgentransmissionsmikroskop (STXM, vgl. Abschnitt 3.2.2) durchgeführt.

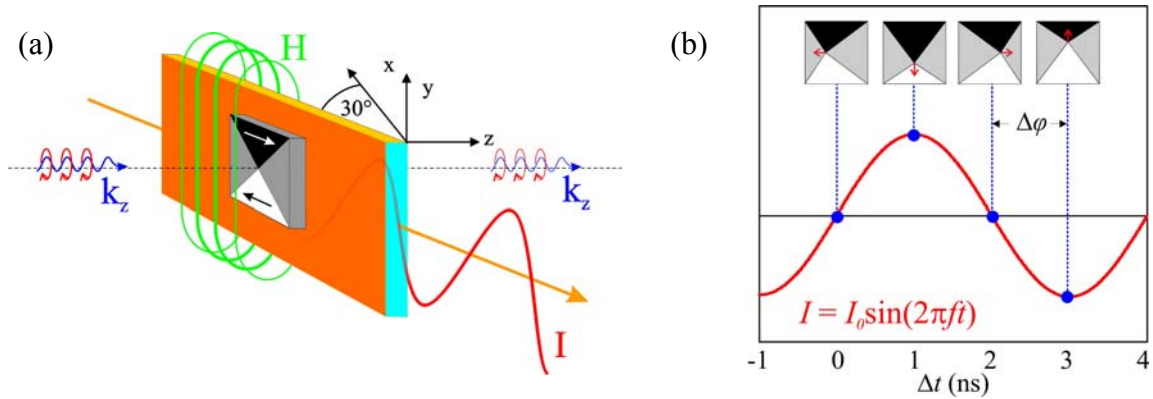


Abbildung 4.15: (a) Die Anregungs- und Messgeometrie: Zur Abbildung der Dynamik in der Probenebene wurde die Mikrostreifenleitung samt Probe um 30° relativ zur Transmissionsrichtung der Röntgenstrahlung geneigt. Die sinusförmige Anregung erfolgt durch einen HF-Wechselstrom ($I = I_0 \sin(2\pi ft)$, $f = 250$ MHz), der um die $10 \mu\text{m}$ breite Streifenleitung ein alternierendes Magnetfeld erzeugt. (b) Die Skizze zeigt schematisch das Messprinzip bei der kontinuierlichen Anregung der gyrotropen Bewegung der Domänenwände und des magnetischen Wirbelkerns. Die Auslenkung der Magnetisierung wird stroboskopisch zu äquidistanten Phasenwinkeln des Anregungsstromes I abgebildet (mit blauen Punkten sind Phasenschritte $\Delta\varphi = 90^\circ$ gekennzeichnet). Eine Bildsequenz ergibt somit eine volle Periode der Magnetisierungsdynamik aufgelöst in Phasenschritten $\Delta\varphi$.

4.2.3.1 Umklappen des Wirbelkerns mit hochfrequenten Magnetfeldern

Im Weiteren werden experimentelle Untersuchungen gezeigt, die, wie die im Abschnitt 4.2.2, an Proben aus dem Mikrostrukturlabor der Uni Bielefeld [211 Rot03] durchgeführt wurden.

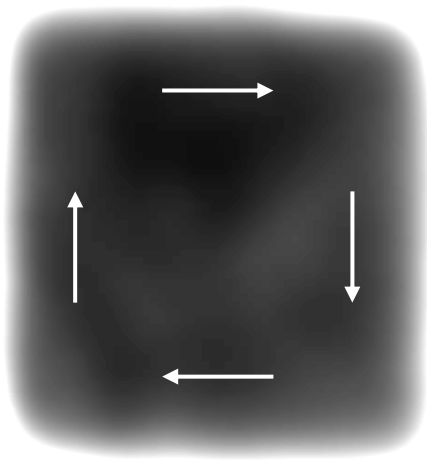


Abbildung 4.16: Röntgenmikroskopisches Bild der 50 nm dicken Landastruktur aus $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ mit lateralen Abmessungen $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$. Das Bild wurde mit RZP-Strahlung an der L_3 -Absorptionskante des Ni ($852,7 \text{ eV}$) aufgenommen. Die Ausrichtung der vier Abschlussdomänen ist durch Pfeile verdeutlicht. Die Magnetisierungszirkulation dieser Probe verläuft im Uhrzeigersinn ($C = \text{US}$). Die „plastische“ Erscheinung des Bildes ist typisch für den verwendeten Photodetektor (Photovervielfacher, PMT).

Die Abbildung 4.16 zeigt die statische Magnetisierungskonfiguration einer weiteren 50 nm dicken und $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ großen Landastruktur aus Py, die zusammen mit den in Abbildung

4.12 gezeigten Proben hergestellt wurde. In dieser Probe wurde, angefangen mit der Anregungsleistung $P = 1$ mW, die Leistungsabhängigkeit der gyrotropen Bewegung des magnetischen Wirbels in äquidistanten Phasenschritten $\Delta\varphi = 45^\circ$ abgebildet.

Entdeckung des leistungsabhängigen dynamischen Umklappens des Wirbelkerns

Um die Auslenkung des magnetischen Wirbelkerns (WK) und der Domänenwände (DW) in der Landastruktur zu vergrößern bzw. um den dynamischen Messeffekt zu verstärken, wurde die Leistung der Anregung sukzessive erhöht. Das in der Abbildung 4.17 und der Abbildung 4.18 dargestellte, überraschende Resultat der Erhöhung der Anregungsleistung auf den Wert $P = 11,5$ mW beweist, dass der magnetische WK dynamisch seine Orientierung ändert.

Die Bahnkurve der WK-Bewegung und der Drehsinn des Kreiselns, der nur durch die Ausrichtung des Wirbelkerns (die Polarität p) bestimmt ist, kann in diesem Experiment aus der Bildsequenz der Abbildung 4.17 anhand der charakteristischen differentiellen Kontrastmuster eindeutig ermittelt werden. Die resultierende Trajektorie ist erwartungsgemäß weitgehend elliptisch und entlang einer der beiden Diagonalen der rechteckigen magnetischen Struktur ausgerichtet (vgl. Abbildung 4.18). Nach dem Umklappen des WK wird der Drehsinn des Kreiselns umgekehrt. Zwar wird die Auslenkung relativ zur Probenmitte bei der höheren Leistung wie erwartet größer, die Lage der elliptischen Bahnkurve bleibt jedoch überraschenderweise entlang der gleichen Diagonale der Landastruktur. Diese signifikante Abweichung vom theoretisch erwarteten Verhalten der Wirbelbewegung nach dem Umklappen des WK durch Erhöhung der Amplitude des hochfrequenten Magnetfeldes wurde zunächst als eine Anomalie dieser bestimmten Probe betrachtet. Später konnte sie jedoch bei der Vielzahl untersuchter Py-Strukturen, die zudem aus verschiedenen Mikrostrukturlabors stammten, beobachtet werden.

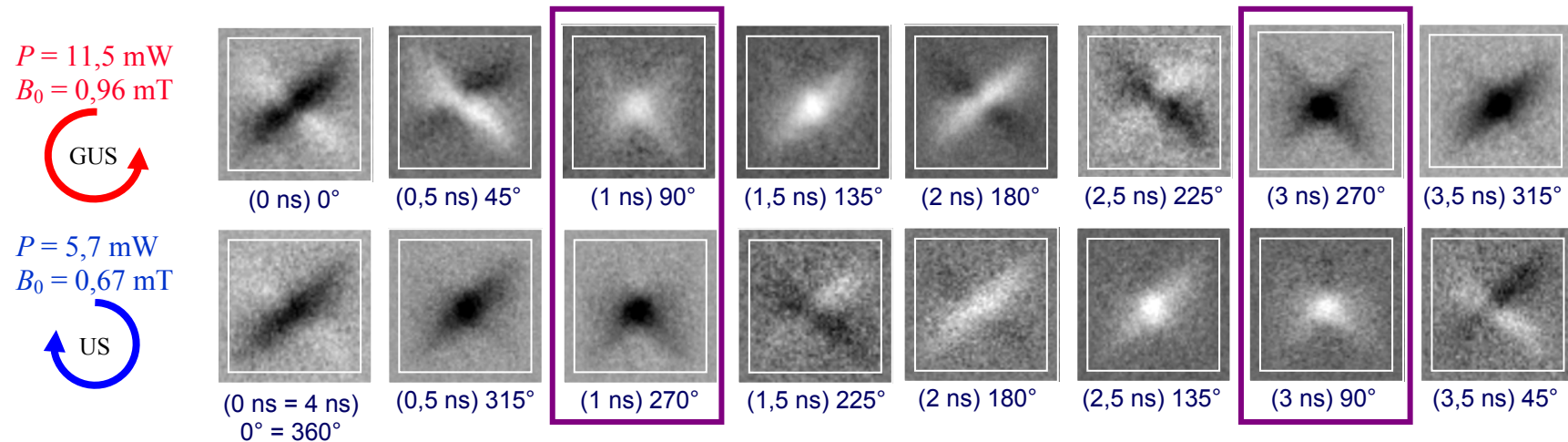


Abbildung 4.17: Zwei Bildsequenzen der gyrotropen (kreiselnden) Bewegung des Wirbelkerns (WK) in der 50 nm dicken und $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ großen Landastruktur, die durch zwei unterschiedliche Leistungen P bzw. zwei unterschiedliche Amplituden der magnetischen Induktion $B_0 = \mu_0 H_0$ ($B = \mu_0 H_0 \sin(2\pi f t)$, $f = 250 \text{ MHz}$) angeregt und in Phasenschritten $\Delta\phi = 45^\circ$ abgebildet wurden. Die differentiellen Kontrastmuster der gyrotropen Bewegung erlauben die Bestimmung des Drehsinns des magnetischen WK (vgl. Abbildung 4.11, S. 108). Während in der unteren Bildreihe ($B_0 = 0,67 \text{ mT}$, $P = 5,7 \text{ mW}$) die gyrotrope Bewegung im Uhrzeigersinn (US) verläuft, zeigt die obere Bildreihe, dass der Drehsinn bei der Erhöhung der Feldamplitude auf $B_0 = 0,96 \text{ mT}$ ($P = 11,5 \text{ mW}$) zum Gegenuhrzeigersinn (GUS) wechselt. Während der gyrotropen Bewegung besitzt der WK somit eine von der Feldamplitude abhängige Ausrichtung (Polarität p) und damit, da sich die Magnetisierungszirkulation C während der Messung nicht ändert, auch eine amplitudenabhängige Händigkeit. Der Drehsinnwechsel $\text{US} \rightarrow \text{GUS}$ (am deutlichsten erkennbar bei relativen Phasen 90° und 270°) ist ein indirektes jedoch zweifelsfreies Zeichen für das Umklappen des WK in der Landastruktur. Unter Berücksichtigung der vorliegenden Zirkulation $C = \text{US}$ (vgl. Abbildung 4.16) kreist der WK für kleinere Feldamplituden in Richtung von C und ist damit rechtshändig (RH) und nach UNTEN orientiert ($p = -1$), dagegen kreist er bei der Erhöhung der Feldamplitude über den Wert $B_0 \geq 0,96 \text{ mT}$ in die entgegengesetzte Richtung und wird linkshändig (LH) und nach OBEN orientiert ($p = +1$, vgl. Abbildung 2.9, S. 27).

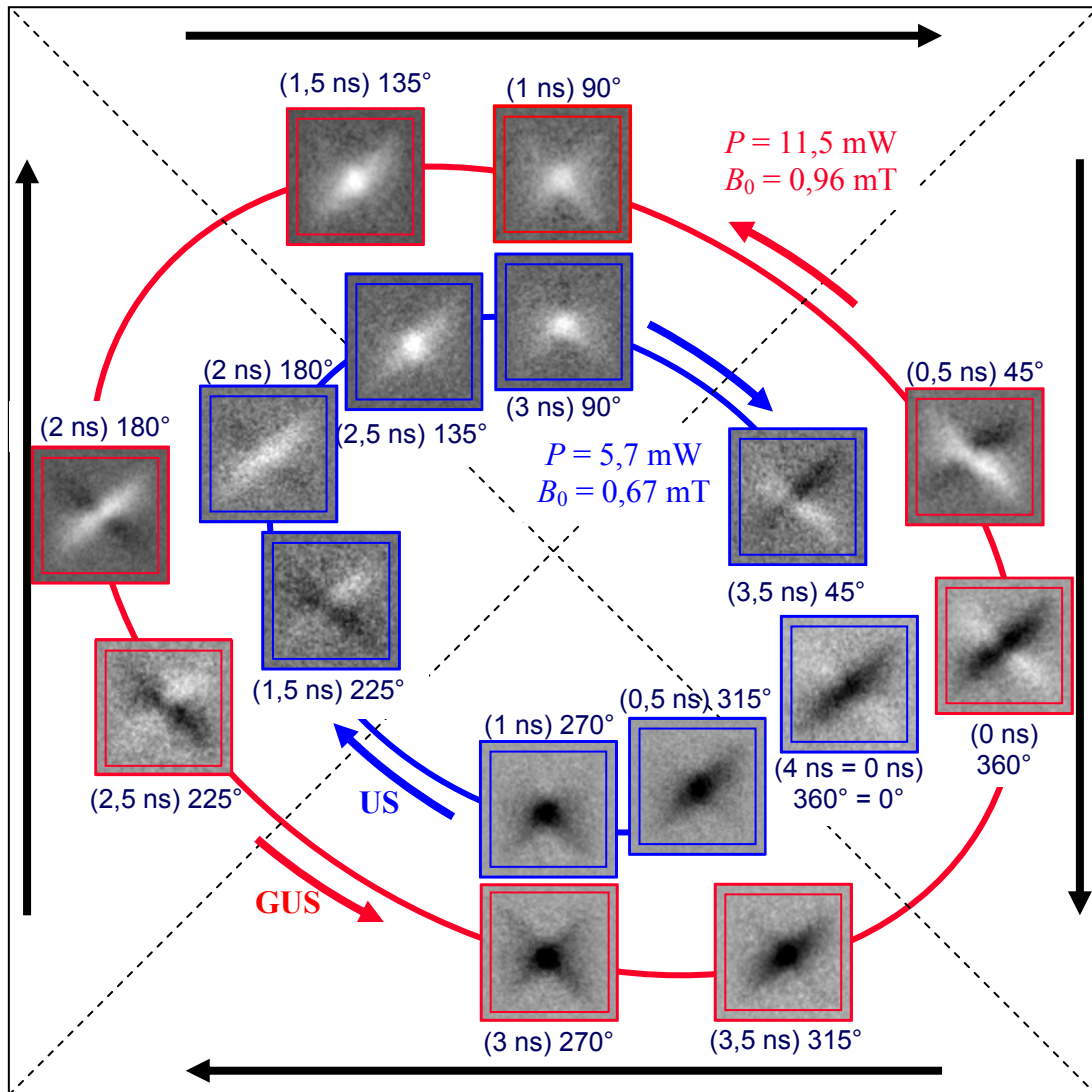


Abbildung 4.18: Elliptische Bahnkurve der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns (WK) in der 50 nm dicken und $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ großen Landaustruktur für zwei unterschiedliche Amplituden, $B_0 = \mu_0 H_0 = 0,67$ und $0,96 \text{ mT}$, des hochfrequenten Anregungsfeldes (bzw. für zwei Leistungen $P = 5,7$ und $11,5 \text{ mW}$). Die übertrieben dargestellte Auslenkung beträgt $\approx 200 \text{ nm}$. Relative Lage des WK und sein Drehsinn wurden aus der Form und der Reihenfolge der charakteristischen Kontrastmuster ermittelt. Erwartungsgemäß ist die Auslenkung relativ zur Probenmitte (und damit auch die Geschwindigkeit) beim höheren Anregungsfeld etwas größer, was sich in breiteren und deutlicheren Kontrastmustern widerspiegelt. Für kleinere Feldamplituden kreist der WK auf der inneren Bahnkurve im US (blau), bei höherer Feldamplitude dagegen auf der äußeren Bahnkurve entgegen dem Uhrzeigersinn (GUS, rot). Die Phasenverschiebung zwischen den korrespondierenden Bildern ist sehr klein. Die Lage der elliptischen Bahnkurve bleibt in beiden Fällen entlang derselben Diagonale des Elements. Diese Beobachtung weicht von den theoretischen Erwartungen und den Ergebnissen mikromagnetischer Simulationen ab, die einen Wechsel der Trajektorie zur anderen Diagonale voraussagen, wenn der WK seine Ausrichtung und damit den Drehsinn ändert.

Die oben besprochene Messung ist mit dem ursprünglichen Photodetektor des STXM – einem Photovervielfacher (*photomultiplier tube*, PMT) im *2-bunch*-Betriebsmodus der ALS durchgeführt worden. Im weiteren Verlauf dieses Experiments wurde die Betriebsart des Speicherrings auf *Multibunch* geändert. Die folgende Messung stellt den ersten erfolgreichen Test des schnellen APD-Detektors dar, der eigens für dynamische Messungen am STXM im *Multibunch*-Betriebsmodus des Speicherrings entwickelt und aufgebaut wurde. Die restlichen Experimente dieser Arbeit wurden alle mit diesem APD-Detektor³⁴ durchgeführt. Die Details dieser Messanordnung sind im Anhang zu finden (Abbildung A 5, S. 182).

Definierte Leistungsschwelle für reproduzierbares Umklappen des Wirbelkerns

Im nächsten Schritt ist die Leistungsschwelle, an der es zum Wechsel der Drehrichtung bzw. zum Umklappen des WK kommt, untersucht worden, indem die Leistung sukzessive in 1-dB-Schritten erhöht oder verringert wurde. Während der Einstellung der Anregungsleistung zwischen den einzelnen Messungen wurde die Probe vollständig vom Anregungssignal getrennt. Danach wurde die Anregung zur Probe mit einem HF-Relais geschaltet. Dies ist ein wichtiger Unterschied zu späteren Messungen bei denen die elektrische Leistung und mit ihr die Feldamplitude kontinuierlich, d.h. ohne vollständigem Ausschalten, geändert wurde. Wie die Abbildung 4.19 zeigt, konnte durch Erhöhung der Mikrowellenleistung³⁵ um 1 dB (oder um 20 %) an der genau definierten Schwelle von $P = 9,6 \text{ mW}$ auf $11,5 \text{ mW}$ (bzw. durch Erhöhung der Feldamplitude an der Schwelle von $B_0 = \mu_0 H_0 = 0,86 \text{ mT}$ um 10 % auf $0,96 \text{ mT}$) ein sicheres und absolut reproduzierbares Umschalten der WK-Polarität erreicht werden.

Die Besonderheit der beobachteten Schaltschwelle ist, dass beim Erhöhen der Feldamplitude über den Wert von $0,86 \text{ mT}$ das Umschalten der senkrechten Magnetisierungskomponente im Kern des Magnetisierungswirbels erfolgt, und insbesondere dass es beim Verringern der Amplitude unter derselben Schwelle zum Zurückschalten der WK-Polarität kommt. Somit

³⁴ Der PMT-Detektor kann zwar im *2-bunch*-Betriebsmodus der ALS benutzt werden, er besitzt jedoch eine lange Pulsabfallzeit von $> 10 \text{ ns}$, was einen sinnvollen Einsatz im *Multibunch*-Modus verhindert. Für die Messungen im *Multibunch* wurde deswegen ein neuer APD-Detektor entworfen. Der Aufbau dieses Photodetektors, der zu Zeit standardmäßig für zeitaufgelöste Messungen am ALS-STXM eingesetzt wird, ist im Abschnitt 3.3.2 dargestellt.

³⁵ Bei allen Messungen der Magnetisierungsdynamik mit kontinuierlicher hochfrequenter Anregung wurde stets die mittlere elektrische Leistung vor und nach der Probe gemessen. Daraus wurden die Stromstärke im $50\text{-}\Omega$ -System und die magnetische Feldstärke nach der Gleichung (3.5) berechnet. Bei den im Abschnitt 4.2.3.2 dargestellten Ergebnissen wurde der Wert der magnetischen Feldstärke zusätzlich mit einem geeichten Elektromagneten kontrolliert. Eine noch genauere Messung der magnetischen Feldstärke am Ort der Probe war während dieser Arbeit nicht möglich. Dazu wäre der Einsatz geeigneter Sonden erforderlich, wie z.B. eines Hall-Kreuzes oder einer „Pick-up“ Spule, die während der Probenherstellung mit integriert und kalibriert werden müssten.

besitzt der WK in der Landastruktur eine von der Amplitude des hochfrequenten Anregungsfeldes abhängige, aber genau definierte Ausrichtung bzw. Polarität p .

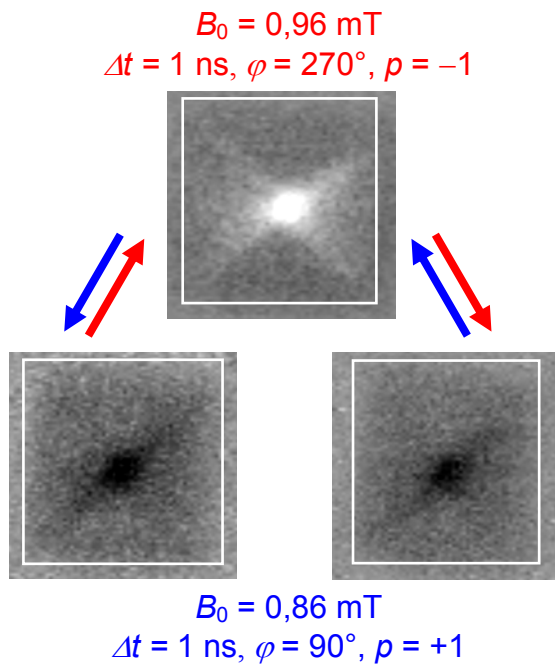


Abbildung 4.19: Die Erhöhung der Feldamplitude an der Schwelle von $B_0 = \mu_0 H_0 = 0,86 \text{ mT}$ um 10 % auf $0,96 \text{ mT}$ bewirkt die Umkehr des Drehsinn des Wirbelkernkreisels bzw. das Umschalten der WK-Polarität p . Bei der Verringerung der magnetischen Feldstärke wieder auf den Wert $B_0 = 0,86 \text{ mT}$ wird die ursprüngliche Drehrichtung und damit das Zurückschalten des WK beobachtet. Durch wiederholtes Erhöhen und Verringern der Feldamplitude an dieser scharf definierten Schwelle wird die Ausrichtung des Wirbelkerns kontrolliert und reproduzierbar umgeklappt.

Die oben geschilderte Messung ist die erstmalige Beobachtung einer derart niedrigen Schaltschwelle für dieses derzeit intensiv erforschte magnetische System. Entgegen bisherigen experimentellen Beobachtungen und theoretischen Voraussagen lässt sich der magnetische WK bei dynamischer Feldanregung mit sehr kleinen und technisch einfach erzielbaren Feldstärken umklappen.

4.2.3.2 Speichern der Wirbelkernpolarisation

Die Abhängigkeit der Wirbelkernpolarität von der Amplitude des Anregungsfeldes und das Verhalten an der Schaltschwelle sind eingehender studiert worden. Der Wirbelkern (WK) wurde über die Schaltschwelle mit präzise und fein einstellbaren Schritten der Amplitude des hochfrequenten Magnetfeldes³⁶ $B = \mu_0 H_0 \sin(2\pi f t)$ angeregt. Der genaue Wert der Feldstärke ist mit einem geeichten Elektromagneten zusätzlich geprüft worden. Dazu wurde die dynamische Auslenkung des WK infolge der Feldamplitude H_{AC} der hochfrequenten Anregung mit

³⁶ Für diese Untersuchungen sowie für alle weiterführenden Messungen der Magnetisierungsdynamik in Abhängigkeit von der Amplitude und Frequenz des Anregungsfeldes wurde ein kommerzieller Signalgenerator mit dem Speicherring synchronisiert. Das dazu verwendete Verfahren ist im Abschnitt 3.4.1 und im Anhang (vgl. Abbildung A 2, S. 178) dargestellt. Durch die verfeinerte Kontrolle der Anregungsamplitude konnte das Verhalten des magnetischen Wirbelkerns viel gezielter und detaillierter untersucht werden.

der quasistatischen Auslenkung durch ein statisches Magnetfeld H_{DC} verglichen und abgestimmt³⁷.

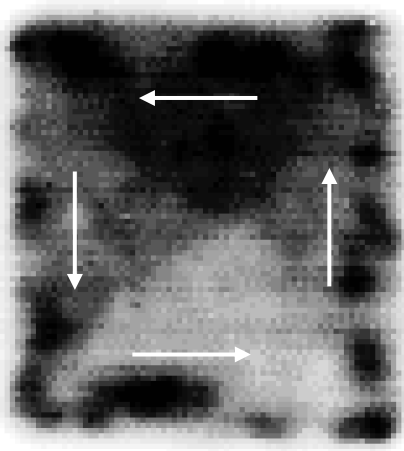


Abbildung 4.20: Röntgenmikroskopisches Bild der statischen Magnetisierungskonfiguration der 50 nm dicken Landaustruktur aus $Ni_{81}Fe_{19}$ mit lateralen Abmessungen $(1,5 \times 1,5) \mu m^2$. Die Zirkulation ($C = US$) der magnetischen Momente in der Probenebene ist durch Pfeile verdeutlicht. Das Bild wurde mit LZP-Strahlung an der L_3 -Absorptionskante des Ni (852,7 eV) mit dem APD-Detektor aufgenommen. Im Rohbild ist neben dem magnetischen auch ein struktureller (nichtmagnetischer) Kontrastbeitrag deutlich erkennbar.

Als nächstes wurden Py-Proben untersucht, die im Mikrostrukturlabor der Universität Regensburg [208 WUR, 210 Neu06] hergestellt wurden. Die Abbildung 4.20 zeigt eine 50 nm dicke Landaustruktur mit lateralen Abmessungen von $(1,5 \times 1,5) \mu m^2$. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der WK-Ausrichtung von der Amplitude der hochfrequenten Anregung wurde in diesem Experiment, im Gegensatz zu den Messungen des vorigen Abschnitts 4.2.3.1, die Anregung während der Änderung der Feldamplitude nicht von der Probe getrennt, sondern durchgehend aufrechterhalten.

Der Drehsinn des WK-Kreisels wurde durch die gleichzeitige Messung von 8 Phasenwinkeln ($\Delta\varphi = 45^\circ$) der gyrotropen Bewegung bestimmt³⁸. Angefangen mit der Feldamplitude $B_0 = \mu_0 H_0 = 0,4$ mT (Drehrichtung der gyrotropen Bewegung des WK: US, Polarität: $p = -1$, Wirbelkernausrichtung: „UNTEN“) wurde die Feldamplitude sukzessive in kleinen Schritten erhöht. An der Schwelle $B_0 \approx 1,2$ mT kam es zur Umkehr des Drehsinns der gyrotropen Bewegung von US auf GUS, d.h. zum Umklappen der Ausrichtung des WK von „UNTEN“ ($p =$

³⁷ Das Magnetfeld H_{AC} wurde durch die effektive Wechselstromstärke I_{AC} erzeugt und das statische Magnetfeld H_{DC} mit einem in die Mikrostreifenleitung eingepprägten Gleichstrom I_{DC} . Im dynamischen und quasistatischen Fall wurden Bilder mit Auslenkungen von jeweils 100-200 nm nach links und nach rechts aufgenommen, die Differenz gebildet, miteinander verglichen und zusätzlich durch entsprechende Auslenkungen mit dem geeichten Elektromagneten nachgeprüft. Die Übereinstimmung der jeweiligen Feldstärken wurde durch die gleiche Breite des resultierenden differentiellen Kontrastes verifiziert. Die Feldkalibrierung ist unter der notwendigen Annahme durchgeführt worden, dass bei gleicher magnetischer Feldstärke, die Amplitude der dynamischen Auslenkung mit der entsprechenden quasistatischen Auslenkung übereinstimmt.

³⁸ Durch den Einsatz des APD-Detektors und der schnellen Zähllektronik, die eine Messung im *Multibunch*-Betriebsmodus der ALS-Speicherringe mit dem deutlich höheren Photonenfluss ermöglichten, wurde die Messempfindlichkeit um den Faktor 10 erhöht (vgl. Abschnitt 3.3.2). Entsprechend war auch die Messgeschwindigkeit größer, so dass der Drehsinn der Wirbelkernbewegung auch durch einen mit den Bildern von 8 Phasenwinkeln zusammengestellten Film direkt nachgewiesen werden konnte.

-1) nach „OBEN“ ($p = +1$). Dieser Zustand blieb erhalten bis zu einer zweiten Schwellenamplitude $B_0 \approx 1,5$ mT, bei der die WK-Ausrichtung von $p = +1$ nach -1 wechselte. Durch Verringerung der Feldamplitude *unterhalb* bzw. Erhöhung der Feldamplitude *oberhalb* dieser zweiten Schwelle zeigte sich das aus früheren Experimenten bekannte Verhalten (vgl. Abschnitt 4.2.3.1): Die WK-Polarität wurde kontrolliert hin- und hergeschaltet, wobei der Zustand unterhalb der Schwelle immer $p = +1$ und oberhalb der Schwelle immer $p = -1$ war. Überraschenderweise wurde dieses Verhalten beim Unterschreiten der tieferen Schwelle bei $B_0 \approx 1,2$ mT nicht beobachtet: Wenn die Feldamplitude in kleinen Schritten *langsam* abgesenkt wurde, blieb der Zustand $p = +1$ erhalten. Wird jedoch die Feldamplitude, ausgehend von einem Wert $B_0 > 1,5$ mT (Zustand $p = -1$) *schnell* (auf der Zeitskala von ~ 1 ms) auf einen Wert $B_0 < 1,2$ mT verringert, bleibt die Ausrichtung des WK im Ausgangszustand $p = -1$ erhalten. Das gleiche Phänomen wurde auch beim schnellen Absenken der Feldamplitude aus dem Bereich der Feldstärken $1,2 \text{ mT} < B_0 < 1,5 \text{ mT}$ (Zustand $p = +1$) beobachtet: Auch diese Ausrichtung des Wirbelkerns konnte im Bereich der Feldamplituden $B_0 < 1,2$ mT „gespeichert“ werden. Deswegen wurde dieser Feldstärkebereich in Abbildung 4.21 als „GESPEICHERTER“-Zustand des WK bezeichnet. Wird während der WK-Bewegung, beim Feldniveau im Bereich $1,2 \text{ mT} < B_0 < 1,5 \text{ mT}$ oder $B_0 > 1,5$ mT, die Anregung ausgeschaltet, wie in dem Experiment des Abschnitts 4.2.3.1, so kann beim wiederholten Anregen der Bewegung durch kleine Feldstärken, die gespeicherte Orientierung des jeweiligen oberen Niveaus beobachtet werden. Die Feldstärkeänderung beim *schnellen* Verringern der Feldamplitude in der Abbildung 4.21 ist durch die elektronische Pegelregelung für die Ausgangsleistung des verwendeten Signalgenerators bestimmt und liegt im Bereich von ~ 1 ms [179 Aer]. Die oben geschilderte Messsequenz und das Schema für das zuverlässige Speichern einer definierten WK-Polarität in die Gleichgewichtskonfiguration einer Landastruktur ist in der Abbildung 4.21 zusammengestellt.

Durch die erhöhte Anregungsgenauigkeit konnten auch in weiteren Landastrukturen mehrere „Niveaus“ der Anregungsfeldstärke mit alternierender WK-Ausrichtung beobachtet werden. Neben der wiederholten Bestätigung des kontrollierten Umschaltens der Wirbelkernorientierung durch klar ausgeprägte Schwellenamplituden des hochfrequenten Anregungsfeldes, wurde somit eine weitere Eigenschaft des magnetischen Wirbelkerns entdeckt: Eine definierte Wirbelkernausrichtung der oberen Niveaus lässt sich zuverlässig im untersten Bereich kleiner Feldamplituden speichern. Mit Amplituden der magnetischen Induktion von $B_0 \sim 1$ mT kann-

te eine eindeutige Händigkeit des WK in die Ausgangskonfiguration der Landaustruktur eingepreßt werden, was weitere gezielte Charakterisierung der WK-Dynamik ermöglichte.

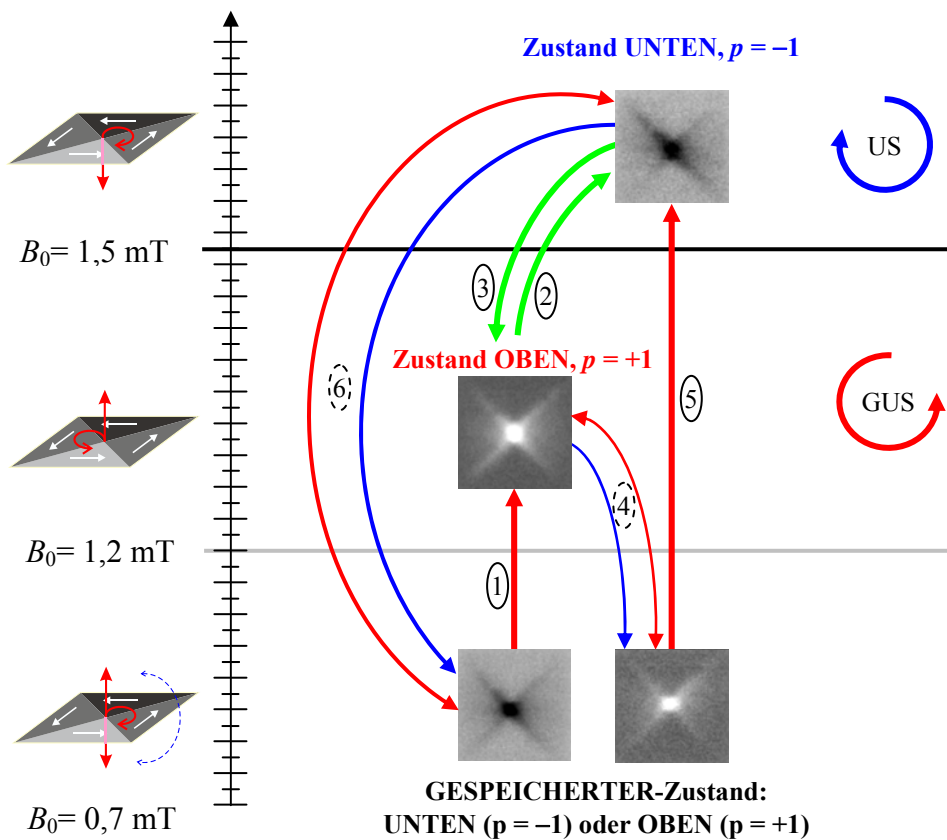


Abbildung 4.21: Bei der Anregung der kreiselnden Bewegung des WK mit hochfrequentem Magnetfeld ($B = \mu_0 H_0 \sin(2\pi f t)$, $f = 250 \text{ MHz}$) zeichnen sich mehrere von der Feldamplitude abhängige Niveaus der Wirbelkernpolarität ab: Im Bereich der Amplituden $1,2 \text{ mT} < B_0 < 1,5 \text{ mT}$ besitzt der WK stets die Ausrichtung „UNTEN“ (Drehrichtung: US, Polarität: $p = -1$) und für $B_0 > 1,5 \text{ mT}$, stets die Ausrichtung „OBEN“ (Drehrichtung: GUS, Polarität: $p = +1$). Durch ein schnelles Verringern (innerhalb von $\sim 1 \text{ ms}$) der Feldamplitude von einem der beiden oberen Niveaus aus, auf den Wert $B_0 < 1,2 \text{ mT}$, kann die definierte Wirbelkernausrichtung des jeweiligen Niveaus im unteren Bereich der Feldamplituden gespeichert werden („GESPEICHERTER“-Zustand). Die Schritte einer Messsequenz bzw. die mögliche Reihenfolge der Zustandsübergänge sind mit Zahlen 1 bis 6 nummeriert. Bei den Schritten 4 und 6 kommt es zu keiner Zustandsänderung.

Die beiden Grenzamplituden in der Abbildung 4.21 unterscheiden sich wesentlich: Bei der oberen Schwelle um $1,5 \text{ mT}$ findet das Schalten der Wirbelkernorientierung bei allmählicher Erhöhung der Feldamplitude statt und ein Zurückschalten bei der entsprechenden Verminderung der Amplitude. Im Falle der unteren Schwelle kommt es zum Schalten nur, wenn die

Feldstärke beim Ausgangszustand $p = -1$ über die Wert von 1,2 mT erhöht wird. D.h. nur eine Ausrichtung des Wirbelkerns wird an der unteren Schwelle instabil und klappt um.

Feinstruktur der Schaltniveaus

Der Feldstärkebereich beider Schaltschwellen ist anschließend noch etwas detaillierter charakterisiert worden. Dazu wurde die Feldamplitude, während bestehender Bewegung des WK, in kleinen Schritten ($\sim 10 \mu\text{T}$) verändert. Diese geringfügigen Feldstärkeänderungen können als adiabatisch betrachtet werden, auch im Sinne, dass sich die Feldstärke und damit die Geschwindigkeit des Wirbelkerns, im Vergleich zur Umlaufperiode des WK (4 ns), langsam ($\sim \text{ms}$) ändert und bei der Änderungsrate kein Zusammenhang mit der Umlaufperiode des WK besteht. Umso eindrucksvoller ist es, dass an der oberen Schaltschwelle, durch Feldstärkeänderung von nur $\Delta B \approx 50 \mu\text{T}$ ein absolut zuverlässiges Schalten der WK-Polarität erreicht werden konnte (vgl. Abbildung 4.22).

Die Ausrichtung des WK weist beim Übergang der Schwelle zwischen den einzelnen Niveaus der Ausrichtung eine leichte Hysterese auf. Im Schwellenbereich ist außerdem ein spontanes Umschalten der senkrechten Orientierung des Wirbelkerns auf der Zeitskala von 1 s zu beobachten, was auf *metastabiles* Verhalten des Wirbelkerns in diesem Feldstärkebereich und einem möglichen Einfluss der Temperatur hindeutet. An der oberen Schaltschwelle beträgt die Breite des Feldstärkebereichs, in dem die Wirbelkernausrichtung metastabil ist und spontan umklappen kann $\Delta B \approx 20 \mu\text{T}$. Die Breite der unteren Schaltschwelle, zwischen dem bistabilen „GESPEICHERTEN“-Zustand und dem Zustand „UNTEN“, ist größer und beträgt $\Delta B \approx 140 \mu\text{T}$; das metastabile Gebiet besitzt hier eine Breite von $\Delta B \approx 40 \mu\text{T}$. Zum Vergleich der Größenordnung dieser relativen Änderungen der Feldstärke: der Wert der magnetischen Induktion von $40 \mu\text{T}$ entspricht in etwa dem Erdmagnetfeld am Messort³⁹ [218 IGR10].

³⁹ Bei der vorliegenden Orientierung der Probe dominiert in der Schichtebene die senkrechte Komponente des Erdmagnetfeldes, die am Messort (ALS, Berkeley, USA) $\mu_0 H_v = 43,5 \mu\text{T}$ beträgt. Die horizontale Feldstärke von $\mu_0 H_h = 23,7 \mu\text{T}$ besitzt eine Komponente parallel oder antiparallel zum Wirbelkern; die resultierende Gesamtfeldstärke beträgt $\mu_0 H = 49,5 \mu\text{T}$.

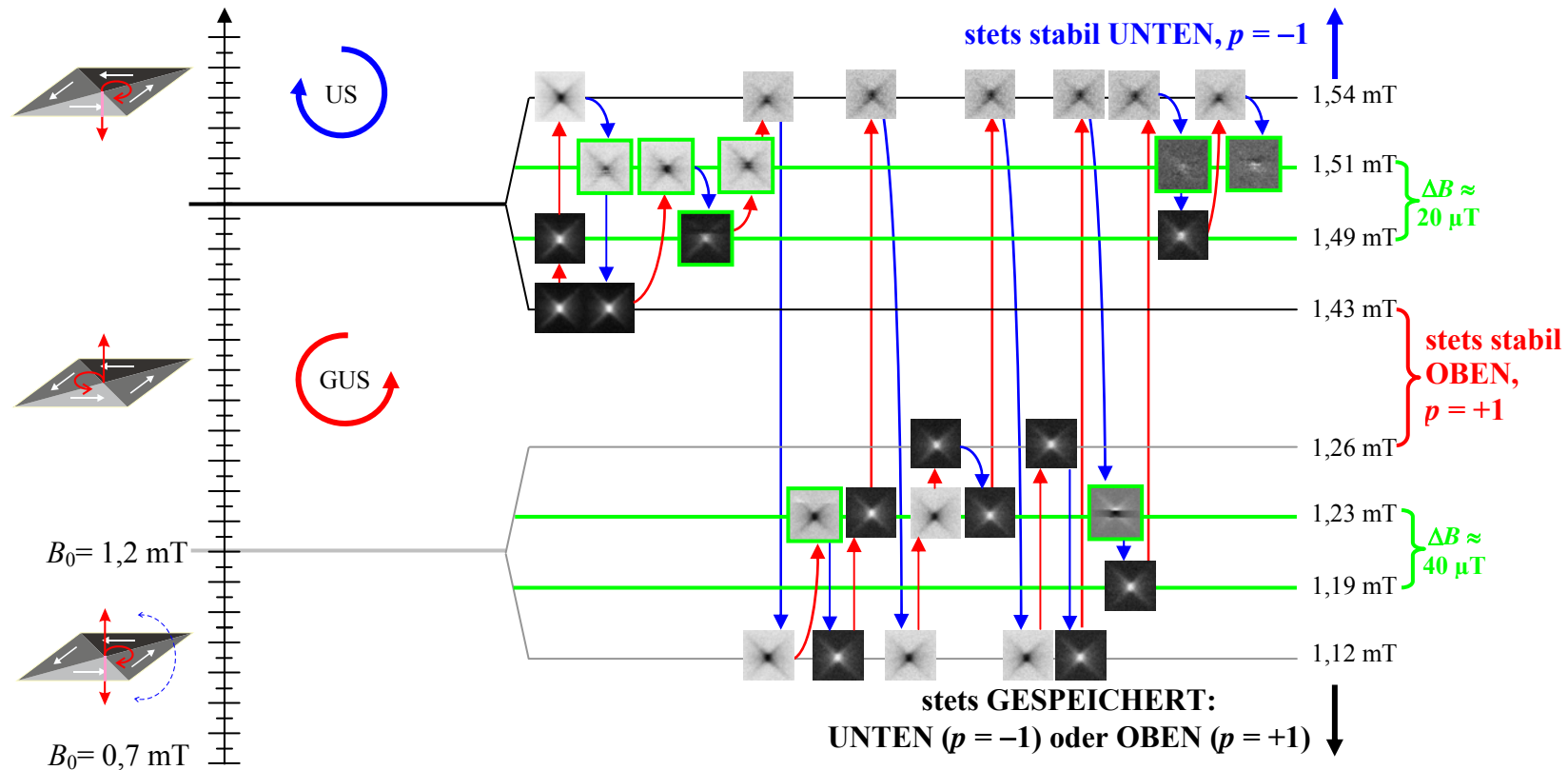


Abbildung 4.22: Detaillierte Untersuchung der Schaltschwellen der Wirbelkernpolarität: Grün umrahmte Bilder weisen ein spontanes Umklappen des Wirbelkerns während der Messung auf. Sie sind kennzeichnend für das metastabile Verhalten des Wirbelkerns in einem engen Bereich der Feldamplituden: $\Delta B \approx 40 \mu\text{T}$ an der unteren Schwelle und nur $\Delta B \approx 20 \mu\text{T}$ an der oberen Schaltschwelle. Im Amplitudenbereich $B_0 > 1,54 \text{ mT}$ befindet sich der Wirbelkern stets im stabilen Zustand „UNTEN“, für $1,26 < B_0 < 1,43 \text{ mT}$, stets im stabilen Zustand „OBEN“, und in den Feldbereich $B_0 < 1,12 \text{ mT}$ kann jeder dieser beiden Zustände zuverlässig GESPEICHERT werden. Zum Wechsel der Wirbelkernausrichtung im GESPEICHERTEN-Zustand muss die Feldamplitude, von einem der beiden oberen Niveaus aus, schnell (innerhalb von $\sim 1 \text{ ms}$) verringert werden, wie durch blaue Pfeile angedeutet.

In der Tabelle 4 sind der mittlere Auslenkungsradius⁴⁰ r des Wirbelkerns und die dazugehörige mittlere Geschwindigkeit v , in Abhängigkeit von der Amplitude der magnetischen Induktion B_0 (bzw. der Leistung P) des alternierenden Feldes für die charakteristischen Zustände der Wirbelkernausrichtung („GESPEICHERT“, „OBEN“, „UNTEN“) zusammengestellt.

Tabelle 4: Die Abhängigkeit des mittleren Auslenkungsradius r und der dazugehörigen mittleren Geschwindigkeit v des Wirbelkerns von der Leistung P bzw. der Amplitude der magnetischen Induktion B_0 des Hochfrequenzfeldes ($f = 250$ MHz).

	Leistung P	Magnetische Induktion $B_0 = \mu_0 H_0$	Radius r	Geschwindigkeit $v = \omega r = 2\pi f r$
GESPEICHERT OBEN ($p = +1$)	2mW	0,4 mT	120 ± 10 nm	190 ± 16 m/s
GESPEICHERT UNTEN ($p = -1$)	2mW	0,4 mT	100 ± 10 nm	160 ± 16 m/s
OBEN ($p = +1$)	26mW	1,43 mT	140 ± 10 nm	220 ± 16 m/s
UNTEN ($p = -1$)	30mW	1,54 mT	150 ± 10 nm	240 ± 16 m/s

Auffällig ist vor allem, dass die Ausrichtung „UNTEN“ im bistabilen „GESPEICHERTEN“-Zustand kleinere Geschwindigkeiten aufweist als die Ausrichtung „OBEN“. Diese Orientierung des WK wird bei Feldamplituden von 1,2 mT instabil und klappt um. Die Ausrichtung OBEN dagegen, ist stabil bis zur Feldamplitude von 1,5 mT und entwickelt dabei höhere Geschwindigkeiten von ~ 200 m/s. Es besteht somit, neben der Abhängigkeit der Wirbelkernausrichtung von der Feldamplitude, auch ein Zusammenhang zwischen Umklappen des WK und seiner Geschwindigkeit. Bei bestimmten Proben wurde zudem ein anomales Verhalten bezüglich der Geschwindigkeit festgestellt: trotz der Erhöhung der Anregungsfeldstärke wurde nach dem Schalten ein deutlicher Geschwindigkeitsabfall registriert.

⁴⁰ Infolge des starken magnetischen Kontrastes und der Benutzung der differentiellen Messmethode, konnte die Auslenkung des Wirbelkerns während seiner Drehung, als die Hälfte des abgebildeten Kontrastprofils, mit einer Genauigkeit von ± 10 nm bestimmt werden – ein Wert der unterhalb der nominalen lateralen Auflösung (≈ 20 nm) liegt.

4.2.3.3 Umklappen des Wirbelkerns durch kurze Schwingungsfolgen (Bursts)

Die Voraussetzung für das Speichern einer bestimmten Ausrichtung des Wirbelkerns (WK) ist das *schnelle* Absenken der Anregungsamplitude von einem der höheren Feldniveaus auf den deutlich kleineren Wert. Zur Klärung der Frage, wie schnell muss die Änderung der Feldamplitude erfolgen, damit ein zuverlässiges Umklappen und Speichern des WK erreicht wird, sind weitere Versuche mit kurzen Schwingungszügen (*Bursts*) des hochfrequenten Anregungsfeldes durchgeführt worden. Diese Experimente haben gezeigt, dass es bei der im vorigem Abschnitt dargestellten Landaustruktur ausreicht, die Feldamplitude für nur 16 ns auf den Wert der beiden Feldniveaus ($1,2 \text{ mT} < B_0 < 1,5 \text{ mT}$ und $B_0 > 1,5 \text{ mT}$) einzustellen, um damit ein zuverlässiges Umklappen der WK-Polarität zu erreichen. Das Schaltverhalten und die Stabilität der WK-Ausrichtung sind weiter untersucht worden, indem durch Einprägen kurzer Schwingungszüge getestet wurde, wie schnell die Feldstärkeänderung erfolgen darf, und welche Feldamplituden verwendet werden müssen, damit die Ausrichtung des Wirbelkerns im bistabilen „GESPEICHERTEN“-Zustand hin- und hergeschaltet werden kann (Kippschaltung, *toggle switch*). Wegen der Notwendigkeit die Ausrichtung des WK indirekt über den Drehsinn der gyrotropen Bewegung zu detektieren, wurde nicht der im Gleichgewicht ruhende, sondern sich im magnetischen Wechselfeld bewegende WK angeregt. Dazu ist stets eine Hintergrundfeldstärke von mindestens 0,5 mT verwendet worden. Diesem Hintergrundfeld wurden kurze Schwingungsfolgen des hochfrequenten Magnetfeldes überlagert. Die Dauer der Schwingungsfolgen wurde in einem Bereich zwischen 300 ns bis hin zu einer einzelnen Periode von 4 ns sukzessive verkleinert. Die verfügbare Amplitudenspanne betrug 0,6 bis 2 mT. Die Schwingungszüge wurden wahlweise entweder unsynchronisiert oder synchronisiert mit dem Hintergrundfeld ausgelöst. Für dieses Experiment eingesetzte Messanordnung entspricht im Wesentlichen derjenigen, die für das Experiment des Abschnitts 4.1.3 verwendet wurde.

Die Burst-Experimente ergaben, dass auch sehr kurze Schwingungsfolgen des in der Probenebene wirkenden magnetischen Wechselfeldes den WK umklappen können. Um ein Schalten zu erzielen, mussten jedoch die Dauer und die Amplitude des Schwingungszuges passend gewählt werden. Der WK ließ sich „leichter“ umklappen, wenn die Amplitude des Hintergrundfeldes höher war. Durch geeignete Kombinationen aus der Amplitude des Hintergrundfeldes sowie der Amplitude und Dauer der überlagerten Schwingungsfolge konnte die Schaltwahrscheinlichkeit von $\approx 100 \%$ erreicht werden. Die Schaltwahrscheinlichkeit verringerte sich beim Verkürzen des Schwingungszuges. Es wurde zudem die Vorzugsrichtung des

Wirbelkerns bestätigt: Bei der Anregung mit einer einzelnen Periode des hochfrequenten Magnetfeldes mit der Dauer von 4 ns und der Amplitude von 1,5 mT sowie dem Hintergrundfeld von 0,5 mT war das Umschalten UNTEN \rightarrow OBEN in 75 % der Versuche erfolgreich, dagegen erfolgte das Umschalten OBEN \rightarrow UNTEN nur in 59 % der Versuche, bei einer Gesamtzahl von 155 Schaltversuchen. Die Schwingung wurde dabei unsynchronisiert zum Hintergrundfeld per Hand ausgelöst. Eine zeitliche Synchronisierung der Schwingungszüge mit dem Hintergrundfeld hatte keinen merkbaren Einfluss auf die Schaltwahrscheinlichkeit.

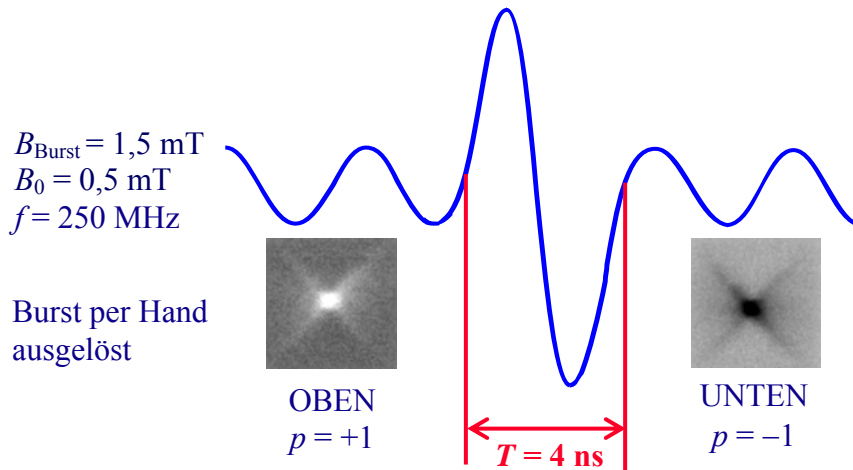


Abbildung 4.23: Die Burst-Anregung: Die Polarität p des magnetischen Wirbelkerns lässt sich während der gyrotropen Bewegung auch mit sehr kurzen (4 ns) Schwingungen geeigneter Amplitude schalten.

4.2.3.4 Anregung mit kleinen Feldamplituden

Das Kreisen des Wirbelkerns (WK) konnte in den meisten Proben schon für Anregungsamplituden von $B_0 \sim 100 \mu\text{T}$ gemessen werden und teilweise auch darunter, wie die Messung in der Abbildung 4.24 zeigt. Der WK bewegt sich noch bis zu einer Amplitude der magnetischen Flussdichte von $B_0 = 69 \mu\text{T}$ ($P = 62,5 \mu\text{W}$). Der Radius der mittleren Auslenkung beträgt dabei etwa $r = 100 \text{ nm}$ und der Wirbelmittelpunkt bewegt sich mit mittlerer Geschwindigkeit von $v = 2\pi fr = 160 \text{ m/s}$. Erst bei der Leistung von $P \approx 31 \mu\text{W}$ bzw. einer magnetischen Induktion von $B_0 = 50 \mu\text{T}$ wurde kein dynamischer Messeffekt mehr beobachtet. Diese Amplitude der magnetischen Induktion entspricht in etwa dem statischen Erdmagnetfeld am Messort [218 IGR10].



Probe: $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, $(1,5 \times 1,5) \mu\text{m}^2$, 50 nm dick,
(quadratische Geometrie mit zwei „abgeschnittenen“ Ecken)

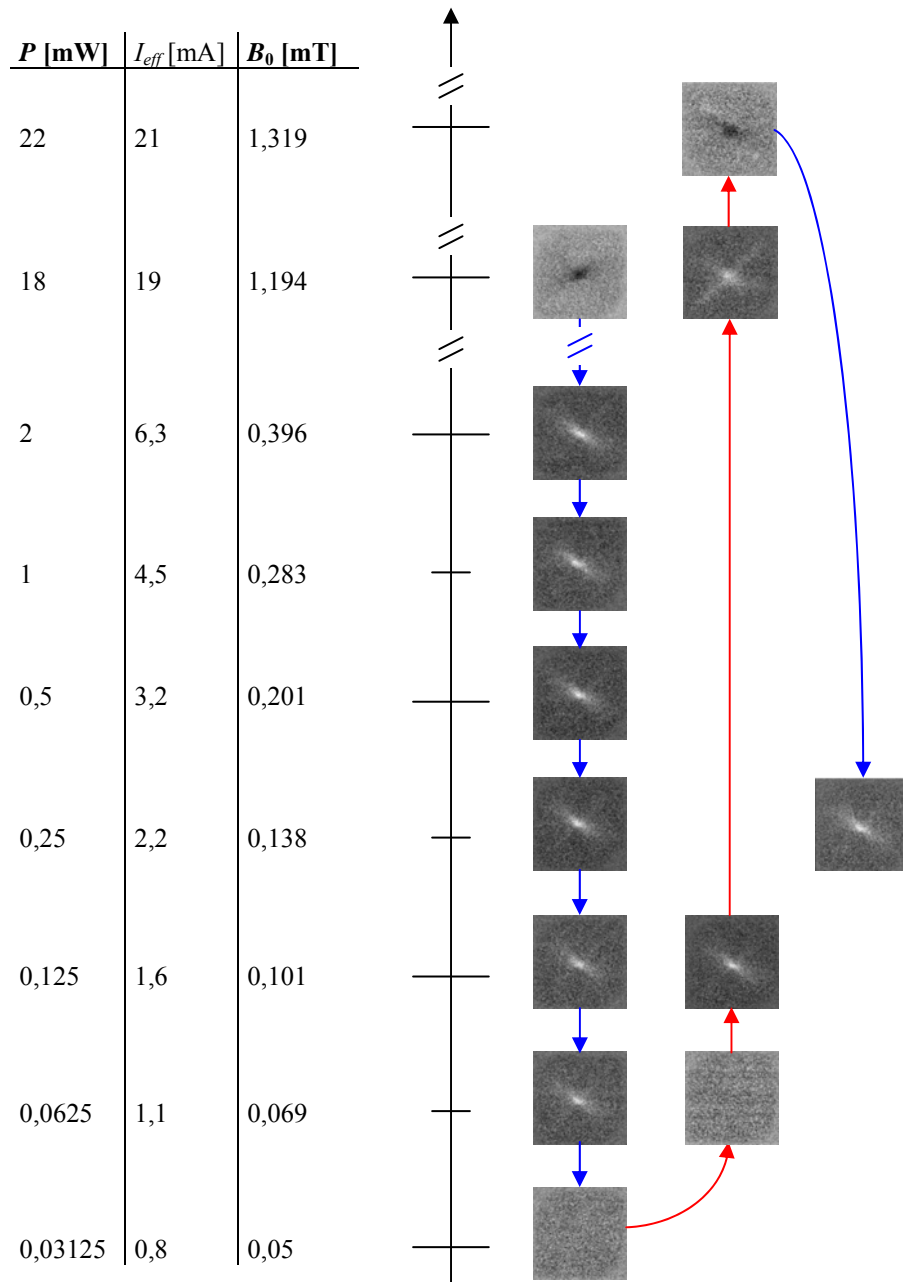


Abbildung 4.24: Die Empfindlichkeit des Wirbelkerns auf äußere Feldanregung ($B = \mu_0 H_0 \sin(2\pi ft)$, $f = 250 \text{ MHz}$): Die Messung beginnt bei der Mikrowellenleistung von $P = 18 \text{ mW}$ ($B_0 = \mu_0 H_0 \approx 1,2 \text{ mT}$). Durch das Absenken der Leistung unterhalb dieser Schwelle klappt der Wirbelkern um. Daraufhin wurde die Leistung auf 2 mW erniedrigt und danach jeweils halbiert. Der Wirbelkern bewegt sich sogar bei der Anregungsleistung von $62,5 \mu\text{W}$ ($B_0 = 69 \mu\text{T}$). Beim Wiederanlaufen der kreiselnden Bewegung tritt eine Hysterese auf: Das Kreiseln des Wirbelkerns beginnt erst bei $B_0 \approx 100 \mu\text{T}$. Bei der anschließenden Erhöhung der Feldstärke auf die Schaltschwelle von $B_0 \approx 1,2 \text{ mT}$ kann das Hystereseverhalten ebenfalls beobachtet werden.

Die erreichte Messempfindlichkeit ist dem hohen Photonenfluss der Undulator-Strahllinie im *Multibunch*-Betriebsmodus des Speicherrings, dem starken magnetischen XMCD-Kontrast und der differentiellen Messmethode zu verdanken. Bei den vorliegenden Stromstärken von ~ 1 mA und dem ohmschen Widerstand der Streifenleitung von $\approx 10 \Omega$ liegt die entstehende Wärmeleistung im Bereich von $10 \mu\text{W}$. Die Spannungsfuktuationen der angeschlossenen Verstärkerkette liegen im Bereich von $0,5$ mV. Es ist daher zu erwarten, dass elektrische und thermische Fluktuationen bei den kleinen magnetischen Feldstärken eine geordnete Bewegung des Wirbelkerns stören können.

Während erneuter Erhöhung der Anregungsleistung beginnt die Wirbelkernbewegung erst bei der Feldstärke von $\mu_0 H_0 \approx 100 \mu\text{T}$. Diese Feldstärke liegt an der unteren Schwelle der für Permalloy-Schichten typischen Koerzitivfelder [93 Met61, 101 Fel63]. Zudem ist eine höhere Feldstärke erforderlich, um den Wirbelkern aus seiner Ruhelage in Bewegung zu setzen als eine bestehende kreiselnde Bewegung des Kerns aufrecht zu erhalten. Damit ist also auch beim Abbruch und Anlaufen der Bewegung eine Hysterese vorhanden. Es darf angenommen werden, dass der etwa 20 nm große, ruhende Wirbelkern zunächst in einem lokalen Potentialminimum festgehalten (*gepinnt*) wird. Solche Potentialminima entstehen infolge kleiner lokaler Schwankungen der Magnetisierungsrichtungen einzelner Körner in der polykristallinen Probe [219 Uhl05].

Die Geometrie dieser Probe wurde bewusst so strukturiert, dass sie durch zwei „abgeschnittene“ Ecken von der üblicherweise untersuchten, quadratischen Landastruktur abweicht. Dadurch sollte der Einfluss der Probenform und die Rolle des Entmagnetisierungsfeldes auf das Schalten der Wirbelkernpolarität studiert werden. In dieser bestimmten Landastruktur und weiteren asymmetrisch geformten Proben sowie bei kreisförmigen Wirbelstrukturen, die sich auf der gleichen Streifenleitung befanden, wurden während der Änderung der Feldamplitude mehrere fein aufgeteilte Niveaus sich abwechselnder Wirbelkernausrichtung beobachtet. Es konnte jedoch nicht eindeutig geklärt werden, inwieweit dies ausschließlich mit der Form dieser Proben zusammenhängt oder ob die gegenseitige Beeinflussung der im Abstand von $1 \mu\text{m}$ angeordneten Elemente durch dynamische Streufelder auch eine Rolle spielt. Trotz beeindruckender Feinheiten bestätigen diese Messergebnisse im Wesentlichen lediglich die in vorigen Unterabschnitten dargestellten „Feldniveaus“ der Wirbelkernausrichtung.

4.2.4 Elementspezifische und lagen aufgelöste Abbildung der Magnetisierungsdynamik gekoppelter Landastrukturen

Dieser Abschnitt behandelt ein Experiment zur Magnetisierungsdynamik in gekoppelten ferromagnetischen Mikrostrukturen. Für lagen aufgelöste Abbildung wurde die Elementspezifität des XMCD genutzt. Die um 30° relativ zur Transmissionsrichtung der Röntgenstrahlung geneigte Streifenleitung verläuft hier *vertikal* [220 Bel04]⁴¹, im Gegensatz zu vorigen Experimenten dieser Arbeit. Dies hat wiederum eine wichtige Konsequenz für die Interpretation der differentiellen dynamischen Bilder (vgl. Abschnitt 4.2.1), nämlich dass das Umklappen des WK am deutlichsten als Änderung der relativen Phasenlagen mit *X-förmigen* Kontrastmuster erkennbar ist⁴².

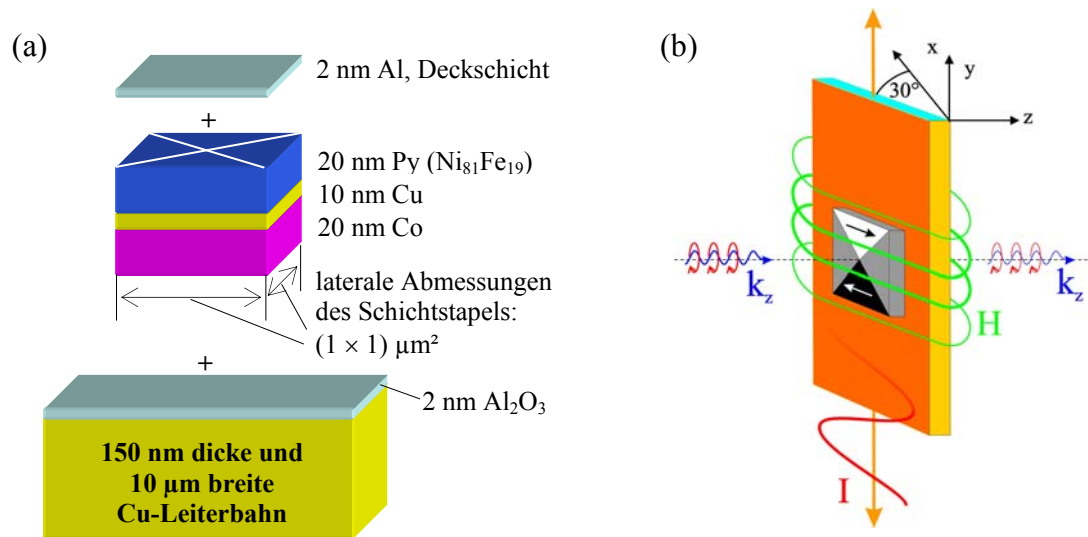


Abbildung 4.25 (a): Die Schichtfolge des untersuchten Stapels $\text{Co}(20\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(20\text{nm})$, der auf einer 150 nm dicken und $10\ \mu\text{m}$ breiten Cu -Streifenleitung strukturiert wurde [210 Neu06]. Die ferromagnetischen Lagen besitzen laterale Abmessungen $(1 \times 1)\ \mu\text{m}^2$. (b) Die Anregung erfolgt parallel zur Probenebene durch ein hochfrequentes Magnetfeld $H = H_0 \sin(2\pi ft)$. Die Mikrostreifenleitung ist um 30° gegenüber der Transmissionsrichtung der Röntgenstrahlung geneigt und verläuft vertikal.

⁴¹ Die Mikrostreifenleitung ist eine Seite von einer haarnadelförmig langgezogener „Spule“ [220 Bel04]. Diese Leiterbahnform erlaubt sowohl senkrechte Feldanregung als auch Anregung in der Probenebene. Die Proben, die sich, wie die in diesem Abschnitt vorgestellte Dreilage, auf einem der beiden Streifenleitungsstücke befinden, werden in der Probenebene angeregt. Auf die Proben, die sich zwischen den beiden Leitern befinden, wirkt ein senkrechtes Feld.

⁴² Das Magnetfeld wirkt hier mit maximalem Drehmoment auf die *vertikal* ausgerichteten Domänen der Landastruktur, die bei der geneigten Probe in ihrer Ausgangslage keinen XMCD-Kontrastbeitrag liefern. Bei der horizontal verlaufenden Streifenleitung in vorigen Abschnitten wirkt das Magnetfeld mit maximalem Drehmoment auf die *horizontal* ausgerichteten Domänen, die in ihrer Ausgangslage eine Projektion in Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung besitzen.

Zunächst wurde mittels elementselektiver XMCD-Abbildung die statische Domänenkonfiguration der beiden magnetischen Lagen bestimmt. Für diese Messung wurde die Energie der Röntgenstrahlung auf die jeweiligen elementspezifischen L_3 -Absorptionskanten des Co und Ni eingestellt⁴³. Wie die Abbildung 4.26 zeigt, weisen beide quadratischen Lagen des Schichtstapels eine definierte Landaukonfiguration auf. Die relative Ausrichtung der vier Abschlussdomänen in der Co-Schicht ist parallel zur Ausrichtung der Abschlussdomänen der Ni-Schicht. Parallele Orientierung ist zwar typisch für austauschgekoppelte magnetische Lagen; die nominale Dicke der nichtmagnetischen Trennschicht aus Cu von 10 nm schließt hier jedoch die kurzreichweitige Austauschkopplung aus. Verantwortlich für eine gegenseitig parallele Orientierung der Magnetisierung in den beiden ferromagnetischen Lagen dürfte vor allem die Néel-Kopplung sein (anschaulich auch „orange peel coupling“ genannt [35, HS98 221 Né62]). Sie ist magnetostatischer Natur und entsteht, wenn die Dicke der Trennschicht klein im Vergleich zu ihrer Rauigkeit ist. Bei der vorliegenden Probe ist es realistisch, für die Rauigkeit der Oberflächen und der Grenzflächen einen Wert von bis zu ± 5 nm anzunehmen [222, Schn00, 229 Schn01], wodurch das Auftreten der magnetostatischen Néel-Kopplung sehr wahrscheinlich ist. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass punktuell auch austauschgekoppelte Bereiche existieren.

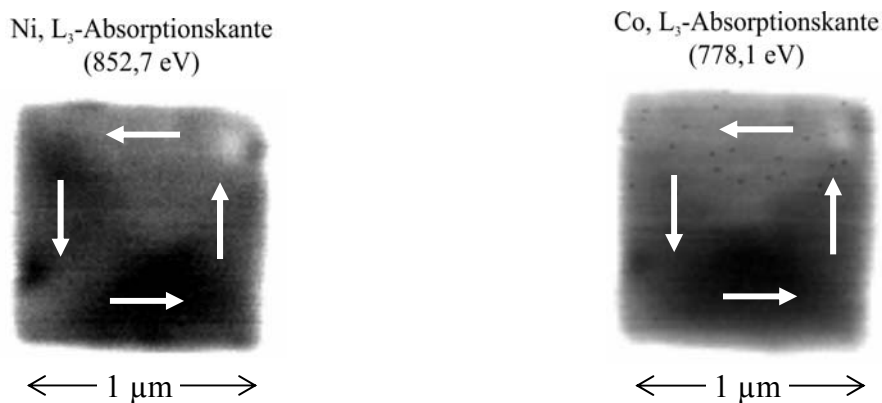


Abbildung 4.26: Der elementspezifische XMCD-Kontrast der statischen Magnetisierung in den ferromagnetischen Lagen des Dreischichtstapels $\text{Co}(20\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(20\text{nm})$ gemessen an den L_3 -Absorptionskanten von Ni und Co. Zur Kontrasterhöhung wurden jeweils zwei Bilder mit RZP- und LZP-Röntgenstrahlung aufgenommen, voneinander abgezogen ($I^{\text{RZP}} - I^{\text{LZP}}$) und anschließend auf die transmittierte Gesamtintensität ($I^{\text{RZP}} + I^{\text{LZP}}$) normiert. Die relative Ausrichtung der Magnetisierungszirkulation der beiden Landaustrukturen (durch Pfeile verdeutlicht) ist parallel (C = GUS).

⁴³ Die Energieauflösung des Plangittermonochromators (PGM) am Strahlrohr 11.0.2 der ALS erlaubt im betreffenden Energiebereich der Fe, Co- und Ni-Absorptionskanten eine Genauigkeit von besser als 0,1 eV [151 STX]. Die Genauigkeit der angegebenen Absolutwerte hängt von der Energiekalibrierung des Monochromators

Die Resonanzfrequenz des Wirbelkernkreisels wird hauptsächlich durch das magnetostatische Streufeld bestimmt, das durch Auslenkung des Magnetisierungswirbels aus seiner Gleichgewichtslage entsteht [131 Gus05]. Weil der Betrag des Streufeldes von der Sättigungsmagnetisierung M_s des Probenmaterials abhängig ist, sind somit die Eigenfrequenzen der gyotropen WK-Bewegung in Py- und Co-Landastruktur unterschiedlich, wobei der WK in der Co Lage aufgrund höherer M_s eine höhere Eigenfrequenz aufweisen sollte. Im vorliegenden Fall gekoppelter magnetischer Lagen werden die Resonanzfrequenzen zusätzlich durch den Kopplungsmechanismus zwischen den Lagen beeinflusst. Die Messungen zum Schalten der WK-Polarität haben gezeigt, dass die Schaltschwellen stark von der Frequenz der Anregung abhängig sein können. Aus Gründen der Vergleichbarkeit mit anderen Experimenten wurde auch bei dieser Messung ein hochfrequentes Magnetfeld $H = H_0 \sin(2\pi ft)$ mit der Frequenz $f = 250$ MHz verwendet. Diese Frequenz liegt nahe der Eigenfrequenz der gyotropen WK-Bewegung in der 50 nm dicken Py-Einzelschicht mit gleichen lateralen Abmessungen (vgl. Abschnitt 4.2.2). Der differentielle XMCD-Kontrast der Co-Schicht⁴⁴ und der Py-Schicht ist in der Abbildung 4.27 dargestellt.

Die gyrotrope Bewegung wurde in beiden magnetischen Lagen abgebildet und damit die Existenz von jeweils einem WK in der Mitte der Co- und Py-Landastruktur bestätigt. Beim Vergleich der Phasen des WK-Kreisels kann eine relative Phasenverschiebung von ca. 180° zwischen der Dynamik des WK und der DW in den beiden Landastrukturen festgestellt werden. Diese Beobachtung wird durch die Abbildung 4.28 verdeutlicht. Die Abweichung der Frequenz der Anregungsschwingung von der Eigenfrequenz der gyotropen Bewegung in der jeweiligen Struktur alleine kann nicht eine so große Phasenverschiebung verursachen. Der Hauptgrund für den starken Phasenunterschied ist in der gegenseitigen Kopplung der beiden Lagen zu suchen. Dabei wird die Bewegung der magnetischen Momente in der einen Schicht durch die dynamische Magnetisierung in der anderen Schicht beeinflusst.

⁴⁴ Der dynamische Kontrast in der magnetisch härteren Co-Schicht wurde im Vergleich zur Messung an der Py-Schicht mit zweifacher Messzeit (*dwell time*) von 40 ms pro Bildpunkt aufgenommen. Bei geringerer Energie der Röntgenstrahlung vermindert sich auch die Effizienz des verwendeten APD-Detektors. Weil im Si für ein Elektron-Loch-Paar jeweils 3,6 eV benötigt werden, sind das Ausgangssignal der APD und damit das SNR abhängig von der Strahlungsenergie.

4.2 Anregung in der Probenebene

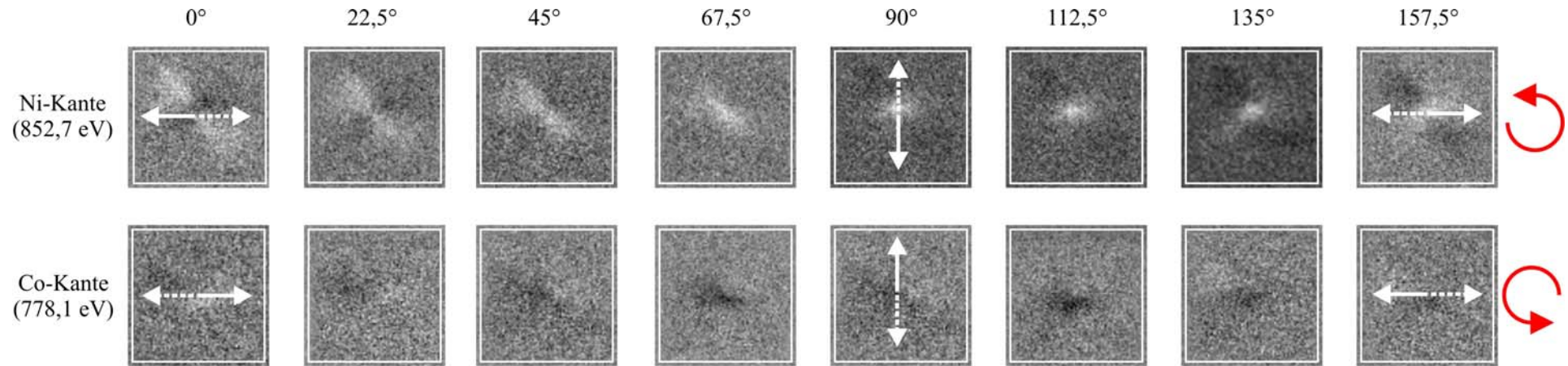


Abbildung 4.27: Orts-, lagen- und phasenaufgelöste Dynamik der Domänenwände (DW) und des magnetischen Wirbelkerns (WK) in quadratischen Landaustrukturen des Dreilagensystems $\text{Co}(20\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(20\text{nm})$. Der differentielle XMCD-Kontrast wurde in der Co-Schicht (L_3 -Absorptionskante) sowie der Py-Schicht (L_3 -Kante des Ni) in Phasenschritten von $\Delta\varphi = 22,5^\circ$ ($\Delta t = 250\text{ ps}$) relativ zur Phase 0° des mit $f = 250\text{ MHz}$ alternierenden Wechselfeldes gemessen. In den Bildreihen sind nur die Phasen von 0° bis $157,5^\circ$ dargestellt. Die restlichen Phasenschritte wurden ebenfalls aufgenommen, sie zeigen jedoch bei der differentiellen Darstellung im Wesentlichen invertierte Kontrastmuster in derselben Reihenfolge und liefern somit keine zusätzliche Information. Die Amplitude des Anregungsfeldes beträgt $\mu_0 H_0 \approx 1\text{ mT}$. In beiden Lagen kann die Auslenkung der Domänenwände und die gyrotrope Bewegung des WK beobachtet werden. Die Reihenfolge der differentiellen Kontrastmuster ergibt eine Drehrichtung des Wirbelkerns entgegen dem Uhrzeigersinn (GUS) in beiden ferromagnetischen Lagen und damit in Richtung der Magnetisierungszirkulation $C = \text{GUS}$ in der Probenebene (vgl. Abbildung 4.26). Weil beide Landaustrukturen dieselbe und durch die hochfrequente Anregung unveränderte Zirkulation C aufweisen und da sich ihre Wirbel in die gleiche Richtung drehen, ist auch ihre Händigkeit gleich (RH) und die Ausrichtung ihrer WK parallel zueinander ($p = +1$, vgl. Abbildung 2.9, S. 27). Der Vergleich der Phasen des Wirbelkernkreisels (z.B. bei 0° , 90° und 157°) ergibt eine relative Phasenverschiebung der Wirbelkernbewegung zwischen den gekoppelten Landaustrukturen von $\approx 180^\circ$.

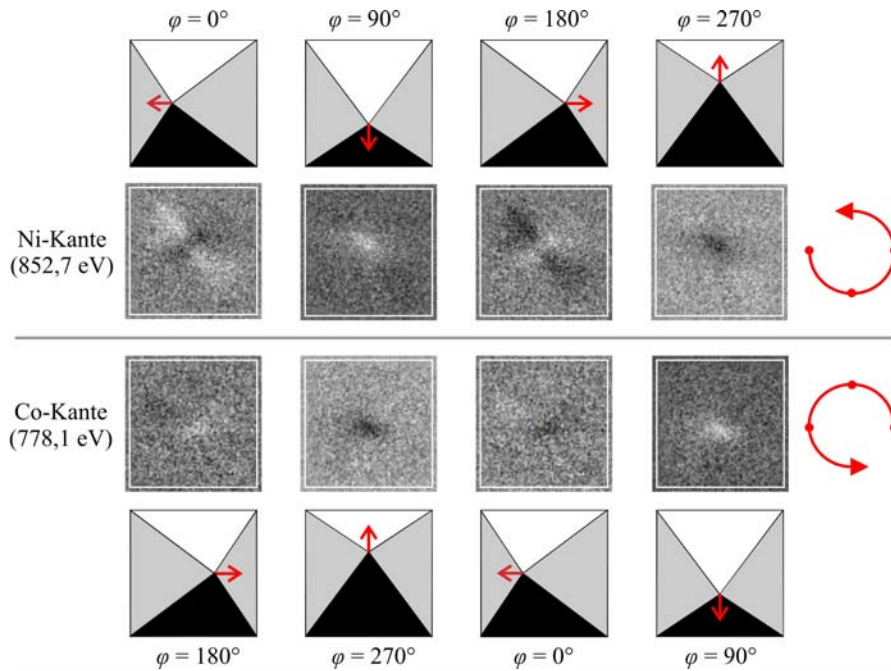


Abbildung 4.28: Im differentiellen XMCD-Kontrast ferromagnetischer Lagen des Dreischichtstapels $\text{Co}(20\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(20\text{nm})$ ist eine relative Phasenverschiebung von 180° zwischen den kreiselnden Bewegungen der beiden Wirbelkerne (WK) sowie der Domänenwandpräzession in der Co- und der Py-Landastruktur erkennbar. Die oberen zwei Reihen zeigen die Magnetisierungsdynamik in der Py-Lage zu den vier Phasen $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ und 270° bezüglich der Phase 0° des Anregungsfeldes. Diese Phasenwinkel entsprechen den relativen Verzögerungszeiten von $\Delta t = 0\text{ ns}, 1\text{ ns}, 2\text{ ns}$ und 3 ns . Die Skizzen der jeweiligen Auslenkungen des WK zu den betreffenden Phasen sind in der obersten Reihe dargestellt. Die unteren zwei Reihen repräsentieren die Magnetisierungsdynamik zu gleichen Verzögerungszeiten in der Co-Schicht.

Durch die relative Phasenverschiebung der Bewegung magnetischer Wirbel und Domänenwände von 180° entsteht in den beiden Lagen lokal eine antiparallele dynamische Ausrichtung der magnetischen Momente, wodurch die magnetostatische Energie des gekoppelten Systems verringert wird. Diese einfache Überlegung kann zur qualitativen Deutung der beobachteten Phasenverschiebung herangezogen werden. Weiterführende Messungen sollten jedoch die Richtigkeit dieser Annahme klären.

4.2.4.1 Umklappen des Wirbelkerns in der Py-Schicht des Co/Cu/Py-Stapels

Im Folgenden wird die Messung präsentiert, die zeigt, dass die Ausrichtung des magnetischen Wirbelkerns (WK) in der weicheren magnetischen $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Schicht des Dreischichtstapels $\text{Co}(20\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(20\text{nm})$ von der Amplitude des hochfrequenten Anregungsfel-

des abhängig ist. Dazu wurde wie im Abschnitt 4.2.3 die Anregungsleistung ausgehend von $P = 12 \text{ mW}$, ($B_0 = \mu_0 H_0 \approx 1 \text{ mT}$) sukzessive erhöht, bis schließlich bei der Feldamplitude von $B_0 \approx 2 \text{ mT}$ eine Umkehr des Drehsinns des WK-Kreisels und damit das Umklappen des WK registriert wurden, wie zwei charakteristische Phasen in der Abbildung 4.29 belegen.

Obwohl die derzeitige Zeit- und Ortsauflösung der magnetischen Röntgentransmissionsmikroskopie (TR-MTXM) noch keine direkte Abbildung des schnellen Umschaltvorgangs im magnetischen Wirbelkern erlaubt, belegen die dargestellten Ergebnisse, dass sich die Ausrichtung des Wirbelkerns in der weichmagnetischen Py-Schicht eines Schichtstapels kontrolliert und unabhängig von der härteren magnetischen Co-Schicht schalten lässt. Die erforderliche Feldamplitude des kontinuierlichen Anregungsfeldes ist mit $\mu_0 H \approx 2 \text{ mT}$ vergleichsweise gering. Bei einer Stromstärke von $I = 32 \text{ mA}$ in der $10 \text{ }\mu\text{m}$ breiten und 150 nm dicken Mikrostreifenleitung (vgl. Gl. (3.5)) entspricht diese Feldstärke der Mikrowellenleistung von $P = 50 \text{ mW}$. Die erste Schaltschwelle der hier betrachteten an die magnetische härtere Co-Schicht gekoppelten Py-Landastruktur ist somit höher als bei den nichtgekoppelten einlagigen Landastrukturen (vgl. Abschnitt 4.2.3). Weiterführende Experimente sollten Aufschluss geben, in wieweit die Dicke und die Wahl der Zusammensetzung ferromagnetischer Lagen sowie der nichtmagnetischen Zwischenschicht, die gegenseitige Kopplung magnetischer Strukturen untereinander und damit das Schaltverhalten der Wirbelkernpolarität beeinflussen.

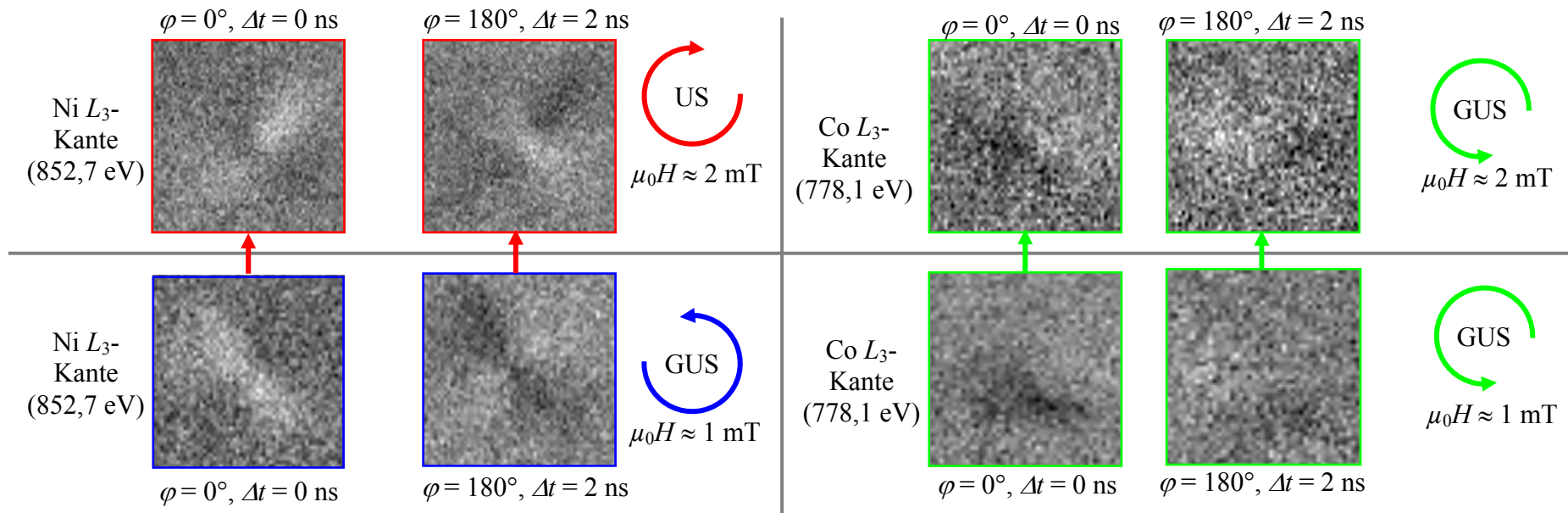


Abbildung 4.29: Die Polarität des magnetischen Wirbelkerns (WK) in der Py-Schicht des Dreischichtstapels $\text{Co}(20\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(20\text{nm})$ wurde unabhängig vom WK der Co-Schicht geschaltet: Die untere Reihe zeigt den differentiellen XMCD-Kontrast der ferromagnetischen Lagen gemessen an der L_3 -Kante von Co bzw. Ni, bei der Feldamplitude $B_0 = \mu_0 H_0 \approx 1 \text{ mT}$. Die Momentaufnahmen stellen die relativen Phasen $\varphi = 0^\circ$ und 180° der gyrotropen Bewegung des WK in den beiden gekoppelten Landastrukturen dar. Die zwei linken Bilder der oberen Reihe zeigen bei den selben Phasen, dass die Richtung der WK-Drehung und damit auch seine Polarität in der Py-Landastruktur durch die höhere Feldamplitude ($\approx 2 \text{ mT}$) umgekehrt wird. Bei gleicher Feldstärke ändert sich der Drehsinn in der Co-Lage noch nicht, was die zwei rechten Bilder der oberen Reihe zeigen. Der Wechsel der Drehrichtung wird bei dieser Anregungsgeometrie durch den Vergleich von zwei X-förmigen differentiellen Kontrastmustern eindeutig verifiziert (vgl. Abbildung 4.25 (b), S. 136). Die gyrotrope WK-Bewegung und ihr Drehsinnwechsel in der Py-Lage wurden auch durch die Abbildung von 16 Phasen ($\Delta\varphi = 22,5^\circ$, $\Delta t = 250 \text{ ps}$) bestätigt. Auf die Darstellung der vollständigen Messreihe wurde verzichtet, da sie im Vergleich zu den zwei stellvertretenden Phasen $\varphi = 0^\circ$ und 180° keinen wesentlichen Informationsgewinn bringt.

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

4.3.1 Implementierung der Zeit- und Frequenzauflösung in die MTXM

Primäre Aufgabe dieser Arbeit war die Entwicklung geeigneter Anregungsverfahren für die magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie (MTXM) mit dem Ziel zeitaufgelöste Messungen der Magnetisierungsdynamik in dünnen weichmagnetischen Mikrostrukturen durchzuführen. Als Proben wurden einfache kreisförmige und quadratische Modellsysteme aus Py und Co ausgesucht mit Dicken zwischen 10 und 50 nm und lateralen Abmessungen zwischen 500 nm und 6 μm , die im Grundzustand stabile Wirbel- bzw. Landaukonfigurationen bilden. Die Probenform gibt weitgehend die statische Magnetisierungskonfiguration vor, so dass die Anordnung der magnetischen Momente einen geschlossenen magnetischen Fluss in der Probenebene bildet mit einem Magnetisierungswirbel in der Probenmitte. Die Statik und die Dynamik dieser Strukturen werden vor allem durch hohe Entmagnetisierungsfelder und die Austauschwechselwirkung bestimmt. Wegen der Stabilität ihrer statischen Ausgangskonfiguration eignen sie sich in besonderer Weise für reproduzierbare Pump-Probe-Messungen.

Pump-Probe-Experimente

Zunächst wurden zeitaufgelöste Messungen nach dem konventionellen *Pump-Probe*-Messprinzip am abbildenden Mikroskop XM-1 im *2-bunch*-Betriebsmodus des ALS-Speicherrings aufgebaut und durchgeführt. Die gepulste Anregung erfolgte mittels einer Mikrospule, die Magnetfelder senkrecht zur Probenoberfläche induzierte. Untersucht wurde eine dreilagige Struktur bestehend aus 50 nm dicken ferromagnetischen Lagen aus Py und Co, die durch eine 2 nm dicke Cu Lage getrennt waren. Durch senkrechte Abbildung konnte in der Landastruktur aus Py schnelle Präzessionsdynamik in dreieckigen Domänen und die deutlich langsamere Bewegung der Domänenwände (DW) nachgewiesen werden. Diese erste Messung offenbarte die Vorteile aber auch die Grenzen der Methode. Durch die hohe räumliche Auflösung konnte sehr detailliert das zeitliche Verhalten der inhomogen magnetisierten DW abgebildet werden. Dagegen zeigte sich, dass mit der Zeitauflösung von durchschnittlich 100 ps die sehr schnell abklingende Präzession magnetischer Momente unzureichend aufgelöst werden kann. Der geringe Photonenfluss in *2-bunch*-Modus verhinderte es zunächst, lagenaufgelöste Messungen zur Untersuchung der Kopplung zwischen der Py- und Co-Schicht in angemessener Zeit durchzuführen.

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

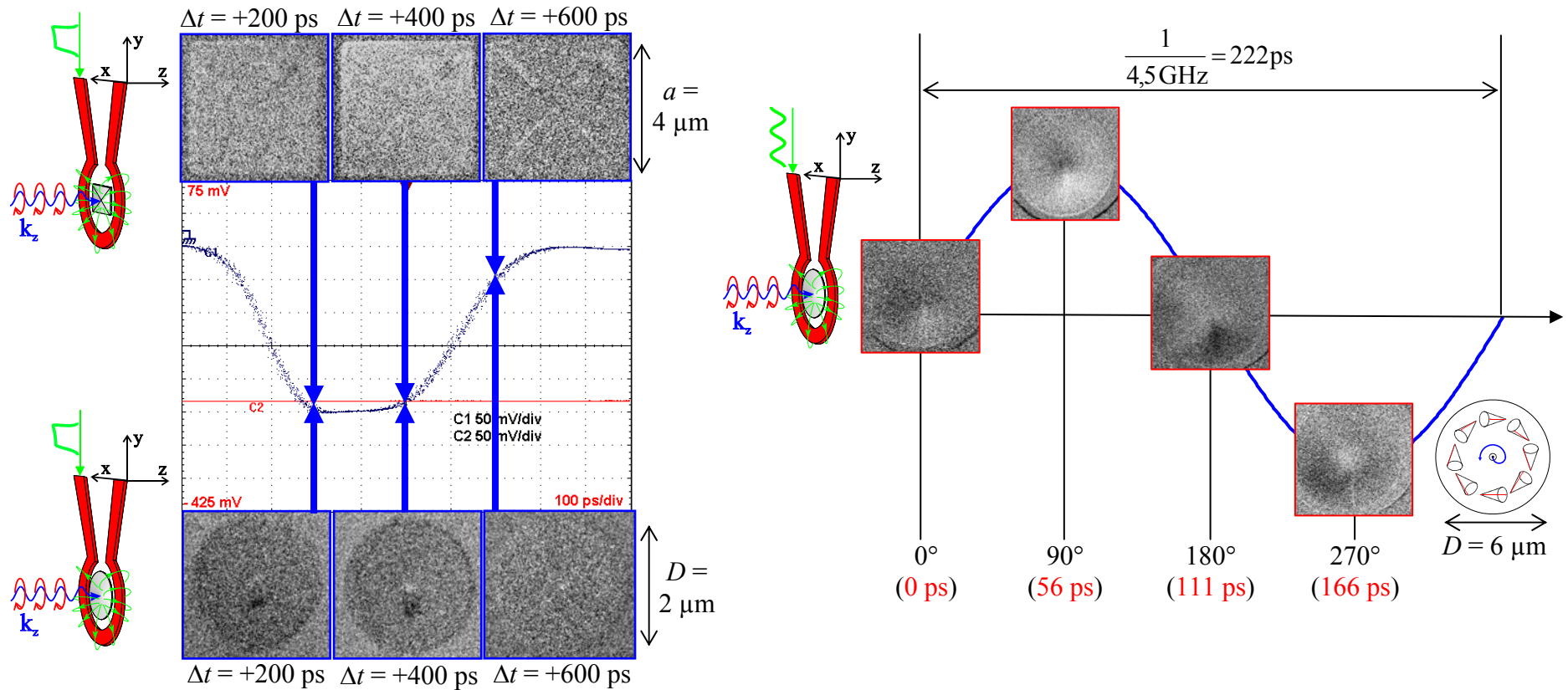


Abbildung 4.30: **Links:** Pump-Probe-Experimente am abbildenden Röntgenmikroskop XM-1 im 2-bunch-Betriebsmodus des ALS-Speicherrings. Während senkrechter Anregung mit hohen ($\mu_0 H > 25 \text{ mT}$) und räumlich inhomogenen Magnetfeldern einer Mikrospule wurde die dynamische Auslenkung der Magnetisierung der Domänen, der Domänenwände in der quadratischen Landaustruktur sowie die Deformation des magnetischen Wirbels in der kreisförmigen Wirbelstruktur abgebildet. Oberhalb und unterhalb der Pulsform sind die Momentaufnahmen der dynamischen Magnetisierungskomponente $m_z(t)$ dargestellt. **Rechts:** Ortsaufgelöste FMR: Abbildung einer magnetostatischen Eigenschwingung im kreisrunden Py-Plättchens zu verschiedenen Phasen des hochfrequenten ($f = 4,5 \text{ GHz}$), senkrechten Anregungsfeldes. Die Bilder belegen, dass m_z im Gebiet des Magnetisierungswirbels für jede Halbperiode der Schwingung ihr Vorzeichen ändert.

Als wesentliche Stärke der TR-MTXM zeigt sich eindeutig die räumlich hochauflösende Abbildung der Magnetisierungsdynamik auf der Sub-Nanosekunden Zeitskala. Das wurde besonders deutlich bei der senkrechten Anregung einer Wirbelstruktur mit dem Durchmesser von 2 μm . In der kreisförmigen Domäne wurde die Magnetisierungspräzession durch die typische Kontrastumkehr nachgewiesen. Der vergleichsweise starke Feldpuls ($B_0 = \mu_0 H \approx 25$ mT) verursacht zudem eine deutliche Auslenkung des Magnetisierungswirbels seitlich aus der Probenmitte sowie die Deformation der Magnetisierungskonfiguration in seiner unmittelbaren Umgebung. Dabei bestehen deutliche Anzeichen dafür, dass der Wirbelkern (WK) in den meisten Fällen durch erste Pulsflanke ummagnetisiert wird. Die zweite Pulsflanke lenkt den Wirbel in der Probenebene in entgegengesetzte Richtung aus. Danach ist in der weiteren Bildsequenz eine Signatur der kreiselnden (gyrotropen) Bewegung des WK um den Probenmittelpunkt erkennbar.

Ortsaufgelöste FMR

Nach den ersten erfolgreichen *Pump-Probe*-Experimenten wurde die Abbildungstechnik methodisch weiterentwickelt. Für die Messung kleiner Auslenkungen der schnellen Präzessionsdynamik mit dem begrenzten Strahlfluss im *2-bunch*-Modus wurde die selektive hochfrequente Anregung realisiert. Mit dieser Methode der *ortsaufgelösten Ferromagnetischen Resonanz* (SR-FMR) können gezielt Eigenmoden der magnetostatischen Spinwellen in dünnen Plättchen angeregt und abgebildet werden. Im Gegensatz zur breitbandigen gepulsten Anregung, die viele Frequenzanteile enthält und dabei gleichzeitig verschiedene Moden anregt, kann durch Anregung mit genau definierter Frequenz deutlich mehr Feldleistung in ganz bestimmte Eigenschwingungen übertragen werden. Dadurch werden höhere Auslenkungsamplituden der Magnetisierungspräzession erzielt. Um die Wärmebelastung der Mikrospeule zu minimieren, wurde der hochfrequente Anregungsstrom nicht kontinuierlich sondern in 60 ns langen Schwingungszügen (*Bursts*) eingeprägt. Zur Demonstration der Eignung dieses Verfahrens wurden magnetostatische Schwingungen in einer kreisrunden Wirbelstruktur ($D = 6 \mu\text{m}$, $d = 50 \text{ nm}$) mit der Frequenz $f = 4,5 \text{ GHz}$ angeregt und in äquidistanten Phasenschritten $\Delta\varphi = 45^\circ$ abgebildet. Diese Messung zeigt, dass die magnetostatischen Spinwellen in Form einer fortlaufenden Wellenbewegung um die Mitte der Struktur kreisen. Die Feldamplitude von $B_0 \approx 16 \text{ mT}$ führt zu einer Kontrastumkehr am Ort des Magnetisierungswirbels, was das Umklappen von diesem senkrecht magnetisierten Bereich suggeriert. Vom methodischen Gesichtspunkt her, belegt diese Messung die Eignung der TR-MTXM zum systematischen Studium von Spinwellenanregungen in ferromagnetischen Mikrostrukturen. Hohe laterale

Auflösung in Kombination mit der selektiven hochfrequenten Magnetfeldanregung erlauben eine gezielte Untersuchung von Spinwellenmoden in lokalisierten, inhomogen magnetisierten Bereichen.

Anregung parallel zur Probenoberfläche

Im weiteren Schritt wurde am Mikroskop XM-1 die Anregung parallel zur Probenoberfläche mittels Mikrostreifenleitungen realisiert. Diese Anregungsart wurde im Hinblick auf eine möglichst starke Auslenkung der DW in den Landaustrukturen sowie zur Anregung der gyrotropen Bewegung des magnetischen Wirbels angewandt. In der Probenebene stattfindende Magnetisierungsdynamik wurde abgebildet, indem die Proben um 30° gegenüber der Transmissionsrichtung der Röntgenstrahlung geneigt wurden. Bei dieser Anregungs- und Messgeometrie konnten deutlich stärkere Messeffekte erzielt werden.

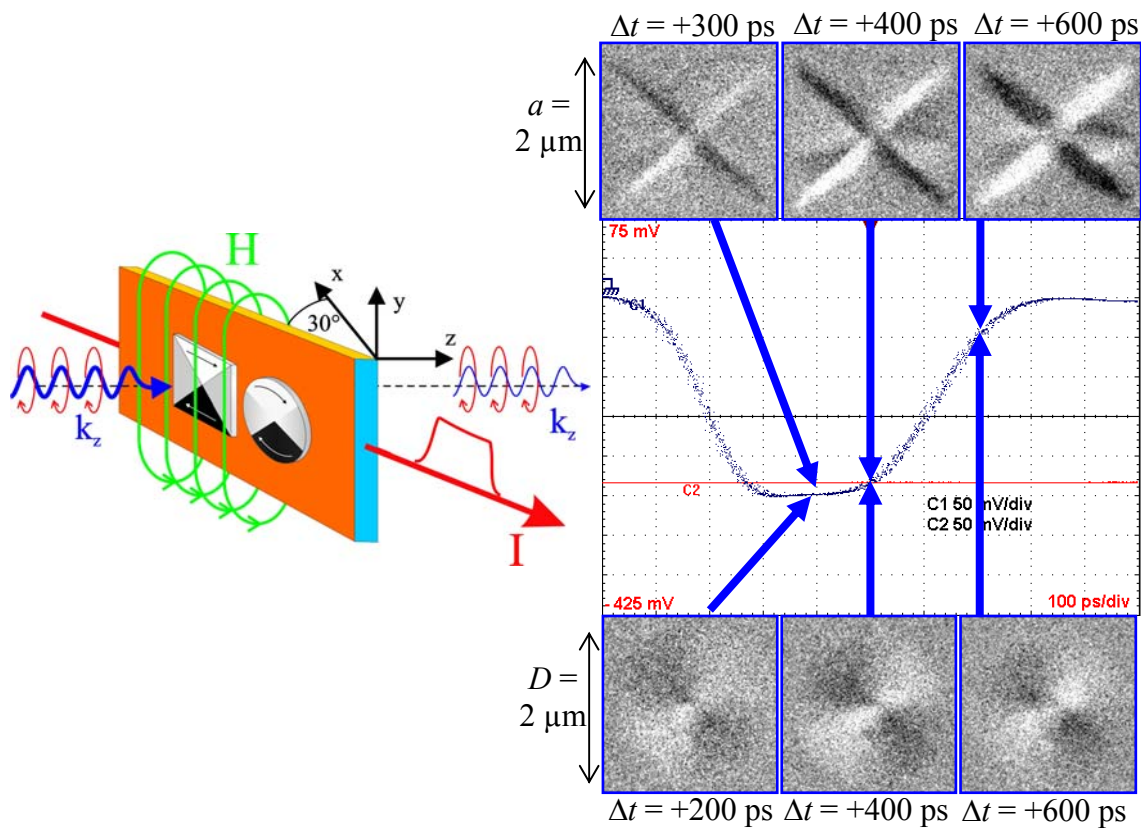


Abbildung 4.31: In der Probenebene stattfindende Dynamik der Domänenwände und des Magnetisierungswirbels aufgenommen mit differentieller Messmethode am Mikroskop XM-1 im 2-bunch-Modus der ALS. Der parallel zur Probenebene wirkende Feldpuls hoher Amplitude ($\mu_0 H \approx 13 \text{ mT}$) verursacht starke Magnetisierungsdrehungen.

Die Pulsanregung in der Probenebene zeigte, dass die relativ hohe Pulsamplitude von $\mu_0 H_0 \approx 13,2 \text{ mT}$ neben der schnellen Auslenkung der DW auch eine deutliche Drehung der Magneti-

sierung in den Domänen verursacht. Die DW erreichen Geschwindigkeiten von bis zu ≈ 500 m/s. In den antiparallel zum äußeren Feld ausgerichteten Domänen bilden sich transiente Magnetisierungskonfigurationen aus, aufgrund lokaler Schwankungen der Magnetisierungsrichtung. Beim abrupten Auflösen dieser zeitweiligen Domänenkonfiguration wird ein Kontrastverlust beobachtet, der auf unsynchronisiert ablaufende Schaltvorgänge hindeutet. Danach konnte eine schnell abklingende gyrotrope Bewegung des WK zweifelsfrei nachgewiesen werden. Die Periode dieser Bewegung ist abhängig von der Probengröße, was im Einklang mit theoretischen Voraussagen steht.

STXM – Systematische Messungen im Multibunch-Betriebsmodus der ALS

Die Relaxationszeit der Dynamik der Néelwände und des magnetischen Wirbels ist in weichmagnetischen Plättchen von der Größenordnung 10 ns. Wegen der langen Akkumulations- und Auslesezeit des zweidimensionalen CCD-Detektors sind am abbildenden Mikroskop XM-1 zeitaufgelöste stroboskopische Messungen nur im *2-bunch*-Betriebsmodus des ALS-Speicherrings möglich, weil nur bei dieser Betriebsart die Probe zwischen den abbildenden Röntgenpulsen in einen definierten Ausgangszustand relaxieren kann. Der *2-bunch* ist halbjährlich nur für je zwei Wochen verfügbar. Die Standardbetriebsart der ALS ist der *Multibunch*, der eine zehnfach größere Strahlintensität bietet. Für zeitaufgelöste Messungen im *Multibunch*-Modus wurde eigens ein schneller Photodetektor für das rasternde Röntgenmikroskop STXM entwickelt. Dieser Detektor, der mit dazugehöriger Datenerfassung im Pulszählbetrieb eingesetzt wurde, kann die Zeitstruktur des *Multibunch* (im zeitlichen Abstand von 2 ns ankommende Röntgenblitze) vollständig auflösen. Aufgrund des höheren Photonenflusses konnte die Dauer der zeitaufgelösten Messungen um Faktor 10 verkürzt werden. Zusätzlich war es nun auch möglich elementspezifische und lagenaufgelöste Messungen der Magnetisierungsdynamik in gekoppelten magnetischen Strukturen durchzuführen.

Der Schwerpunkt weiterer Messungen hat sich von der Entwicklung der Messmethode auf die systematische Untersuchung der Wirbelkerndynamik verlagert. Mit der Methode der SR-FMR wurde die gyrotrope Bewegung in Abhängigkeit von der Frequenz und vor allem in Abhängigkeit von der Amplitude des hochfrequenten Anregungsfeldes abgebildet. Das bei ersten Testmessungen sich stark andeutende Umklappen des senkrechten Wirbelkerns konnte bei diesen Experimenten eindeutig nachgewiesen werden.

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

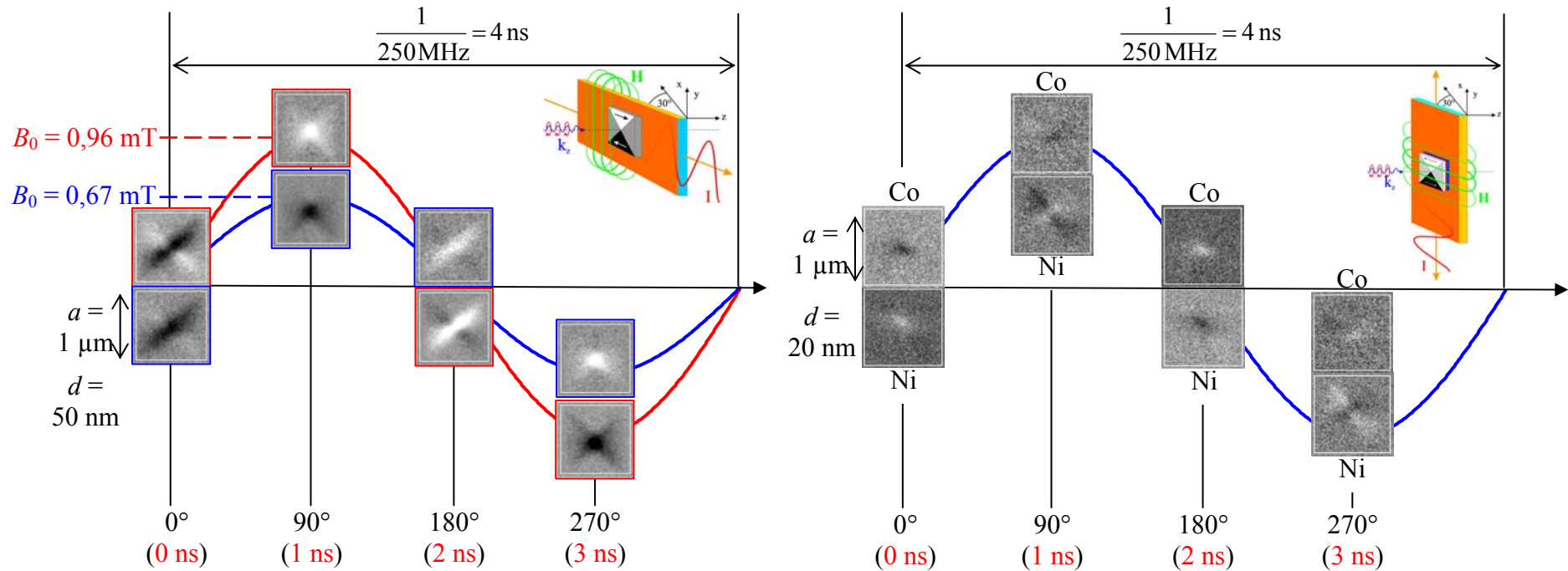


Abbildung 4.32 Die Abbildung der Dynamik der Domänenwände (DW) und des magnetischen Wirbelkerns (WK) in quadratischen Landaustrukturen mit rasterndem Mikroskop STXM. Die Anregung erfolgt in der Probenebene mit hochfrequenten ($f = 250 \text{ MHz}$) Magnetfeld. **Links:** Der Drehsinn der gyrotropen Bewegung und damit die senkrechte Ausrichtung des magnetischen WK (nach OBEN oder UNTEN) ist Abhängig von der Amplitude des Anregungsfeldes. Beim Überschreiten der Schwelle vom $0,96 \text{ mT}$ kann die Ausrichtung des WK reproduzierbar umgeklappt werden. **Rechts:** Elementspezifische und lagenaufgelöste Abbildung der Bewegung der DW und des WK in gekoppelten Landaustrukturen. Gyrotrope Bewegung des WK in der Landaustruktur aus $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ verläuft um 180° phasenverschoben relativ zur Bewegung des WK in der Co-Landaustruktur. Diese Messung wurde mit dem schnellen Photodetektor im Multibunch-Betriebsmodus des ALS-Speicherring durchgeföhrt.

Fazit

Methodischer Teil dieser Arbeit belegt durch die Vielzahl experimenteller Demonstrationen, dass die zeitaufgelöste magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie (TR-MTXM) großes Potential bei der Charakterisierung der Dynamik ferromagnetischer Mikrostrukturen besitzt. Die Kombination aus hoher zeitlicher (~ 100 ps) und lateraler (~ 30 nm) Auflösung hat entscheidende Vorteile bei der Untersuchung kleiner, inhomogen magnetisierter Bereiche, was am Beispiel der Néelwände und Magnetisierungswirbel gezeigt wurde. In die MTXM implementierte Methode der SR-FMR bietet zudem allgemein die Möglichkeit magnetostatische Oszillationsmoden dünner Plättchen im Frequenzbereich von $f \leq 5$ GHz in Abhängigkeit von der Frequenz, Phase und Amplitude des Anregungsfeldes ortsaufgelöst abzubilden und ihr Verhalten zu charakterisieren.

Hervorzuheben sind die Experimente an gekoppelten Landastrukturen. Sie zeigen die Eignung der TR-MTXM zur elementselektiven Untersuchung magnetischer Vielfachlagen auf. Neben der Möglichkeit quantitativer Bestimmung der magnetostatischen Eigenschaften einzelner Schichten können auch dynamische Prozesse beobachtet werden. Die Messungen mit hohem Strahlfluss im *Multibunch*-Betriebsmodus des Speicherrings stellen insbesondere bei sehr dünnen magnetischen Schichten einen entscheidenden Vorteil dar. Im Bereich der Magnetoelektronik werden derzeit komplexe Multilagengestaltungen, die aus verschiedenen magnetischen und nichtmagnetischen Schichten aufgebaut sind, intensiv erforscht. Die Ummagnetisierung einzelner Schichten sowie die Kopplung der magnetischen Lagen untereinander sind entscheidend für die Funktion und den zuverlässigen Einsatz dieser Bausteine in technischen Anwendungen. Dreilagige Struktur, die in dieser Arbeit untersucht wurde, ist zwar deutlich einfacher, als die derzeit entwickelten und eingesetzten Schichtsysteme; die Ergebnisse zum Umlappen der Magnetisierung im Wirbelkern der Py-Lage belegen jedoch, dass die TR-MTXM zur orts-, zeit- und lagenaufgelösten Abbildung der Dynamik von Ummagnetisierungsvorgängen auf den derzeit technologisch relevanten Zeit- (Subnanosekunden) und Längenskalen (< 100 nm) genutzt werden kann.

Grundsätzlich ist TR-MTXM komplementär zu anderen zeitaufgelösten magnetischen Mikroskopiemethoden einsetzbar, wie der zeitaufgelösten Kerr-Mikroskopie (TR-KM [223 Fre98, 205 Bue04, 105 Chu05]) oder der Photoemissions-Elektronenmikroskopie (TR-PEEM [104 Schn04, 136 Raa05]). Mit ultrakurzen Laserpulsen erreicht die TR-KM eine hervorragende Zeitauflösung im Bereich 1 ps und darunter, und kann somit die schnelle Präzessionsdynamik

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

der homogenen Magnetisierung besser auflösen als TR-MTXM. Aufgrund der benutzten Lichtwellenlänge ist ihre laterale Auflösung beugungsbegrenzt auf 200-500 nm. Daher kann mit TR-KM die Dynamik der Domänenwände und Magnetisierungswirbel nicht so detailliert aufgelöst werden, wie mit TR-MTXM. Die Messung in Reflexion verhindert die Untersuchung vergrabener Schichten. Die magnetische TR-PEEM nutzt ebenfalls den XMCD als Kontrastmechanismus und besitzt eine mit TR-MTXM vergleichbare Zeit- und Ortsauflösung. Sie ist besonders oberflächensensitiv und kann auch vergrabene Lagen sehr dünner Schichtsysteme abbilden. Da die eigentliche Abbildung durch Elektronen geschieht, können hohe magnetische Anregungsfelder zu Bildverzerrungen führen. Da bei der TR-MTXM Messungen in Transmission stattfinden, gibt es keine starken Einschränkungen für die Dicke einzelner Schichten, wodurch auch komplexere und dickere Schichtstapel lagenaufgelöst untersucht werden können. Die Abbildung erfolgt bei der TR-MTXM ausschließlich mit Röntgenstrahlen, so dass auch die Magnetisierungsdynamik während beliebig starker gepulster oder kontinuierlicher Magnetfeldanregung untersucht werden kann. Die Experimente dieser Arbeit verdeutlichen, dass gerade während der Dauer des Anregungspulses eine Reihe bemerkenswerter magnetodynamischer Vorgänge stattfindet.

Die Leistungsfähigkeit der TR-MTXM bezüglich der stroboskopischen Abbildung der lokalen Magnetisierungsdynamik wurde somit generell an einer Reihe eigens entworfener und aufgebauter Versuche bestätigt. Um jedoch eine physikalische Interpretation der gemessenen Magnetisierungsdynamik wagen zu können, die über allgemeine qualitative Aussagen hinausgeht, sind systematische und quantitative Untersuchungen erforderlich. Derartige Experimente wurden zum Umklappen des magnetischen Wirbelkerns durchgeführt. Eine zusammenfassende Diskussion und Interpretation der wesentlichen Ergebnisse dieser Messungen folgt im nächsten Abschnitt.

4.3.2 Das Schalten der Wirbelkernpolarität

4.3.2.1 Grundlegende physikalische Beobachtungen

Das Schalten der Wirbelkernpolarität als universelles Phänomen

Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, dass sich der Wirbelkern (WK) einer quadratischen Landastruktur bzw. einer kreisförmigen Wirbelstruktur dynamisch mit gepulsten und oszillierenden Magnetfeldern der Größenordnung von 1 mT effektiv umklappen lässt. Die Frequenz der oszillierenden Felder muss dabei im Bereich der Eigenfrequenz der gyrotropen Bewegung des WK von 150 bis 500 MHz liegen; das Spektrum der gepulsten Felder muss entsprechende Frequenzanteile aufweisen, um die gyrotrope Bewegung anzuregen.

Hierbei wurde beobachtet, dass das Schalten der WK-Polarität bei geeigneter Frequenz und ausreichend hoher Feldamplitude generell auftritt. Dieser Effekt scheint nahezu unabhängig von der Form der Probe und den Einzelheiten ihrer Herstellung zu sein. Die Details der statischen Magnetisierungskonfiguration in der Umgebung des WK, wie die Existenz der Néelwände bei der Landastruktur und das Fehlen der Wände bei der Wirbelstruktur, spielen keine entscheidende Rolle. Der Schaltvorgang kann sowohl bei senkrechter Anregung mit räumlich inhomogenen Magnetfeldern einer Mikrospule als auch bei der Anregung in der Probenebene mit weitgehend homogenen Magnetfeldern einer Mikrostreifenleitung erzielt werden. Die wesentlichste Voraussetzung für das Schalten ist das Zustandekommen der *schnellen seitlichen Auslenkung* des WK bzw. seiner gyrotropen Bewegung in der Probenebene. Das dynamische Umklappen des WK wurde auch durch numerische Simulationen nachgewiesen, sowohl bei Anregung mit senkrechten [46 Höl03,] als auch mit den in der Probenebene wirkenden Magnetfeldern [106 Neu05, 224 BvW06].

Brechung der Symmetrie

Vom energetischen Gesichtspunkt her befindet sich der WK einer kreisförmigen Wirbelstruktur oder einer quadratischen Landastruktur in einem entarteten Zustand, da beide seiner Polaritäten energetisch gleichwertig sind, was auch die mikromagnetischen Simulationen zeigen. Im Rahmen dieser Arbeit sind jedoch deutlich ausgeprägte Asymmetrien bei der gyrotropen Bewegung des magnetischen WK und seinem Schaltverhalten beobachtet worden:

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

- (i) Die pulsartige Anregung durch kurze Magnetfeldpulse oder kurze Schwingungszüge (Bursts) des hochfrequenten Magnetfeldes führt zum Schalten der WK-Polarität beim Überschreiten einer Grenzamplitude ($B_0 \geq 1,5$ mT). Dieses Schalten erfolgt zwar meist stochastisch aber mit einer ausgeprägten Vorzugsrichtung⁴⁵.
- (ii) Wenn während der kontinuierlichen Anregung mit hochfrequentem Magnetfeld die Anregungsamplitude einen definierten Schwellenwert überschreitet, ändern sich der Drehsinn der eingeschwungenen gyrotropen Bewegung und damit die Ausrichtung des WK deterministisch. Für bestimmte Spannen der Anregungsamplitude existieren genau definierte Händigkeiten des Systems.
- (iii) Die überwiegende Zahl (90 %) der Proben, die definierte Schaltschwellen aufweisen, sind im leicht angeregten Zustand der gyrotropen Bewegung *rechtshändig* (RH).

Zu (i): Eine Symmetriebrechung beim Schalten der WK-Polarität konnte bei den Messungen mit gepulster Anregung in der Probenebene festgestellt werden. In der Abbildung 4.33 sind Momentaufnahmen zu sehen, die eine deutliche Asymmetrie der Magnetisierungsdrehung in den seitlichen Domänen der quadratischen Landaustruktur zeigen. Die so erzeugten zeitweiligen Magnetisierungskonfigurationen wurden bislang vielfach bei gepulster Anregung polykristalliner Mikrostrukturen beobachtet, z.B. in [104 Schn04, 105 Chu05]. Sie können als lokale Keimbildungsstellen für die Entstehung von Stachelwänden betrachtet werden.

Als wichtige Indizien für das stochastische Schalten der WK-Polarität wurden bei diesem Experiment der Kontrastverlust in der stroboskopischen Abbildung und das scheinbar schnelle Abklingen der gyrotropen WK-Bewegung gedeutet. Indem die Ausrichtung des WK weitgehend zufällig umgeklappt wird, verläuft die gyrotrope Bewegung von Fall zu Fall jeweils links- oder rechtsdrehend. Dass trotzdem eine resultierende gyrotrope Bewegung zu späteren Verzögerungszeiten beobachtet wurde (vgl. Abbildung 4.14, S. 117) liegt daran, dass eine Präferenz für eine der beiden Ausrichtungen besteht. Der WK wird durch die Feldpulse in eine der beiden Ausrichtungen leichter umgeklappt. Diese wird Annahme auch durch die Asymmetrie der lokalen Magnetisierungsdrehung in der linken und der rechten Abschlussdomäne der Landaustruktur zur Verzögerungszeiten $\Delta t = 600$ ps und 700 ps unterstützt.

⁴⁵ Erste Anzeichen für die Vorzugsrichtung der WK-Polarität beim Schalten wurden bei gepulster Anregung einer kreisförmigen Wirbelstruktur beobachtet. Während der Dauer des senkrechten Pulses ($\mu_0 H \approx 25$ mT, $t_a = 100$ ps) konnte die zeitweilige Entstehung einer vergleichsweise breiten (~ 500 nm) senkrechten Konfigurationen im Bereich des Magnetisierungswirbels registriert werden (Abschnitt 4.1.2, Abbildung 4.4, S. 95).

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

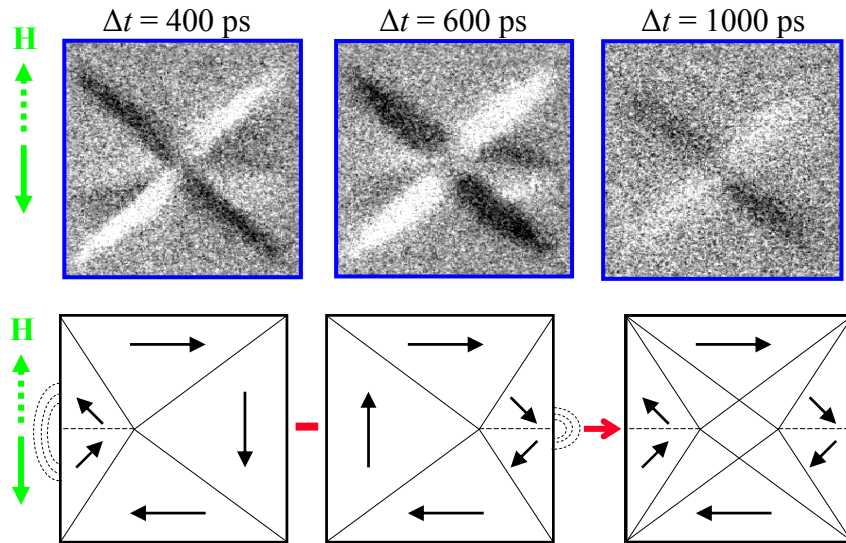


Abbildung 4.33: Dargestellt sind drei differenzielle Bilder der Magnetisierungsdynamik einer 50 nm dicken und $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ großen Landastruktur während der Dauer und nach dem Ausschalten des Magnetfeldpulses ($t_a = 150 \text{ ps}$, $T_p = 400 \text{ ps}$, $t_f = 180 \text{ ps}$, $\mu_0 H_0 \approx 13,2 \text{ mT}$, weitere Einzelheiten zu diesem Experiment sind im Abschnitt 4.2.2 zu finden). Wie die Bilder zu den Verzögerungszeiten $\Delta t = 400 \text{ ps}$ und 600 ps bestätigen, lenkt der breitbandige Anregungspuls nicht nur die Domänenwände und den Wirbelkern (WK) seitlich aus sondern ist auch in der Lage eine Drehung der Magnetisierung in den zu seiner Richtung antiparallel ausgerichteten Domänen hervorzurufen. Das Zustandekommen der charakteristischen Kontrastmuster dieser Bewegungen wird durch die unteren drei Skizzen illustriert. Im Falle des antiparallel gerichteten Feldes sind Drehungen der magnetischen Momente in den vertikal ausgerichteten Domänen nach links oder nach rechts gleichwahrscheinlich, so dass lokale Schwankungen der Magnetisierungsrichtung den Ausschlag geben in welche Richtung die Drehung tatsächlich erfolgt. In den differentiellen Bildern ist die Wirkung beider Polspolaritäten gleichzeitig dargestellt, wodurch erkennbar wird, dass die lokale inhomogene Rotation in den beiden seitlichen Domänen in entgegengesetzte Richtung erfolgt. Die Magnetisierung wird im mittleren Bereich der linken seitlichen Domäne nach innen und im selben Gebiet der rechten Domäne nach außen „geknickt“, wie durch Skizzen verdeutlicht. Dadurch entstehen an den beiden Probenseiten unterschiedlich starke Streufelder (die von der Größenordnung $\sim 100 \text{ mT}$ sein können [104 Schn04]). Innerhalb von 300 ps lösen sich die alternierend gedrehten Strukturen in den seitlichen Domänen auf, wie die Aufnahme zur Verzögerungszeit $\Delta t = 1000 \text{ ps}$ zeigt.

Gezielte Untersuchungen der Schaltstatistik beim Ummagnetisieren durch pulsartige Magnetfelder haben die Vorzugsrichtung des WK zweifelsfrei bestätigt. Eine dieser mit der Burst-Anregung durchgeführten Messungen, ist in der Abbildung 4.34 dargestellt. Das Auslösen der Schwingungsbursts per Hand zeigte zunächst eine Schaltwahrscheinlichkeit von $\approx 100 \%$ für

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

beide Ausrichtungen des WK. Die Erhöhung der Burst-Wiederholffrequenz in den kHz-Bereich ergab schwach ausgeprägte *X-förmige* differentielle Kontrastmuster bei allen relativen Phasenwinkeln der WK-Bewegung, was einer reinen links-rechts Bewegung des WK entspricht. Dieses Ergebnis ist jedoch die Folge stroboskopischer Abbildung und der Schaltwahrscheinlichkeit von nahe 100 % für beide Ausrichtungen des WK: Weil sich der Drehsinn der gyrotropen Bewegung durch das Umklappen des WK annähernd gleichwahrscheinlich ändert, mitteln sich die Auslenkungen nach oben und nach unten aus und es wird bei allen Phasenwinkeln die lineare Bewegung links-rechts detektiert. Die Erhöhung der Schaltfrequenz in dem MHz-Bereich und die damit verbundene Erhöhung der Anzahl der Schaltversuche (der Schaltstatistik) ergaben jedoch wieder eine Abwechslung von *punktförmigen* und *X-förmigen* differentiellen Kontrastmustern bei verschiedenen Phasenschritten der gyrotropen WK-Bewegung. Wegen der Präferenz für eine WK-Ausrichtung und der Akkumulation von $\sim 10^6$ Ereignissen, zeigt sich in der stroboskopischen Messung eine resultierende gyrotrope Bewegung mit schwachen Kontrast. Dieses Experiment bestätigt, dass ein rein zufällig verteiltes Umschalten des WK bei der stroboskopischen Abbildung zunächst keine gyrotrope Bewegung sondern eine scheinbar lineare Bewegung links-rechts ergibt; die Signatur der gyrotropen Bewegung ist beim stochastischen Verlauf der Schaltereignisse nur bei vorhandener Präferenz für eine WK-Ausrichtung und ausreichender Messstatistik sichtbar.

Zu (ii) und (iii): Am deutlichsten trat die Brechung der Symmetrie zum Vorschein nach der systematischen Auswertung der Experimente zur Abhängigkeit der gyrotropen Bewegung des WK von der Amplitude des hochfrequenten Magnetfeldes. Die Daten zur statistischen Verteilung der statischen Magnetisierungszirkulation C in allen untersuchten Proben, zur Häufigkeit des Auftretens der Schaltschwellen und zur Händigkeit der Proben nach der Anregung sind in der Tabelle 5 zusammengestellt. Ein stochastisches Schalten der WK-Polarität wurde in allen Proben spätestens nach der Erhöhung der Feldamplitude auf den Wert von ≈ 3 mT registriert. Definierte Schaltschwellen während der kontinuierlichen Anregung traten in einem Drittel aller Proben auf. Bei kleiner Anregungsamplitude folgt der Drehsinn der gyrotropen Bewegung dem Sinn der statischen Magnetisierungszirkulation C in der Probe bei 90 % dieser Strukturen. Dies ist ein klarer und nachhaltiger Hinweis dafür, dass der RH-Zustand eine Art des bevorzugten „Grundzustandes“ dieser Proben darstellt.

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

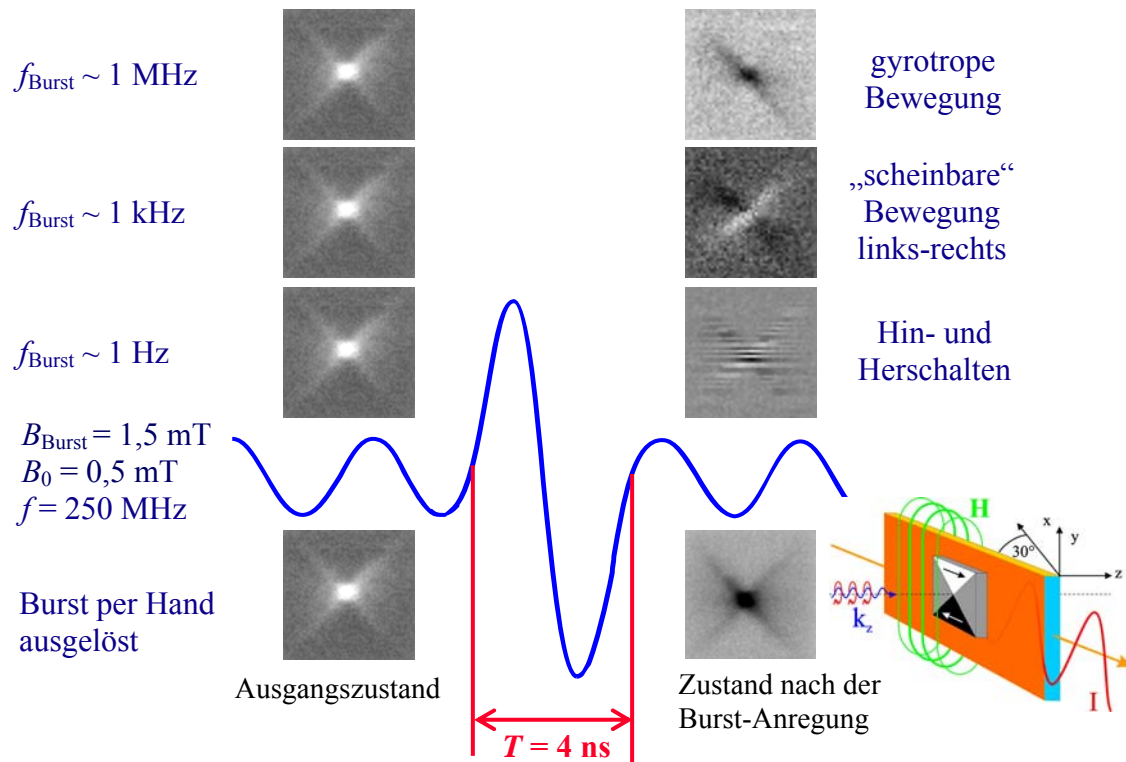


Abbildung 4.34: Mittels der Burst-Anregung konnte nachgewiesen werden, dass sich der magnetische Wirbelkern (WK) bei geeignet gewählter Amplitude der Hintergrundschwingung ($B_0 = 0,5 \text{ mT}$) und der Amplitude des überlagerten Schwingungszugs ($B_{\text{Burst}} = 1,5 \text{ mT}$) während seiner gyrotropen Bewegung ($f = 250 \text{ MHz}$) sehr reproduzierbar hin und her schalten lässt. Der weiße Punkt in der Probenmitte repräsentiert einen Phasenwinkel der gyrotropen WK-Bewegung. Wenn der Schwingungsburst per Hand ausgelöst wird, ist das Schalten der WK-Polarität (der Wechsel vom weißen zum Schwarzen Punkt in der Probenmitte) in der überwiegenden Anzahl der Versuche erfolgreich (vgl. Abschnitt 4.2.3.3). Periodisches Auslösen der Bursts mit einer festen Wiederholfrequenz $f_{\text{Burst}} \sim 1 \text{ Hz}$ während der Bildaufnahme zeigt ein Hin und Herschalten des WK. Wenn das Hin und Herschalten schneller erfolgt ($f_{\text{Burst}} \sim 1 \text{ kHz}$), werden während der stroboskopischen Messung bei allen Phasen der gyrotropen Bewegung nur X-förmige Kontrastmuster beobachtet, die einer links-rechts Bewegung des WK entsprechen. Allerdings kann bereits für Burst-Wiederholfrequenzen $f_{\text{Burst}} \sim 1 \text{ Hz}$ dem resultierendem Bild entnommen werden (anhand der unterschiedlichen Breite der horizontalen hellen und dunklen Streifen), dass die Umschaltvorgänge nicht bei jedem Burst stattfinden und nicht gleichwahrscheinlich von einer in die andere WK-Ausrichtung erfolgen. Die unterschiedliche Schaltwahrscheinlichkeit wird für $f_{\text{Burst}} \sim 1 \text{ MHz}$ durch die 10^6 -fache statistische Mittelung deutlich: Anstelle der zu erwartenden X-förmigen Kontrastmuster bei allen Phasenwinkeln (wie für $f_{\text{Burst}} \sim 1 \text{ kHz}$), kann anhand der Abwechslung der punktförmigen und X-förmigen Kontrastmuster eine resultierende gyrotrope Bewegung des WK detektiert werden. Diese Beobachtung belegt, dass sich der WK aus einer der beiden Ausrichtungen schwerer in die dazu entgegengesetzte Richtung umklappen lässt.

Die Existenz eines „Grundzustandes“

Weitere Einzelheiten zum Verhalten der Proben, die eine oder mehrere Schaltschwellen aufweisen sind in der Abbildung 4.35 zusammenfassend illustriert. Durch verfeinerte Kontrolle der Anregungsamplitude wurde die Existenz zweier qualitativ unterschiedlicher Arten der Schaltschwellen identifiziert: (1) An der zunächst beobachteten und bei jeder Probe am häufigsten auftretenden Schaltschwellenart wird die Polarität des WK beim Erhöhen der Feldamplitude über den Schwellenwert geschaltet und beim Verringern der Amplitude unter diesem Schwellenwert wieder *zurückgeschaltet*. (2) Beim Überschreiten der zweiten Art der Schwelle wird dagegen nur eine der beiden Ausrichtung des WK umgeklappt. Für die andere Ausrichtung kommt es an dieser Schwellenart nicht zum Schaltvorgang. Zudem, wenn die Feldamplitude wieder verringert wird, tritt an derartiger Schwelle kein Zurückschalten auf. Die Existenz solcher Schaltschwellen ermöglicht während der bestehenden gyrotropen Bewegung das zuverlässige Speichern einer definierten WK-Polarität im Ausgangszustand der betreffenden Probe und zwar durch schnelles (auf der Zeitskala von ~ 20 ns - 1 ms) verringern der Anregungsamplitude.

Tabelle 5: Statistische Verteilung der Magnetisierungszirkulation C und der Händigkeit der untersuchten Proben (vgl. Abbildung 2.9, S. 27). Bei den Proben handelt es sich um 40 oder 50 nm dicke rechteckige Landastrukturen oder kreisförmige Wirbelstrukturen mit lateralen Abmessungen zwischen 0,5 und 2 μm . Sie wurden entweder in den Mikrostrukturlabor der Universität Regensburg [208 WUR] oder den an der Universität Bielefeld [211 Rot03] hergestellt.

Anzahl untersuchter Proben:		62
Sinn der statischen Magnetisierungszirkulation:		
	$C = \text{GUS}$	27 (44 %)
	$C = \text{US}$	35 (56 %)
Proben mit Amplitudenschwellen ⁽¹⁾		21 (34 %)
	davon rechtshändig (RH⁽²⁾)	19 (90 %)
	unklar ⁽³⁾ (RH oder LH)	2 (10%)
Händigkeit der Proben ohne Amplitudenschwellen:		
	rechtshändig (RH)	41 %
	linkshändig (LH)	52 %
	unklar ⁽³⁾ (RH oder LH)	7%

⁽¹⁾ Untersuchter Amplitudenbereich: $B < 3$ mT

⁽²⁾ rechtshändige Proben, RH: $p = +1$, $C = \text{GUS}$ oder $p = -1$, $C = \text{US}$,
linkshändige Proben LH: $p = +1$, $C = \text{US}$ oder $p = -1$, $C = \text{US}$

⁽³⁾ Gyrotrope Bewegung nicht eindeutig bestimmbar (die Auslenkung erfolgt hauptsächlich rechts-links)

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

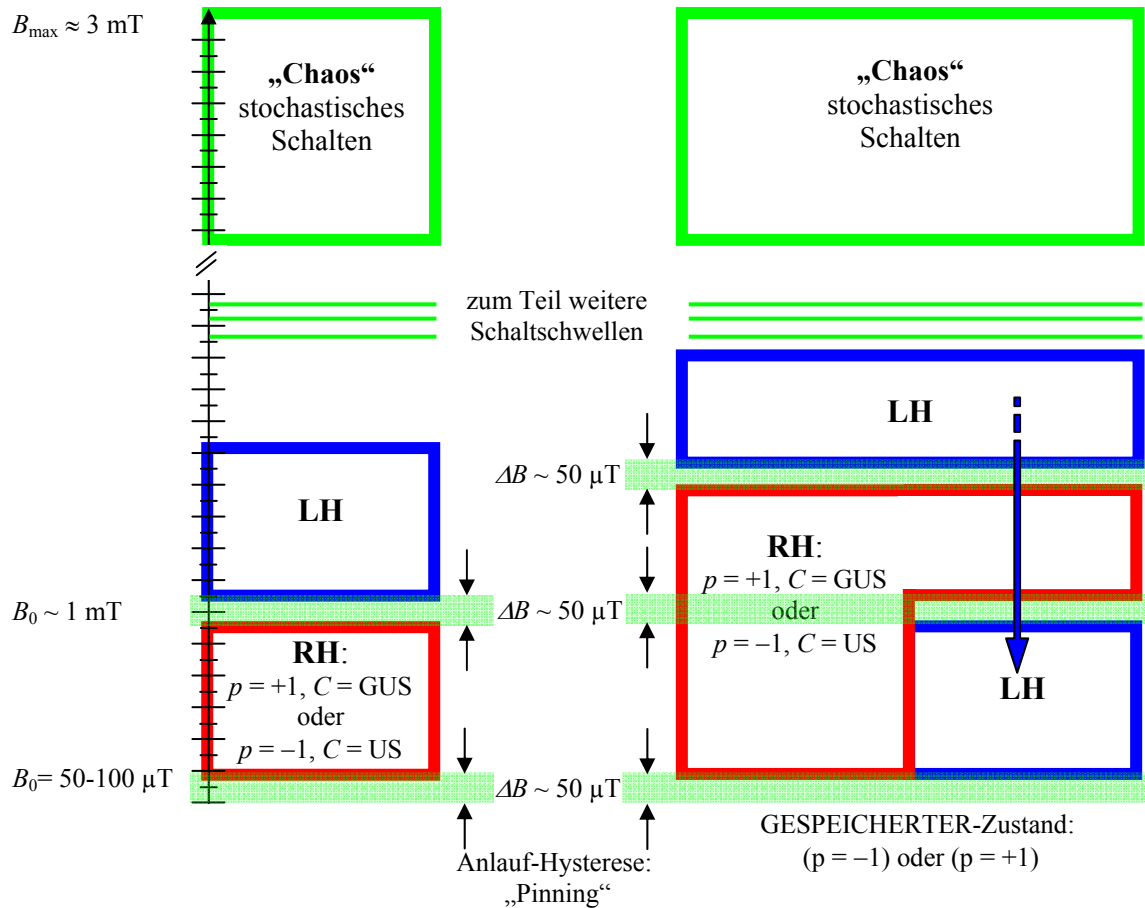


Abbildung 4.35: In 34% der untersuchten Proben wurden durch Änderung der Anregungsamplitude des hochfrequenten Magnetfeldes während der gyrotropen Bewegung des Wirbelkerns (WK) ausgeprägte Schaltschwellen festgestellt. Für bestimmte Amplitudenspannen von mehreren $100 \mu\text{T}$ existieren genau definierte Ausrichtungen des WK. Diese Proben lassen sich anhand der Art der ersten Schaltschwelle qualitativ in zwei Gruppen aufteilen. (1): In der linken Säule ist das Verhalten der Proben illustriert, die in ihrem Ausgangszustand ausschließlich rechtshändig (RH) sind. Bei diesen Proben wird die WK-Polarität an der ersten Schwelle geschaltet und wieder zurückgeschaltet. (2): Das Verhalten der zweiten Probengruppe ist in der rechten Säule dargestellt. An der ersten Schaltschwelle dieser Proben wird nur eine der beiden Polaritäten des WK geschaltet. An weiteren, höher liegenden Schwellen tritt das Schalten und Zurückschalten auf. Bei diesen Proben lässt sich eine definierte Ausrichtung des WK während der gyrotropen Bewegung in die Ausgangskonfiguration einprägen (speichern), indem die Anregungsamplitude schnell (auf 20 ns bis 1 ms Zeitskala) abgesenkt wird. Somit können diese Proben im leicht angeregten Zustand sowohl rechts- (RH) als auch links- (LH) händig sein, wobei eine Präferenz für RH besteht. Beide Probengruppen können bei sukzessiver Erhöhung der Feldamplitude weitere Schaltschwellen aufweisen. Im Amplitudenbereich der kontinuierlich oszillierenden Anregung zwischen 2 und 3 mT wurde ein stochastisches Hin und Herschalten festgestellt. Beim Anlaufen der WK-Bewegung wird eine Hysterese beobachtet, die auf Pinnig-Effekte zurückzuführen ist. Die Schaltschwellen weisen ebenfalls ein hysteretisches Verhalten auf.

Der WK zeigt bei sehr kleinen Anregungsamplituden ($\sim 100 \mu\text{T}$) ein hysteretisches Verhalten im Bezug auf das Einsetzen der gyrotropen Bewegung während der Felderhöhung und das Stoppen der Bewegung bei Feldverminderung. Diese Hysterese deutet auf die Existenz von lokalen Potentialminima in denen der WK vor dem Anlaufen bis zum Überschreiten einer Grenzfeldstärke verharrt. Eine Hysterese wird auch beim Überschreiten der Schaltschwellen beobachtet: Anhängig davon, ob die Anregungsamplitude erhöht oder erniedrigt wird, ändert der WK seine Orientierung bei geringfügig unterschiedlichen Amplitudenwerten. Im Hysteresebereich kann der WK spontan umklappen und in vielen Fällen wieder zurückklappen.

Quantitative Betrachtungen: Zeitskalen und Feldstärken

Bemerkenswert ist, dass das Schalten der WK-Polarität während der Feldanregung bei sehr verschiedenen Zeitskalen wurde beobachtet.

- | | |
|----------------|--|
| 100 ps | Bei senkrechter Anregung mit inhomogenen Pulsfeldern einer Mikrospule ($\mu_0 H \sim 10 \text{ mT}$) bestehen bereits nach 200 ps Anzeichen ⁴⁶ für das Schalten der WK-Polarität während des Feldpulses (Abschnitt 4.1.2). |
| 1 ns | Weitgehend stochastisches Umklappen des WK mit ausgeprägter Vorzugsrichtung infolge der Puls- oder Burst-Anregung ($B \geq 1,5 \text{ mT}$). Eine Schaltwahrscheinlichkeit von $\approx 100 \%$ kann durch geeignet gewählte Anregungsparameter erreicht werden. |
| 20 ns -1 ms | Durch adiabatische Feldänderungen während bestehender gyrotroper Bewegung mit $f = 150\text{-}500 \text{ MHz}$ wird ein deterministisches Schalten und Zurückschalten der WK-Polarität an klar ausgeprägten Schwellenamplituden erzielt. Definierte Ausrichtungen des WK können in die Ausgangskonfiguration gespeichert werden. |
| 1 s -
5 min | Am oberen und unteren Rand der Hysterese einzelner Amplitudenschwellen klappt der WK spontan von einer Ausrichtung in die andere um und oft wieder zurück in die ursprüngliche Ausrichtung. |

⁴⁶ Auch während hochfrequenter ($f = 4,5 \text{ GHz}$) Anregung magnetostatischer Eigenmoden klappt die Magnetisierung des WK innerhalb von $\approx 100 \text{ ps}$ um (vgl. Abschnitt 4.1.3).

Auch die Amplituden magnetischer Feldstärken, welche die gyrotrope Bewegung des WK und sein dynamisches Schaltverhalten kennzeichnen, weisen eine Systematik auf:

100 μT Die meisten Proben zeigen eine gyrotrope Bewegung des WK bereits bei Anregungsfeldern von 100 μT . Dieser Wert entspricht der Größenordnung des Koerzitivfeldes H_c von Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$).

1 mT Deterministisches Schalten bei bestimmten Schwellenamplituden: Die Schaltamplituden sind von Probe zu Probe unterschiedlich, liegen aber im Bereich zwischen 0,6 und 1,3 mT. Damit sind sie systematisch größer als die für thermisch verdampfte Py-Schichten ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) typischen Werte des lokalen Anisotropiefeldes H_K ($\approx 100\text{-}300 \mu\text{T}$).

10 mT Stochastisches Schalten mit einer Vorzugsrichtung

In der Abbildung 4.36 ist das Schaltverhalten der WK-Polarität für die charakteristischen Bereiche der Feldamplituden und die verschiedenen Zeitskalen der Feldänderung dargestellt.

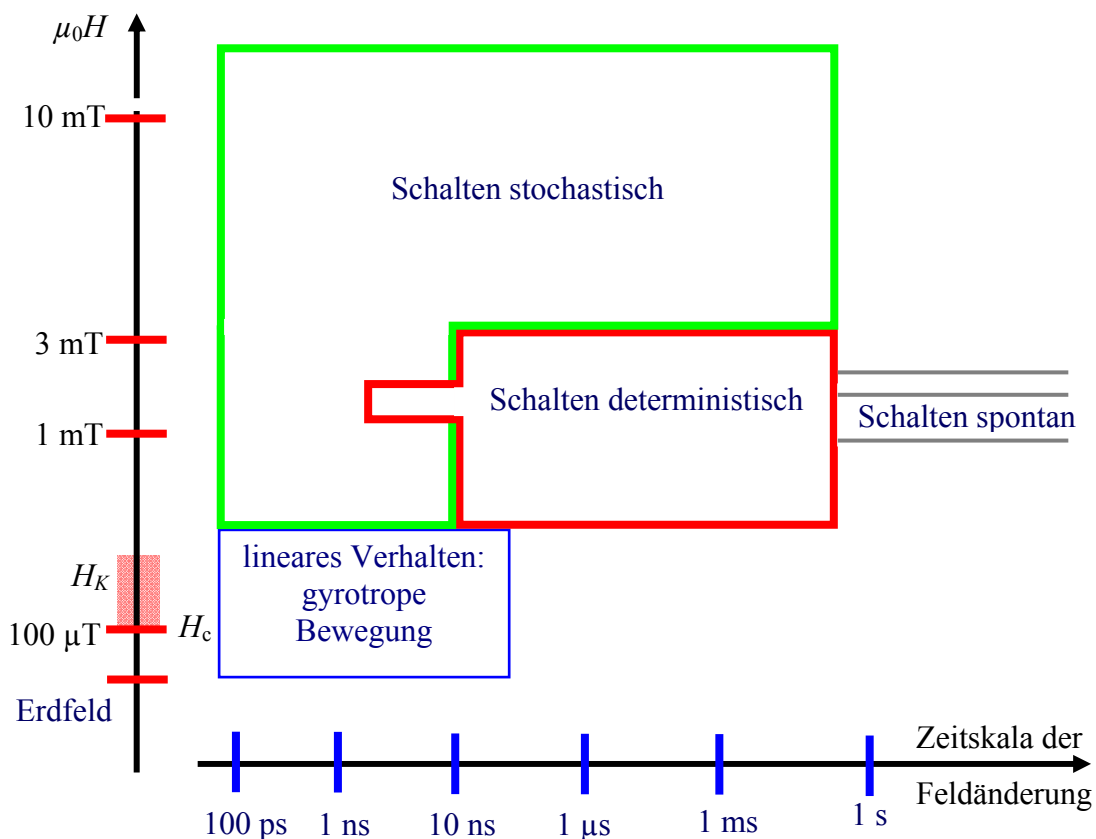


Abbildung 4.36: Das Schalten der Wirbelkernpolarität wird bei verschiedenen Zeitskalen beobachtet. Die zur Anregung der gyrotropen Bewegung erforderlichen Feldamplituden und die charakteristischen Schaltfelder weisen eine ausgeprägte Systematik auf.

4.3.2.2 Interpretation der experimentellen Befunde

Der Schaltmechanismus

Auf der Grundlage in dieser Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse zum Umklappen des Wirbelkerns (WK) während seiner gyrotropen Bewegung konnte auch in mikromagnetischen Simulationen ein Schalten der WK-Polarität für vergleichbar kleine Amplituden des parallel zur Probenebene gerichteten Magnetfeldes nachgewiesen werden [224 BvW06, 225 Her07]. In der Abbildung 4.37 (a) sind drei wesentliche Schritte des dabei stattfindenden Schaltvorgangs skizziert.

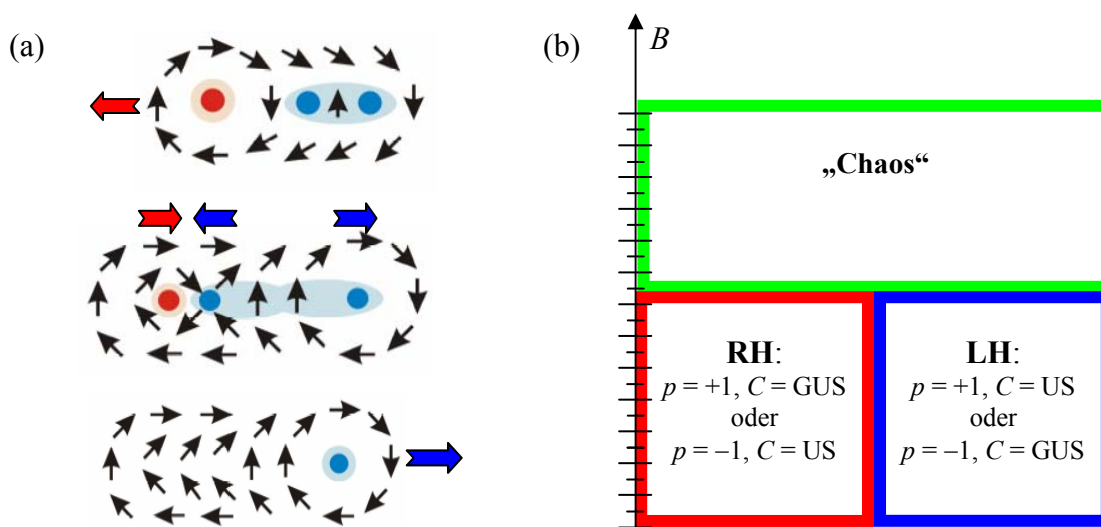


Abbildung 4.37: (a) Der für das Umklappen des WK verantwortliche Prozess ist in drei Schritten dargestellt: Wenn der WK (rot) durch ein ausreichend hohes und breitbandiges Magnetfeld schnell seitlich ausgelenkt wird, bildet sich hinter ihm entgegengesetzt magnetisierter Schweif aus. Ein Antiwirbel und ein Wirbel (Wirbel-Antiwirbel-Paar, W-AW-Paar) dissoziieren aus diesem Gebiet inhomogener (verwirbelter) Magnetisierung. Die Kerne des W-AW-Paares sind zum ursprünglichen Wirbel antiparallel magnetisiert. Der ursprüngliche Wirbel und der neuentstandene Antiwirbel ziehen sich an und lösen sich gegenseitig auf. Danach verbleibt im System nur der im Schweif des ursprünglichen Wirbels entstandene Wirbel entgegengesetzter Polarität (blau). (b) Bei den numerischen Simulationen ist der Grundzustand des Wirbels in quadratischen und kreisförmigen Proben vollständig entartet, da beide Händigkeiten (RH und LH) energetisch äquivalent sind und somit gleichwahrscheinlich auftreten. Für bestimmte Kombinationen aus Anregungsfeldstärke und Dämpfung bildet sich nur ein W-AW-Paar in der unmittelbaren Umgebung des ursprünglichen Wirbels, wodurch die Polarität seines WK geändert wird. Danach kreiselt der WK in die entgegengesetzte Richtung und schaltet beim Erreichen der gleichen Auslenkung und Geschwindigkeit wieder zurück. Bei sehr hohen Feldamplituden entstehen gleichzeitig mehrere W-AW-Paare in der Probe. Die ursprüngliche Orientierung des WK ändert sich nur für eine ungerade Anzahl von nacheinander entstandenen Paaren.

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

Numerische Simulationen zeigen ein symmetrisches Schaltverhalten mit einer definierten und für beide Händigkeiten des WK gleichen Schaltschwelle, deren Wert wesentlich von der gewählten Dämpfungskonstante anhängig ist [25 Yam07]. Sie können größtenteils zur Erklärung des im Experiment beobachteten weitgehend stochastischen Verlaufs der Schaltprozesse bei hohen Amplituden ($\mu_0 H > 3$ mT) der breitbandigen Anregungsfelder auf der Zeitskala von 100 ps bis 10 ns herangezogen werden. In den Simulationen ist das Schalten für beide Polaritäten des WK per Definition gleichwahrscheinlich und die Asymmetrien, die auch während des stochastischen Schaltens in den realen Proben auftreten, werden nicht einbezogen. Ebenso bleiben die anderen Beobachtungen, die mit der Symmetriebrechung verbunden sind, unberücksichtigt: das deterministische Schalten und Zurückschalten des WK an den Schaltschwellen bei adiabatischer Änderung der Feldamplitude auf der Zeitskala von 20 ns bis 1 s, die Möglichkeit des Speicherns einer definierten WK-Polarität durch schnelle Amplitudenabsenkung auf der Zeitskala von 20 ns bis 1 ms, das Auftreten mehrerer Schaltschwellen, der Geschwindigkeitsabfall nach dem Umklappen, die teilweise stark verformte Bahnkurve usw. Diese Phänomene sind die Folge realer Probeneigenschaften, die in den Simulationen in geeigneter Weise nachgebildet werden müssten, um das festgestellte Verhalten reproduzieren zu können. Einfache geometrische Asymmetrien der Probenform, die bei den Simulationen einfach und genau vorgegeben werden können, reichen dazu nicht aus. Sie führen lediglich zu geringfügigen Unterschieden der Schaltschwellen zwischen den beiden Händigkeiten des WK. In diesem Zusammenhang muss auch betont werden, dass im Experiment sowohl für quadratische als auch für kreisförmige Probengeometrien mit unterschiedlichen Dicken und lateralen Abmessungen vergleichbar Große Schaltschwellenamplituden beobachtet wurden.

Grundsätzlich sollte der Schaltmechanismus, der in den Simulationen beobachtet wird, d.h. die Kollision des ursprünglichen Wirbels mit dem Antiwirbel eines entgegengesetzt ausgerichteten Wirbel-Antiwirbel-Paares (W-AW-Paares), in ähnlicher Weise auch in realen Proben ablaufen. Solche W-AW-Paarbildung findet bei dynamischer Anregung [103 Hie02, 104 Schn04, 105 Chu05, 106 Neu05] und auch bei quasistatischen Ummagnetisierungsprozessen [38 Fel62] in polykristallinen dünnen Strukturen statt. Bei diesen Experimenten bilden sich die W-AW-Paare zeitweilig in Form kurzer Stachelwände. Derartige Ummagnetisierungskeime entstehen aufgrund der lokalen magnetischen Feinstruktur der Probe. Ein solcher Verlauf der Ummagnetisierung des WK ist energetisch viel günstiger, als das Umklappen des WK durch antiparallele senkrechte Magnetfelder [72 Kik01, 73 Oku02]. Im Weiteren wird daher angenommen, dass der eigentliche Schaltvorgang in realen Proben ebenfalls durch die Entstehung neuer W-AW-Paare und die Vernichtung des ursprünglichen WK vermittelt wird.

Reale Proben

Als naheliegendste und generell auftretende Ursache für die beobachteten Asymmetrien bei der WK-Dynamik sowie beim Schalten der WK-Polarität muss zunächst die riffelförmige Textur der realen polykristallinen Proben betrachtet werden. Der Magnetisierungsriffel entsteht bereits nach dem Aufdampfen der ferromagnetischen Schicht. Er behält seine Form auch nach der Strukturierung der Proben. Somit tritt er in den gemessenen Proben in annähernd gleicher Weise in Erscheinung. Die Deformation der Bahnkurve des WK deutet darauf hin, dass die Textur des Riffels zu einer definierten Vorzugsrichtung in der Ebene der Proben führt.

Die festgestellte Systematik der ersten Schaltschwelle (~ 1 mT), sowohl bei kreisförmigen als auch bei den quadratischen Strukturen verdeutlicht, dass die zum Umklappen des WK verantwortlichen Vorgänge weder von der Probenform noch von der Rauigkeit der Ränder abhängig sind. Daher darf angenommen werden, dass die Prozesse, die zum Schalten der WK während seiner gyrotropen Bewegung führen, in der unmittelbaren Umgebung des WK stattfinden. Der Einfluss von lokalen Defekten und Störstellen kann als Grund für die Schwankungen der Schaltamplituden im Bereich von 0,6 mT bis 1,2 mT betrachtet werden. Solche lokalen und von Probe zu Probe unterschiedlichen Unvollkommenheiten sind jedoch nicht grundsätzlich für das systematische Auftreten der Schaltphänomene verantwortlich.

Das Umklappen der WK-Polarität ist während eines Zeitraums von drei Jahren in Proben untersucht worden, die von verschiedenen Mikrostrukturlabors [208 WUR, 211 Rot03] hergestellt wurden. Dabei wurden weder bei der gyrotropen Bewegung des WK noch beim Schaltverhalten wesentliche Abweichungen festgestellt. Die meisten Proben zeigen bereits bei Anregungsfeldern von $100 \mu\text{T}$ eine gyrotrope Bewegung und weisen dabei mittlere Auslenkungen des WK von $r \approx 100$ nm auf. Die Schaltschwellen zwischen den Bereichen der unterschiedlichen WK-Ausrichtung besitzen eine relative Breite von $\Delta B = 50\text{-}100 \mu\text{T}$ und sind damit von der Größenordnung des Erdmagnetfeldes bzw. des Streufeldes der WK selbst in der Entfernung von ~ 100 nm [47 Höl04]. Die annähernd gleiche Hysterese an den Schaltschwellen sowie während des Anlaufens der WK-Bewegung suggeriert, dass das Anisotropiefeld H_K bei den untersuchten Proben in etwa gleich dem Koerzitivfeld⁴⁷ $H_c \approx 100 \mu\text{T}$ ist. Diese Mess-

⁴⁷ Die Werte des Koerzitivfeldes H_c und des Anisotropiefeld H_K sind mit $50\text{-}100 \mu\text{T}$ von der Größenordnung des Erdmagnetfeldes ($\approx 50 \mu\text{T}$). Das Erdfeld war auch das einzig wirksame Magnetfeld während der Probenherstellung.

werte belegen auch, dass die beobachteten Effekte nicht wesentlich durch geringfügige Unterschiede im Herstellungsprozess beeinflusst werden.

Während dieser Arbeit wurden die gemessenen Proben nicht kristallographisch charakterisiert. Für die mittlere Korngröße können jedoch auch hier die für thermisch verdampfte Py-Filme typischen Werte von 5-10 nm angenommen werden [208 WUR, 222 Schn00, 229 Schn01]. Somit erstreckt sich der WK über 3-6 Kristallkörner. Die Messungen der quasistatischen Verschiebung des WK in einer 20 nm dicken Py-Scheibe durch Uhlig *et al.* haben gezeigt, dass sich diese Bewegung in Sprüngen von 50-100 nm vollzieht [219, Uhl05]. Zum Erreichen dieser Sprünge sind Änderungen der Feldamplitude von der Größenordnung ~ 1 mT erforderlich. Demnach sind die während dieser Arbeit systematisch gemessenen Amplituden der hochfrequenten Schaltfelder von der Größenordnung statischer Feldstärken, die für eine quasistatische Verschiebung des magnetischen WK aus einem mikroskopischen Potentialminimum in den nächsten erforderlich sind. Unmittelbar vor dem Umklappen des WK bewirkt das magnetische Wechselfeld eine Auslenkung des Wirbelmittelpunkts von $r \approx 150$ nm (15-30 Korngrößen). Die abrupten Sprünge des WK während seiner quasistatischen Bewegung und die dynamische Auslenkung des WK bei hochfrequenter Anregung finden demzufolge in einer vergleichbaren Potentiallandschaft statt. Die Potentialhügel entstehen infolge statistisch verteilter lokaler Defekte und auch grundsätzlich wegen der polykristallinen Probenstruktur und des daraus resultierenden Magnetisierungsraffels.

Beide Drehrichtungen der statischen Magnetisierungszirkulation C (US oder GUS) treten in den untersuchten Proben erwartungsgemäß gleichwahrscheinlich auf. Die Gleichverteilung der beiden Ausrichtungen des WK ($p = +1$ und $p = -1$) in den Proben unmittelbar nach der Herstellung konnte durch direkte Abbildung auch bestätigt werden. Statische Ausgangskonfiguration der Proben ist somit im statistischen Mittel weitgehend entartet, wie von den gewählten symmetrischen Probengeometrien auch zu erwarten war. Im dynamischen Fall wurde jedoch eine Vorzugsrichtung der Händigkeit festgestellt: 90 % aller Proben, die definierte Schaltschwellen aufweisen, sind rechtshändig (RH). Die Ausbildung einer bestimmten Händigkeit geschieht somit infolge der Anregung⁴⁸ der Proben.

⁴⁸ Ein Einfluss der Probenneigung relativ zur Feldrichtung in der Probenebene auf die Entstehung einer bevorzugten Händigkeit ist bei kreisförmigen Proben grundsätzlich ausgeschlossen. Aufgrund der durchschnittlichen Gleichverteilung der Magnetisierungszirkulation C aller Proben kann ein solcher Einfluss auch bei den quadratischen Strukturen im Mittel vernachlässigt werden.

Dynamische Signatur des Magnetisierungsriffels

Die Brechung der Symmetrie bei dynamischen Drehprozessen während der gepulsten Anregung polykristalliner Mikrostrukturen wurde bislang in den meisten in der Literatur dokumentierten Fällen dem Magnetisierungsriffel zugeschrieben [103 Hie02, 104 Schn04, 105 Chu05, 106 Neu05]. Dies gilt auch für die im Abschnitt 4.2.2 besprochene Messung. Zwei Momentaufnahmen dieser Messung sind nochmals in der Abbildung 4.38 dargestellt.

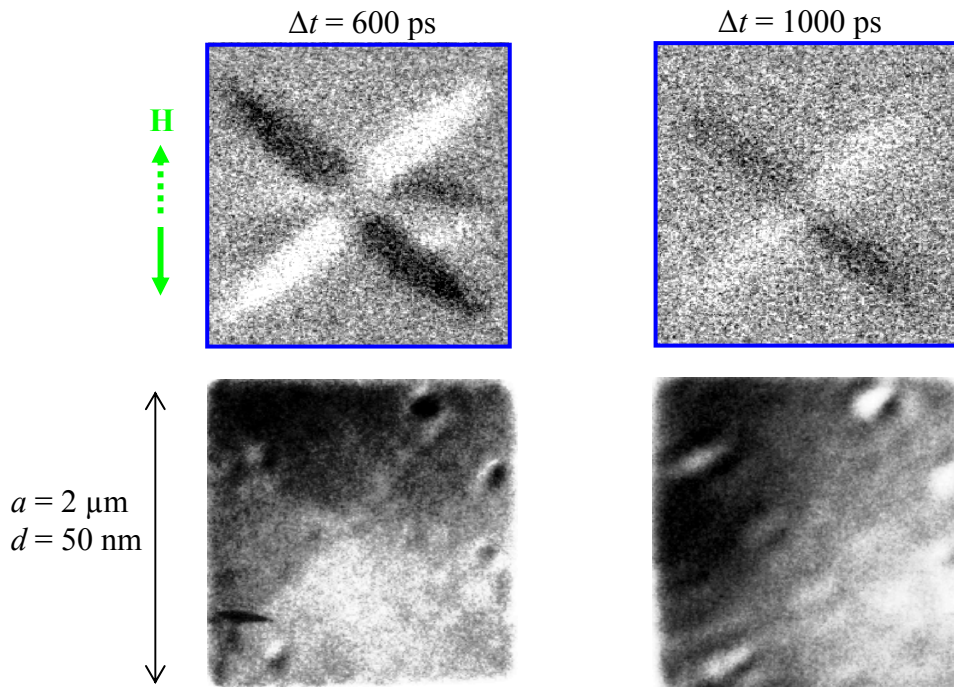


Abbildung 4.38: Zwei differenzielle Bilder der Magnetisierungsdynamik einer Landastruktur mit dazugehörigen nicht-differentiellen röntgenmikroskopischen Momentaufnahmen zu Verzögerungszeiten $\Delta t = 600 \text{ ps}$ und 1000 ps (nach dem Ausschalten des Magnetfeldpulses $t_a = 150 \text{ ps}$, $T_p = 400 \text{ ps}$, $t_f = 180 \text{ ps}$, $\mu_0 H_0 \approx 13,2 \text{ mT}$, vgl. Abschnitt 4.2.2). Das differenzielle Bild $\Delta t = 600 \text{ ps}$ zeigt, dass der breitbandige Anregungspuls die Domänenwände und den Wirbelkern seitlich auslenkt und gleichzeitig Drehungen der Magnetisierung in den zu seiner Richtung antiparallel ausgerichteten Domänen verursacht. Im nicht-differentiellen Bild zu $\Delta t = 600 \text{ ps}$ ist dabei nur die Auslenkung nach links zu sehen (der Magnetfeldpuls ist bei diesem Bild nach unten gerichtet). Innerhalb von 300-400 ps lösen sich die alternierend gedrehten Strukturen in den seitlichen Domänen auf, wie die differenzielle Aufnahme zur Verzögerungszeit $\Delta t = 1000 \text{ ps}$ zeigt. Dabei kann in der nicht-differentiellen röntgenmikroskopischen Momentaufnahme eine wellenartige dynamische Feinstruktur beobachtet werden, die sich fast über die gesamte Probe erstreckt. Der Abstand zwischen den hellen Wellenbergen beträgt $\approx 250 \text{ nm}$.

Im nicht-differentiellen Bild zur Verzögerungszeit $\Delta t = 1 \text{ ns}$ tritt der Riffel als eine wellenförmige Struktur zum Vorschein (vgl. auch Abbildung 4.13, S. 115). Dieser dynamische

Zwischenzustand tritt bei beiden Polspolaritäten reproduzierbar auf. Ferromagnetische Probe, die sich aufgrund der starken Pulsanregung ($\mu_0 H_0 \approx 13,2$ mT) in einem globalen Ungleichgewicht befindet, gibt die aufgenommene Energie durch eine abrupte Umordnung ihrer Magnetisierung ab (die *Riffelrelaxation*). Für diesen Vorgang typischen Relaxationszeiten sind von der Größenordnung 1 ns [226 Hop68]. Bei späteren Verzögerungszeiten ordnet sich die Magnetisierung in ähnlicher Weise wieder zurück⁴⁹. Der auffällige Kontrastverlust und die unerwartet starke „Dämpfung“ der nachfolgenden gyrotropen Bewegung des WK (vgl. Abbildung 4.12, S. 111) sind z.T. auch auf die Entstehung dieser transienten Struktur zurückzuführen.

Auffällig bei einigen Messungen war, dass die Auswölbungen der magnetischen Feinstruktur in bestimmten Probenbereichen besonders ausgeprägt waren. Während der Anregung mit kontinuierlich oszillierenden Magnetfeldern wurde beobachtet, dass die Magnetisierung an solchen Stellen lokal eine periodische Schwingung vollführt. Bei kleineren Anregungsamplituden ($\mu_0 H_0 < 600$ μ T) weist der Magnetisierungsriffel auf der Zeitskala ~ 1 ns ein lineares Verhalten auf. Die Magnetisierung wird durch das hochfrequente äußere Feld ausgelenkt, wodurch infolge lokal alternierender Drehungen der magnetischen Momente um kleine Winkel magnetische Volumenladungen entstehen und sich damit magnetostatische Streufelder aufbauen. So hervorgerufene Rückstellkräfte sind bestrebt die Magnetisierung lokal wieder in den Gleichgewichtszustand zu bringen und ermöglichen dadurch eine periodische Schwingung. Vor allem in den Filmen aus 16 äquidistanten Phasen der gyrotropen Bewegung treten solche Schwingungen der Magnetisierung lokal zum Vorschein.

Deterministisches Schalten (Zeitskala 20 ns - 1 ms, $\mu_0 H_0 \sim 1$ mT)

Für den Verlauf des Ummagnetisierungsvorgangs beim deterministischen Schalten des WK ist unter Berücksichtigung der Dynamik des Magnetisierungsriffels das im folgendem skizzierte Szenario sehr wahrscheinlich: Wenn die Amplitude des hochfrequenten Magnetfeldes *adiabatisch* relativ zur Umlauffrequenz des WK erhöht wird, bauen sich die magnetostatischen Streufelder der lokalen Feinstruktur in der unmittelbaren Umgebung des WK auf. Der WK rotiert mit der Frequenz $f \sim 150 - 500$ MHz während sich z.B. infolge der Felderhöhung auf der Zeitskala von 1 ms ($f \sim$ kHz) die Potentiallandschaft lokal um ihn ändert und in einem höher werdenden magnetostatischen Potential seine Auslenkung und Geschwindigkeit zunehmen. Durch eine weitere adiabatische Felderhöhung wird die Struktur des Magnetisie-

⁴⁹ Es ist nicht ausgeschlossen, dass bei solchen plötzlichen Relaxationsvorgängen auch mechanische Schwingungen angeregt werden. In einem solchen Fall würde, wie bei ferroakustischer Resonanz, ein Teil der Anregungsenergie in Form von Phononen dissipieren.

rungsriffels durch die Streufelder blockiert. An einer definierten Schaltschwelle, die sich aus der Summe des lokalen Anisotropiefeldes H_K und des durch die magnetostatische Blockierung des Riffels entstandenen Feld H_{block} zusammensetzt ($H_S = H_K + H_{block} \approx 1$ mT) wird die Riffelstruktur lokal irreversibel umgeordnet. Dieser Vorgang wird begleitet von der Auflösung der Kleinwinkel-Néelwände, die sich durch die Entstehung und Bewegung von W-AW-Paaren vollzieht [38 Fel62]. Wenn ein solcher Auflösungsprozess in der unmittelbaren Umgebung des kreiselnden WK stattfindet, wird dieser ummagnetisiert. Der rotierende WK kann auch beim Durchqueren einer blockierten Struktur mit einem Antiwirbel rekombinieren und dabei einen entgegengesetzt magnetisierten Wirbel freisetzen.

Nach ihrer Umordnung befindet sich die lokale Riffelstruktur in einem benachbarten Energieminimum [101 Fel63] und dabei schwingt sie auf der Zeitskala von 1 ns um ihre Gleichgewichtslage. Wird die Amplitude des äußeren Magnetfeldes sukzessive erhöht, können, abhängig von der lokalen Feinstruktur der Probe, weitere Schaltschwellen beobachtet werden. An diesen Schaltschwellen wird der Magnetisierungsriffel entweder von neuem so umgestaltet, sodass die Polarität des rotierenden WK durch die dabei entstehenden W-AW-Paare alternierend geändert wird. Alternativ kann ebenfalls der kreiselnde WK infolge seiner immer höher werdenden Auslenkung alternierend orientierte blockierte Bereiche durchlaufen, in denen er letztendlich umgeschaltet wird.

Durch die Umgestaltung der Riffelstruktur werden auch die Streufelder der blockierten Kleinwinkel-Néelwände weitgehend abgebaut. Damit bewegt sich der WK nach dem Schaltvorgang in einem geringeren magnetostatischen Potential und dementsprechend langsamer. Der Abbau der für die angeregte Riffelstruktur typischen Blockierung erklärt somit das oft beobachtete Abfallen der Geschwindigkeit nach dem Umklappen des WK.

Deterministisches Zurückschalten (Zeitskala 20 ns - 1 s)

Die außergewöhnlichste experimentelle Beobachtung dieser Arbeit ist, dass die Polarität des WK beim Unterschreiten einer bestimmten Schwellenamplitude (durch relative Amplitudenänderung von nur $-\Delta B = -50$ μ T) zurückgepolt wird. Falls auch für diesen Vorgang ein durch W-AW-Paare vermitteltes Schalten der WK-Polarität vorausgesetzt wird, müssen die Riffelblockierungen und damit die Keimbildungszentren für die Entstehung der W-AW-Paare auch bei Feldverminderung entstehen. Ein solcher Prozess findet statt, wenn der Magnetisierungsriffel durch die vorhergehende Felderhöhung in ein höheres lokales Energieminimum umgeordnet wurde und das Feld anschließend langsam (≈ 20 ns - 1 s) verringert wird. Die lokale

Feinstruktur gleitet dann aus dem höherliegenden in das ursprüngliche tiefere Energieminimum. Bei diesem irreversiblen Übergang werden Kleinwinkel-Néelwände gebildet und durch W-AW-Paare aufgelöst. Bei kleiner werdenden Feldamplitude bilden sich die blockierten Strukturen bevorzugt im Probenbereichen, die zur Richtung des äußeren Feldes entgegengesetzt magnetisiert sind [227 Kum66]. Die Ausrichtung der blockierten Struktur ist bei Verminderung der Feldstärke derjenigen bei Felderhöhung entgegengesetzt. Somit entstehen bei Feldverminderung unter die Schwellenamplitude W-AW-Paare entgegengesetzter Polarität, die den WK in seine ursprünglich unter der Schaltschwelle existierende Ausrichtung zurückklappen.

Speichern (metastabile Zustände, Zeitskala < 1 ms)

Bei bestimmten Energieminima der Riffelstruktur kommt es allerdings nicht zum Zurückschalten des WK, wenn die Feldamplitude ausreichend schnell (auf der Zeitskala < 1 ms) auf einen kleinen Wert (< 500 μT) vermindert wird. Der träge Riffel bleibt in seinem metastabilen Energieminimum „eingefroren“, wodurch die vor dem schnellen Absenken der Feldamplitude existierende Polarität des rotierenden WK unverändert bleibt. Erst wenn die Feldamplitude wieder einen ausreichend hohen Wert erreicht ($\sim 1 \text{ mT}$), verlässt der Riffel seinen metastabilen Zustand, was von der W-AW-Paarbildung und dem Umklappen des WK begleitet wird.

Hysterese an den Schaltschwellen

Die Metastabilität der magnetischen Feinstruktur in ihren lokalen Energieminima ist für das Auftreten der Hysterese in den Bereich der Schaltschwellen verantwortlich. Besitzt die Feldamplitude einen Wert der geringfügig kleiner oder größer ist, als der zum irreversiblen Umordnen des Riffels erforderliche, dann können sich einige der Kleinwinkel-Néelwände spontan durch W-AW-Paarbildung auflösen. Wenn dies in unmittelbarer Umgebung des WK geschieht, kommt es zum Umklappen der WK-Polarität. Finden solche thermisch aktivierten Prozesse mehrmals nacheinander statt, dann wird der WK mehrmals innerhalb der Messzeit von 3-5 min umgeklappt (vgl. Abbildung 4.22, S. 130).

Gleiche Händigkeit der Proben mit Schaltschwellen

Auch das Drittel (34 %) der Proben, welches die Schaltschwellen aufweist, besitzt im jungfräulichen Grundzustand keine bevorzugte Händigkeit⁵⁰. Sie bildet sich erst durch die Erhöhung und die nachfolgende Verminderung der Feldleistung aus. Obwohl im Mikroskop meist nur eine Probe direkt abgebildet wird, durchlaufen während der hochfrequenten Anregung auch die anderen ihre Schaltschwellen zur gleichen Zeit, da sich alle Proben auf der selben Streifenleitung befinden und somit zugleich angeregt werden. Die erste Schaltschwelle der Proben liegt systematisch um den Wert $\mu_0 H \approx 1$ mT. Somit laufen die Schaltvorgänge während der Untersuchung einer Probe ebenso nach gleicher Sequenz in den anderen Proben ab.

Die 90-prozentige Rechtshändigkeit ($p = +1$, $C = \text{GUS}$ oder $p = -1$, $C = \text{US}$) der Proben mit Schaltschwellen, die bei der Anregung der gyrotropen Bewegung mit kleinen Feldamplituden zum Vorschein kommt, legt nahe, dass die Polarität des WK selbst bei diesen Proben im „Grundzustand“, je nach der gleichwahrscheinlich vorkommenden Magnetisierungszirkulation C , eine energetisch bevorzugte Ausrichtung besitzt. Die genau definierte Händigkeit bildet sich allerdings erst aus, nachdem die Proben und ihr WK verschiedene angeregte Zustände durchlaufen und nachdem die Schaltvorgänge in einer bestimmten Sequenz vielfach stattgefunden haben. Die Polarität des Wirbels wird somit durch seine unmittelbare Umgebung (die Feinstruktur des Magnetisierungsriffels) bestimmt bzw. erzwungen. Die Orientierung des WK ist nicht, wie im theoretischen Idealfall, von der Drehrichtung der Zirkulation C entkoppelt sondern hängt von dieser direkt ab. Der 20 nm große WK spielt während seiner gyrotropen Bewegung die Rolle eines Probeteilchens, das die Asymmetrie der Feinstruktur seiner Umgebung sondiert. Daher ist anstatt der Vorstellung, der WK hätte selbst einen energetisch bevorzugten Grundzustand, das Bild von der Aufenthalts- bzw. Auftrittswahrscheinlichkeit des WK mit einer bestimmten Polarität bzw. Händigkeit im Ausgangszustand der Probe treffender: *Nach der hochfrequenten Anregung der Proben, die Schaltschwellen des WK aufweisen, beträgt die Auftrittswahrscheinlichkeit des WK im rechtshändigen (RH) Ausgangszustand 90 %. Diese Vorzugsrichtung repräsentiert die intrinsische Asymmetrie in der Feinstruktur der Probe.*

⁵⁰ Das Auftreten eines bestimmten Sinns der Magnetisierungszirkulation C , die auch während der dynamischen Messungen unveränderlich bleibt, ist gleichwahrscheinlich. Durch direkte statische Abbildung der senkrechten Magnetisierung im und um den Wirbelkern vor der Anregung mit hochfrequenten Magnetfelder wurde nachgewiesen, dass die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer der beiden Polaritäten p des Wirbelkerns ebenso gleichverteilt ist.

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

Dass z.B. der WK in solchen Proben mit der Magnetisierungszirkulation $C = US$ im leicht angeregten Ausgangszustand stets nach UNTEN ($p = -1$) ausgerichtet ist und an der ersten Schaltschwelle nach OBEN ($p = +1$) umklappt, suggeriert, dass sich bei diesen Proben die Blockierung im Magnetisierungsriffel in der Umgebung des WK zunächst nach oben „aufbäumt“ und zunehmend eine stachelwandartige Struktur ausbildet. Wenn der WK bei einer bestimmten Schwellenamplitude während seiner gyrotropen Bewegung eine solche Blockierung durchläuft, rekombiniert er dort mit einem Antiwirbel und löst einen Wirbel mit entgegengesetzter Polarität aus der Blockierung aus (oder die W-AW-Paare entstehen bei der Auflösung der Blockierung). Bei einigen Proben ist es möglich durch schnelle Feldänderung eine derartige Blockierungen zu überqueren, ohne dass sich dabei W-AW-Paare aus der Blockierung lösen bzw. ohne dass dabei Schaltvorgänge auftreten. Damit kann die Schaltsequenz, die durch die Riffelstruktur zunächst vordefiniert ist, unterbrochen werden und der WK kontrolliert in einen definierten Ausgangszustand zurückgesetzt werden.

Demnach ist zu erwarten, dass durch eine gezielte Modifikation der magnetischen Riffelstruktur während der Probenherstellung in Kombination mit den in dieser Arbeit dargestellten Schaltverfahren eine effektive Kontrolle der WK-Polarität erreicht werden kann.

4.3.3 Anwendungspotential magnetischer Wirbel

Stabile Speichereinheit

Der geschlossene magnetische Fluss in weichmagnetischen Mikrostrukturen, hat eine hohe thermische Stabilität und die geringe gegenseitige Beeinflussung einzelner Plättchen durch Streufelder zur Folge. Diese Vorteile haben bereits dazu geführt, dass die Nutzung magnetischer Wirbel als Speicherzellen in nichtflüchtigen Arbeitsspeichern (MRAM) in Erwägung gezogen wurde. Prinzipiell können kreisförmige Wirbelstrukturen und quadratische Landaustrukturen als 2-bit-Speicher eingesetzt werden: Die beiden Orientierungen der Magnetisierungszirkulation in der Schichtebene ($C = \text{US}$ oder GUS) und die Polarität des Wirbelkerns ($p = \pm 1$) dienen dabei als Informationsträger [46 Höl03].

Obwohl die Polarität des magnetischen Wirbelkerns (WK) grundsätzlich als Träger der Information geeignet ist [228 Kik01], haben erste quasistatische Ummagnetisierungsexperimente magnetische Schaltfelder im Bereich von einigen 100 mT offenbart [72 Kik01, 73 Oku02]. Die großen Schaltfelder verdeutlichen die statische Stabilität des WK; sie verhindern jedoch den sinnvollen Einsatz in praktischen Anwendungen. Das war einer der Gründe dafür, dass der potentielle technologische Nutzen magnetischer WK bezweifelt wurde. Bislang sind größtenteils Konzepte verfolgt worden, welche die Drehrichtung der Magnetisierungszirkulation C in der Ebene einer Wirbelstruktur als Informationsträger nutzen. Zuverlässiges Schalten der Zirkulation wurde durch Felder eines senkrecht durch die Struktur fließenden Stromes [21 Bus99] oder durch Magnetfelder parallel zur Probenebene [229 Schn01, 230 Tan05] realisiert. Dieses Schalten erfolgt quasistatisch und die dazu benötigten Feldamplituden liegen im Bereich von ≥ 20 mT. Das Auslesen der Information, die in der Magnetisierungszirkulation gespeichert ist, wurde mittels Magnetowiderstandsmessungen demonstriert [21 Bus99, 231 Vav05]. In einigen Entwürfen wird auf den WK vollständig verzichtet und nur die Zirkulation eines *Nanorings* zur Informationsspeicherung benutzt [22 Zhu00, 232 Rot01].

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass sich der senkrecht magnetisierte Kern eines Magnetisierungswirbels auch mit relativ geringen magnetischen Feldstärken kontrolliert schalten lässt. Die benötigten Feldamplituden von $\mu_0 H \sim 1$ mT sind um zwei Größenordnungen kleiner, als die für das quasistatische Schalten der WK-Polarität erforderlichen Feldstärken und auch bedeutend kleiner als die zum Schalten der Magnetisierungszirkulation benötigten Felder. Das wesentliche Merkmal dieses dynamischen Schaltens der WK-Polarität ist, dass die Anregung

4.3 Diskussion der methodischen und experimentellen Resultate

der gyrotropen Bewegung des Magnetisierungswirbels durch hochfrequente Magnetfelder erfolgt. Diese Felder besitzen eine Frequenz bzw. Frequenzanteile, die nahe bei der Eigenfrequenz der gyrotropen Translationsbewegung des WK liegen. Das Schalten ist durch die Amplitude und die Frequenz des Magnetfeldes kontrollierbar und bei geeigneter Wahl dieser beiden Parameter hochgradig reproduzierbar. Die Messungen mit kurzen Schwingungszügen belegen, dass sich die senkrechte Magnetisierung des WK mit einer einzelnen Schwingung des Magnetfeldes auf der ns-Zeitskala hin und her schalten lässt. Das experimentell nachgewiesene dynamische Schalten der WK-Polarität in gekoppelten Landaustrukturen eines Dreischichtstapels unterstreicht das Anwendungspotential dieser magnetischen Nanostruktur in der hochintegrierten Datenspeicherung.

Die dreilagigen Elemente, wie in dieser Arbeit untersucht, eignen sich als Grundbausteine für eine Speichermatrix-Architektur. Für magnetische Wirbel als Speicherzellen sind unterschiedliche Realisierungskonzepte denkbar. Die deutlich ausgeprägten Schaltschwellen bieten sich für eine selektive Adressierung der einzelnen Zellen des MRAM-Matrixfeldes an, ähnlich den gängigen Konzepten derzeitiger MRAMs [14 Åke05]. Durch sequentiell geschaltete Schwingungszüge des magnetischen Wechselfeldes, die sich am Ort einer bestimmten Zelle überlagern, kann der WK dieser Zelle unabhängig von den restlichen Zellen geschaltet werden („Zeitmultiplex“). Frequenzselektives Schalten („Frequenzmultiplex“) verschieden großer magnetischer Lagen ist wegen der Abhängigkeit der Resonanzfrequenz der gyrotropen Bewegung vom Aspektverhältnis ebenfalls möglich. Durch gezielten Einsatz von Anregungsfeldern verschiedener Frequenz können WK in einzelnen magnetischen Plättchen eines Stapels gesondert geschaltet werden. Diese Speicherkonzepte setzen gekreuzte Mikrostreifenleitungen voraus, die sich auch für den Einsatz von zirkular bzw. elliptisch drehenden Magnetfeldern eignen. Theoretische Studien haben gezeigt, dass sich die Ausrichtung des magnetischen WK auch durch zirkulare Magnetfelder kontrollieren ließe [117 Zag03].

Zuverlässiges Auslesen der als Ausrichtung des nanometergroßen Wirbelkerns gespeicherten Information dürfte die größte technische Herausforderung sein. Die hier vorgestellten Experimente verdeutlichen allerdings, dass insb. bei Landaustrukturen die differentiell gemessenen dynamischen Effekte während der gyrotropen Bewegung des WK durchaus groß sind. Die Tatsache, dass die WK-Polarität p bei bekannter Magnetisierungszirkulation C eindeutig über die Händigkeit des Wirbels mit dem Drehsinn der gyrotropen Bewegung zusammenhängt, legt eine phasensensitive dynamische Detektion der gespeicherten Information über den Drehsinn der gyrotropen Bewegung nahe. Eine geeignete Detektionsmethode wäre z.B. die

Impedanzmessung des Schichtstapels während der dynamischen Anregung der gyrotropen Bewegung. Aus einer solchen Messung ließen sich, im Prinzip, sowohl die relativen Ausrichtungen der Magnetisierungszirkulation als auch der Polarität des WK in den beiden magnetischen Lagen des Schichtstapels detektieren.

Oszillator und Quelle von Spinwellen

Während seiner gyrotropen Bewegung in magnetischen Mikrostrukturen ist der Magnetisierungswirbel ein harmonisch schwingendes System. Die Bewegung des WK und im Falle der Landastrukturen auch die Oszillationen der Domänenwände induzieren magnetische Streufelder. Damit ist der Einsatz dieser Strukturen in elektromagnetischen Schwingkreisen denkbar. Parametrisch angeregte gyrotrope Bewegung des WK ist im Frequenzbereich von ± 50 MHz um die Resonanzfrequenz genauestens abstimmbar. Über die Anregungsamplitude lässt sich die Phase dieser Bewegung verstellen und durch das Schalten des WK sind Phasensprünge von 180° möglich.

Sehr nahe (Abstand < 100 nm) beieinander positionierte magnetische Wirbel beeinflussen sich bei hochfrequenter Anregung durch ihre dynamischen Streufelder. Wie die Messungen an gekoppelten magnetischen Lagen gezeigt haben, können zwei durch eine 10 nm dicke Zwischenschicht getrennte Wirbel eine geordnete Drehung mit der relativen Phasenverschiebung von 180° ausführen. Technologische Anwendung solcher stark gekoppelter magnetischer Schwingungssysteme ist in der Nachrichtentechnik und der Signalverarbeitung denkbar.

Beim eigentlichen Schaltprozess, der durch die Vernichtung des Wirbels durch einen Antiwirbel erfolgt, wird die in diesen beiden Teichen gespeicherte Bewegungs- und Austauschenergie in Form von Spinwellen freigesetzt [224 BvW06, 225 Her07]. Hochgradig reproduzierbare und periodisch stattfindende Schaltprozesse können an den definierten Schaltschwellen oder durch wiederholte Burst-Anregung erreicht werden. Das synchron ausgelöste Schalten des WK kann als kohärente Quelle von Spinwellen dienen. Wird ein magnetischer Nanodraht als Wellenleiter mit einer derartig schaltenden Wirbelstruktur verbunden, entstehen in diesem Draht die für Wellenbewegung typischen Interferenzmuster [233 Cho06]. Neben ihrer grundlagenphysikalischen Bedeutung für das Studium der Spinwellenausbreitung und -Interferenz, besitzen solche Kombinationen aus magnetischen Wirbelstrukturen und Nanodrähten ein beachtliches Potential für die Anwendung in der Mikrowellentechnik.

Testobjekt für zeitaufgelöste magnetische Mikroskopie

Die oben geschilderten Beispiele müssen ihre Konkurrenzfähigkeit mit bestehenden Produkten erst unter Beweis stellen. Unbestritten bleibt jedoch das Anwendungspotential des Schaltens der WK-Polarität in der Grundlagenforschung. Mit kleinen Feldstärken lassen sich so definierte magnetische Ausgangskonfigurationen einstellen und zum systematischen Studium der Dynamik in magnetischen Mikrostrukturen einsetzen. Wie die experimentellen Resultate dieser Arbeit gezeigt haben, reagiert der WK mit seiner Polarität empfindlich auf die Asymmetrie in der magnetischen Feinstruktur polykristalliner Proben und kann so selbst als Messsonde bei der Charakterisierung eingesetzt werden.

Die Dynamik des magnetischen WK und das Schalten seiner Polarität sind zudem geeignete physikalische Effekte, um die über diese Arbeit hinausgehende Weiterentwicklung der zeitaufgelösten magnetischen Röntgentransmissionsmikroskopie (TR-MTXM) voranzutreiben. Der 20 nm große WK ist ein adäquates Messobjekt zum Test der erreichbaren lateralen Auflösung der verwendeten Röntgenoptik unter realen Bedingungen. Bei vorliegenden Messungen konnte der eigentliche Schaltvorgang, insb. wegen der begrenzten zeitlichen Auflösung, nicht direkt untersucht werden. Aufgrund der Ergebnisse mikromagnetischer Simulationen kann angenommen werden, dass sich das Umklappen des magnetischen WK auf der Zeitskala von 10 ps abspielt und somit um eine Größenordnung höhere Zeitauflösung erfordert als derzeit an einem Elektronenspeicherring erreichbar. Eine Erhöhung der zeitlichen Auflösung ist zwar auf Kosten der Intensität möglich, sie erfordert jedoch schnellere und empfindlichere Photodetektoren und eine entsprechende Datenerfassung. Das Schalten des WK ist ein geeigneter Prozess, um die tatsächlich erreichte Zeitauflösung dieser weiterentwickelten Messverfahren zu verifizieren.

Die ultimative Herausforderung sowohl für die laterale als auch für die zeitliche Auflösung ist die dynamische Abbildung des *Blochpunkts*. Die gegenseitige Vernichtung von einem Wirbel und einem Antiwirbel mit antiparallel magnetisierten Kernen ist ein Vorgang, der durch diese mikromagnetische Singularität vermittelt wird. Das synchrone und reproduzierbare Schalten des magnetischen WK stellt eine wichtige Voraussetzung zum gezielten Studium der *Blochpunktdynamik* dar.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem Ziel, die Magnetisierungsdynamik in dünnen ferromagnetischen Mikrostrukturen zeitaufgelöst abzubilden, wurden im Rahmen dieser Arbeit drei stroboskopische Anregungsmethoden in die magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie (MTXM) an einem Elektronenspeicherring implementiert, nämlich: (i) die breitbandige Anregung mit gepulsten Magnetfeldern, (ii) die selektive Anregung bestimmter Eigenmoden mit kontinuierlichen hochfrequenten Magnetfeldern und (iii) die Anregung magnetischer Proben mit kurzen Schwingungszügen (*Bursts*), wahlweise aus dem relaxierten Grundzustand oder einem eingeschwungenen angeregten Zustand. Mit diesen Anregungsverfahren konnte die Magnetisierungsdynamik sowohl in der Zeit- als auch in der Frequenzdomäne charakterisiert werden.

Alle drei Messverfahren wurden sowohl an einem abbildenden (ITXM) als auch an einem rasternden Röntgentransmissionsmikroskop (STXM) realisiert. Zur effizienten Messungen der größtenteils kleinen dynamischen Effekte wurde der Einsatz der Messmethoden am STXM auch auf den *Multibunch*-Betriebsmodus des Elektronenspeicherrings erweitert. Die schnellen Detektions- und Datenerfassungsverfahren konnten den Vorteil der zehnfach höheren Strahlintensität dieser Betriebsart nutzen. Dadurch wurde die Dauer der zeitaufgelösten Messungen um den Faktor 10 verkürzt.

In den ersten Tests der aufgebauten Messmethoden, anhand der Abbildung der lokalen Präzessionsdynamik magnetischer Wirbel und Domänenwände, wurde eine Auflösung der Magnetisierungsdynamik von lateral $\Delta x \approx 30$ nm und in der Zeit von bis zu $\Delta t \approx 50$ ps erreicht. Diese Experimente gaben einen ersten Einblick in das komplexe dynamische Verhalten gekoppelter inhomogener Magnetisierungsverteilungen. Darüber hinaus verdeutlichten sie die Vorteile und die Grenzen der Methode. Die laterale Auflösung der MTXM ist durch die verwendeten Zonenplättchen bestimmt und beträgt derzeit 15-30 nm. Die erreichte zeitliche Auflösung von ≤ 100 ps ist gegenwärtig vor allem durch die Dauer der Röntgenpulse des Elektronenspeicherrings begrenzt. Da die Abbildung ausschließlich mit Photonen geschieht, können beliebig große Magnetfelder an die Probe angelegt werden. Die zeitaufgelöste magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie (TR-MTXM) eignet sich somit zur Untersuchung der schnellen Präzessionsdynamik magnetischer Domänen, Domänenwände und Wirbel auf der derzeit wissenschaftlich und technologisch relevanten Längen- und Zeitskala.

Für stroboskopische Abbildungen der Magnetisierungsdynamik während der Anregung nahe der Resonanzfrequenz bestimmter Eigenschwingungen ferromagnetischer Mikrostrukturen wurde das vergleichsweise neuartige Verfahren der *orts aufgelösten Ferromagnetischen Resonanz* (SR-FMR) verwendet. Dabei konnte das Verhalten einzelner ferromagnetischer Eigenmoden in Abhängigkeit von Frequenz, Phase und Amplitude der Anregungsschwingung eingehend studiert werden. Derartige Moden wurden bislang meist durch breitbandige Pulsfelder angeregt und in der Zeitdomäne untersucht. In solchen Fällen werden viele unterschiedliche Eigenschwingungen gleichzeitig angeregt und die einzelnen Moden können nur mittels der Fourier-Transformation nachträglich im Frequenzspektrum identifiziert und rekonstruiert werden. Die orts aufgelöste FMR ermöglicht dagegen eine gezielte Anregung einzelner Eigenschwingungen und vermeidet somit weitgehend Kopplungen verschiedener Spinwellenanregungen untereinander, die oft für das recht komplizierte Bild der Spindynamik in mikromagnetischen Dünnschichtstrukturen verantwortlich sind. Mit dieser Methode wurden magneto-statische Moden im Frequenzbereich von ≤ 5 GHz sowie die Eigenmode der kreiselnden (gyrotropen) Bewegung des magnetischen Wirbelkerns im sub-GHz Bereich abgebildet.

Darauf folgende Untersuchung der Dynamik des Magnetisierungswirbels konnte die Eignung der zeitaufgelösten MTXM (TR-MTXM) für systematische Charakterisierung der Magnetisierungsdynamik auf der sub- μm Längen- und sub-ns Zeitskala unter Beweis stellen. Ein neuartiger magnetischer Schaltmechanismus wurde entdeckt, der es erlaubt, die Ausrichtung eines 20-40 nm großen magnetischen Wirbelkerns in polykristallinen Mikrostrukturen aus Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$), kontrolliert und zuverlässig hin und her zu schalten. Mit kontinuierlich oszillierenden Magnetfeldern geeigneter Frequenz, die parallel zur Ebene der magnetischen Wirbelkonfiguration wirken, konnte die Polarität des Wirbelkerns mit Feldstärken von 1 mT geschaltet werden. Auch sehr kurze (4 ns) Schwingungsbursts sind in der Lage die senkrechte Orientierung des Kerns und damit die Händigkeit des Magnetisierungswirbels zu ändern. Diese Schaltart erfordert um zwei Größenordnungen kleinere Feldamplituden, als das bislang experimentell und theoretisch meistens untersuchte quasistatische Schalten des Wirbelkerns durch entgegengesetzt gerichtete senkrechte Magnetfelder.

Mittels elementspezifischer und lagen aufgelöster Abbildung der Magnetisierungsdynamik in den beiden magnetisch gekoppelten Lagen eines Dreischichtstapels konnte gezeigt werden, dass sich der Wirbelkern in der weicheren magnetischen Struktur unabhängig vom Wirbelkern der härteren Schicht umklappen lässt. Diese Beobachtung eröffnet die Perspektive zur Nutzung des Wirbelkerns als Speicherzelle in der hochintegrierten magnetischen Datenspei-

cherung. Eine mögliche technologische Anwendung des beobachteten Umschaltens und der stark gekoppelten Wirbelkernbewegung in magnetischen Lagen eines Schichtstapels wurde im Ansatz diskutiert.

Die Vorteile der TR-MTXM gegenüber vergleichbaren zeitaufgelösten magnetischen Abbildungsmethoden liegen in der hohen lateralen Auflösung und der Elementspezifität. Damit ist diese Methode besonders geeignet für die Untersuchung des dynamischen Verhaltens kleiner Magnetisierungskonfigurationen sowohl in einzelnen magnetischen Schichten als auch in Vielschichtsystemen. Technologische Fortschritte bei der Herstellung von Zoneplatten versprechen laterale Auflösung von 10 nm und darunter. Die moderate Zeitauflösung von ≤ 100 ps infolge der zeitlichen Breite der Röntgenpulse am Elektronenspeicherring kann auf Kosten der Strahlintensität weiter verbessert werden. Prinzipiell sind alle vorgestellten Messverfahren auch bei der kommenden Generation der Synchrotronstrahlungsquellen – den Freien Elektronenlasern (FEL) – einsetzbar. Die ultrakurzen und sehr intensiven Photonenpulse des FEL werden voraussichtlich das Studium der Spindynamik auf der Zeitskala von Femtosekunden ermöglichen.

Ausgehend von experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit, wurde das Schalten des Wirbelkerns durch relativ geringe Amplituden des parallel zur Probenebene wirkenden hochfrequenten Magnetfeldes auch mit numerischen Simulationen nachgewiesen. Die Simulationen zeigen einen komplizierten Ummagnetisierungsvorgang, der mit Bildung kurzer Stachelwandstücke (Wirbel-Antiwirbel-Paarerzeugung) beginnt und mit einer durch den *Blochpunkt* vermittelten Paarvernichtung innerhalb von einigen 10 ps endet. Ob das Umklappen des Wirbelkerns in der Realität tatsächlich so verläuft, ist kontrovers und bedarf einer experimentellen Bestätigung. Eine direkte dynamische Abbildung des Blochpunkts, einer singulären magnetischen Struktur, die das „klassische“ Bild des Magnetismus mit dem quantenmechanischen verbindet, bleibt eine bedeutende Herausforderung für magnetische Mikroskopieverfahren. Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten hochauflösenden experimentellen Methoden und die damit durchgeführten systematischen Untersuchungen der Dynamik magnetischer Wirbelkerne sind ein Beitrag zur zukünftigen Realisierung dieses ehrgeizigen Zieles.

Anhang

Zeitliche Synchronisation der Anregungs- und Messelektronik

Die Grundvoraussetzung für stroboskopische Detektions- und Anregungsverfahren zur zeit aufgelösten Abbildung der Magnetisierungsdynamik ist eine exakte Synchronisation mit dem abtastenden Röntgenpulsen des Speicherrings. Für diese Synchronisation der elektronischen Anregung und Datenerfassung steht an der ALS die User Timing Box (UTB) zur Verfügung. Das Blockschaltbild der UTB ist in der Abbildung A 1 dargestellt.

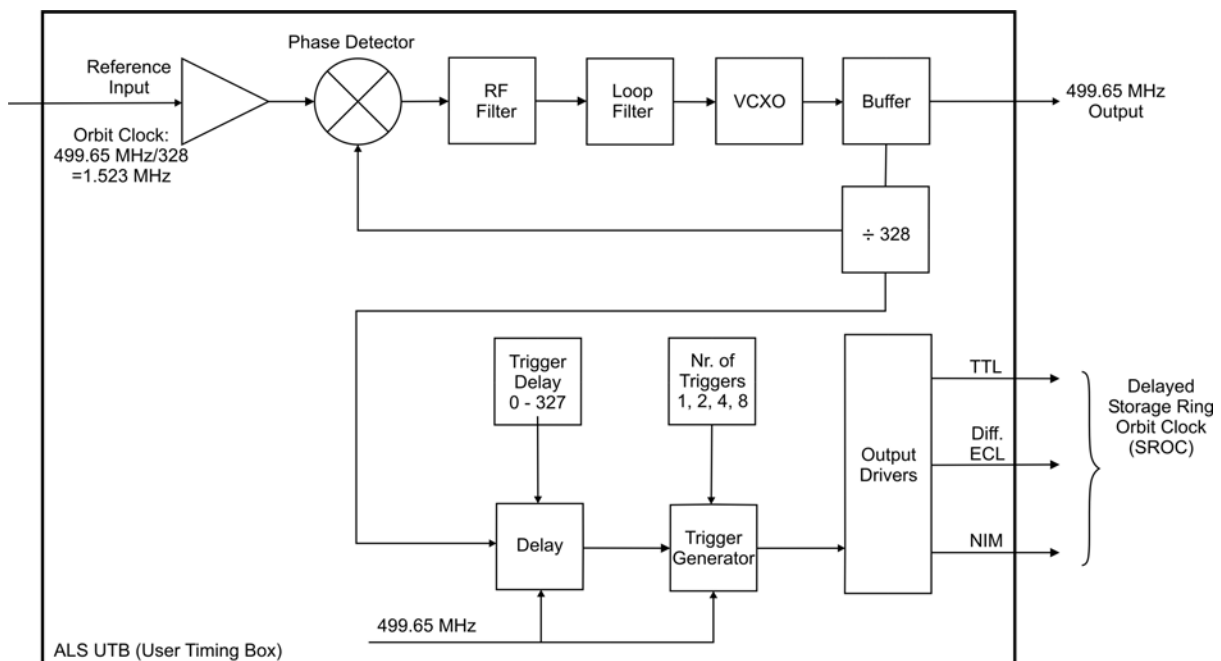


Abbildung A 1: Das Blockschaltbild der ALS User Timing Box (UTB). Aus Gründen einer einfacheren Signalübertragung wird nicht die hohe Arbeitsfrequenz des ALS-Speicherrings ($f = 499,65 \text{ MHz}$), sondern die 328te Subharmonische des Hauptoszillators über Lichtwellenleiter an die Messplätze der jeweiligen Strahlrohre verteilt. Dieses Signal wird mit einer PLL-Schleife (Phase Locked Loop [234]) vom Rauschen befreit und mit dem Faktor 328 auf die ursprüngliche Frequenz von 499,65 MHz multipliziert (Bunch Clock). Aus der Regelschleife wird zudem die 328te Subharmonische abgezweigt (das Umlaufsignal des Speicherrings, der „Orbit Clock“: $f = 499,65 \text{ MHz} / 328 \text{ Buckets} = 1,523 \text{ MHz}$), um daraus die zum Ringumlauf synchronen Triggersignale zu generieren. Wahlweise können 1, 2, 4 oder 8 Triggerimpulse pro Ringumlauf erzeugt werden. Für die Synchronisation der elektronischen Ausrüstung können digitale Normsignalpegel TTL, ECL und NIM benutzt werden. Der Zeitjitter der UTB wurde auf $\pm 15 \text{ ps}$ (rms) spezifiziert [143].

Die steilsten Flanken besitzt das ECL-Signal der UTB. Beim Pump-Probe- Abbildungsverfahren wurde deswegen zum Auslösen des Pulsgenerators stets dieses Signal verwendet. Das NIM-Signal diente der Triggerung von Oszilloskopen.

Wegen der besonderen Arbeitsfrequenz des ALS-Speicherrings von $f = 499,65$ MHz ist die zeitliche Synchronisation von kommerziellen HF-Signalgeneratoren mit dem Speicherring problematisch. Der Grund dafür liegt darin, dass kommerzielle Geräte durchweg ein Synchronisationssignal von 10 MHz benötigen, der jedoch keine Subharmonische von $f = 499,65$ MHz ist.

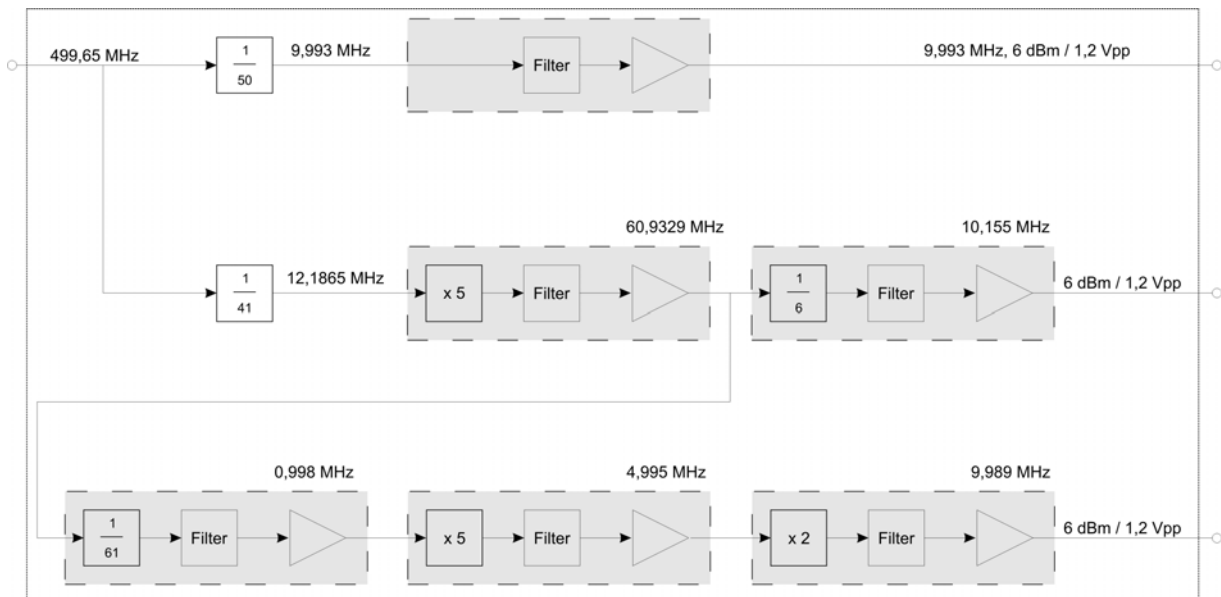


Abbildung A 2: Das Blockschaltbild der Synchronisationsschaltung für den HF-Signalgenerator. Ausgehend von der Arbeitsfrequenz des ALS-Speicherrings werden durch geeignete Frequenzdivision und Frequenzmultiplikation geeignete Referenzfrequenzen nahe 10 MHz erzeugt, die zur Synchronisation eines kommerziellen Signalgenerators verwendet werden. Die Frequenz 9,993 MHz wird im Multibunch-Betrieb verwendet und die beiden Frequenzen 10,155 MHz und 9,989 MHz sind für den 2-bunch geeignet.

Die beim ALS-Speicherrings ($2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 41 = 328$ Bunches) in Frage kommenden Synchronisationsfrequenzen lauten für den 2-bunch-Betriebsmodus

$$f_{ref1}^{2-bunch} = \frac{499,65 \text{ MHz}}{246} \cdot 5 = 10,155 \text{ MHz} \text{ sowie } f_{ref2}^{2-bunch} = \frac{499,65 \text{ MHz}}{61} \cdot 50 \cdot \frac{1}{41} = 9,989 \text{ MHz}$$

und für den *Multibunch*

$$f_{\text{ref}}^{\text{Multibunch}} = \frac{499,65 \text{ MHz}}{50} = 9,993 \text{ MHz} .$$

Der Prinzipielle Aufbau des Schaltkreises, der diese drei Frequenzen auf der Basis der ALS-Arbeitsfrequenz aufbereitet, kann der Abbildung A 2 entnommen werden.

Eichung des Zeitnullpunkts ($t = 0$) für die stroboskopischen Messungen

Die absolute Zeitreferenz für stroboskopische Pump-Probe-Experimente am abbildenden Mikroskop XM-1 im *2-bunch*-Betriebsmodus der ALS ($f_{2\text{bunch}} \approx 3,05 \text{ MHz}$) ist mittels schneller Lawinen-Photodioden (APD) bzw. einem ultraschnellen MSM-Photodetektor bestimmt worden (vgl. Abschnitt 3.3.2). Dabei wurde eine Genauigkeit von deutlich $< 100 \text{ ps}$ erreicht. In der Abbildung A 3 ist der Pump-Probe-Messaufbau einschließlich der Zeitnullpunkt-Kalibrierung dargestellt. Der Zeitnullpunkt ($t = 0$: der Röntgenblitz und der Magnetfeldpuls erreichen koinzident die ferromagnetische Probe) wird mit einem schnellen Abtast-Oszilloskop (Tektronics CSA8000 & Tastkopf 80E04, Bandbreite 20 GHz) eingestellt. Dabei wird die Ankunft der Röntgenblitze am Ort der Probe (verstärktes APD-Signal) mit der Ankunft der elektrischen Pulse (20 dB abgeschwächte Kopie des Spannungspulses vom Monitor-Ausgang des Pulsgenerators) abgestimmt. Das Oszilloskop und der Pulsgenerator werden mit den Triggersignalen der ALS-UTB synchron zum Speicherring getriggert. Während der Messung detektiert eine schnelle APD stets die von der Zonenplatte gestreute Röntgenstrahlung. Dieses Signal wird verstärkt und dient als Zeitreferenz für die Kontrolle der zeitlichen Lage der elektrischen Anregungspulse des Pulsgenerators (*pump*) relativ zu den abtastenden Röntgenblitzen (*probe*). Die Magnetisierung der Probe wird durch kurze Magnetfeldpulse ange-regt. Diese Pulse werden mit einer Mikropule oder einer Mikrostreifenleitung in Probenähe generiert (vgl. Abschnitt 3.4.2). Die zeitabhängige Magnetisierung wird mittels eines CCD-Sensors stroboskopisch aufgenommen, indem die zeitliche Lage der Anregungspulse relativ zu den Röntgenpulsen mittels einer Verzögerungsleitung in Zeitschritten Δt verändert wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird die differentielle Messmethode angewandt, bei der die Differenz zweier Bilder mit jeweils positiver und negativer Polarität des Anregungspulses gebildet und auf die Gesamtintensität normiert wird. Ein solches differentiell Bild stellt den normierten XMCD-Kontrast dar (vgl. Abschnitt 3.2.4). Die Polarität des elektrischen Pulses wird mit einem Transferrelais in Zeitintervallen von 3-5 s geändert. Die Genauigkeit der Eichung des Zeitnullpunkts ($< 100 \text{ ps}$, vgl. Abbildung A 3, S. 180) wird bei diesem Aufbau hauptsächlich durch die zeitliche Breite der Röntgenpulse bestimmt.

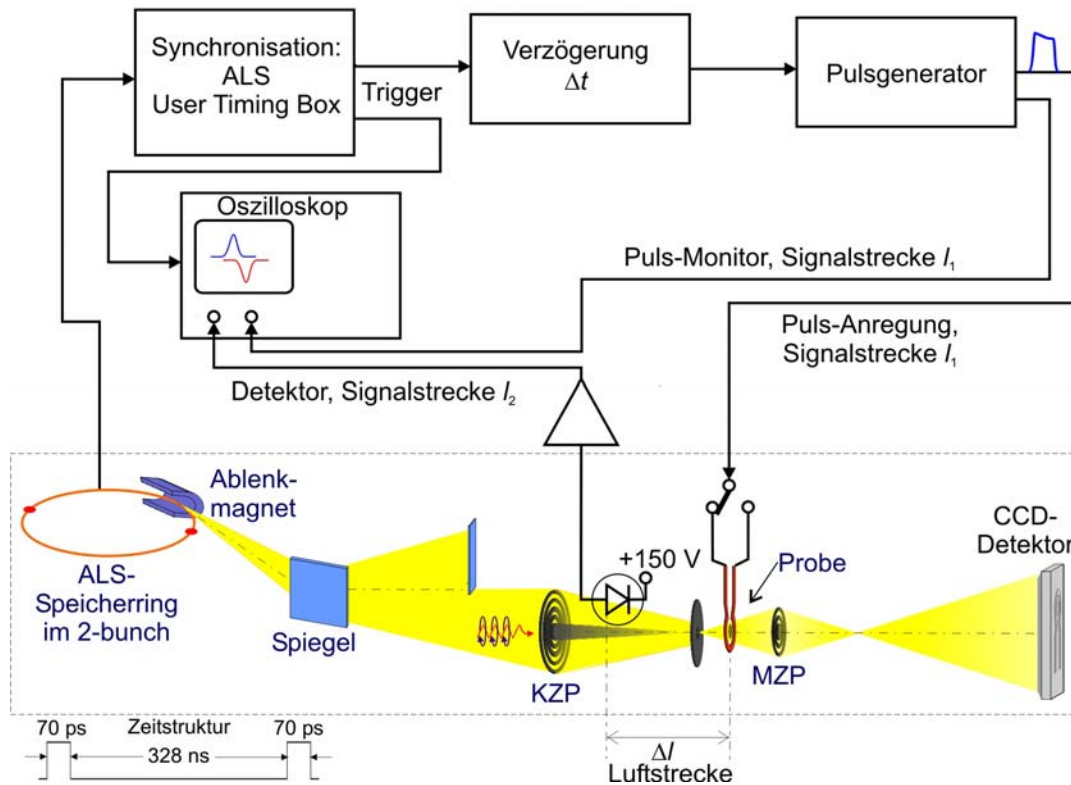


Abbildung A 3: Eichung des Zeit-Nullpunkts ($t = 0$) für die Abbildung der Magnetisierungsdynamik im Anrege-Abtast-Experiment (Pump-Probe) am abbildenden Röntgentransmissionsmikroskop XM-1 im 2-bunch-Betriebsmodus. Die Laufstrecken der zeitkritischen Signale wurden aufeinander abgestimmt, so dass auf dem Oszilloskop das Signal vom Detektor und der elektrische Anregungspuls koinzident sind. Die Luftstrecke Δl zwischen dem Detektor und der Probe muss im Anregungspfad entsprechend berücksichtigt werden.

Ortsaufgelöste FMR (SR-FMR) im 2-bunch-Betriebsmodus am abbildenden Röntgenmikroskop XM-1

Für die detaillierte Untersuchung der einzelnen Eigenmoden ist ihre selektive Anregung erforderlich. Die hochfrequente Feldanregung erfolgte am Röntgenmikroskop XM-1 nach einem vom herkömmlichen Messaufbau für die SR-FMR (vgl. Abschnitt 3.5.2) abgewandelten Verfahren. Das Anregungssignal wurde von der 500-MHz-Referenz des Speicherrings abgeleitet. Durch Teilung der Frequenz dieses Referenzsignals mit dem Faktor 4 und anschließender Frequenzmultiplikation (Multiplikationsfaktor n) sowie einer selektiven Bandpassfilterung wurde ein Frequenzraster von $\Delta f = 125$ MHz erreicht. Das Anregungssignal wurde verstärkt und in die Mikrospeule zur Anregung der magnetischen Probe eingepreßt.

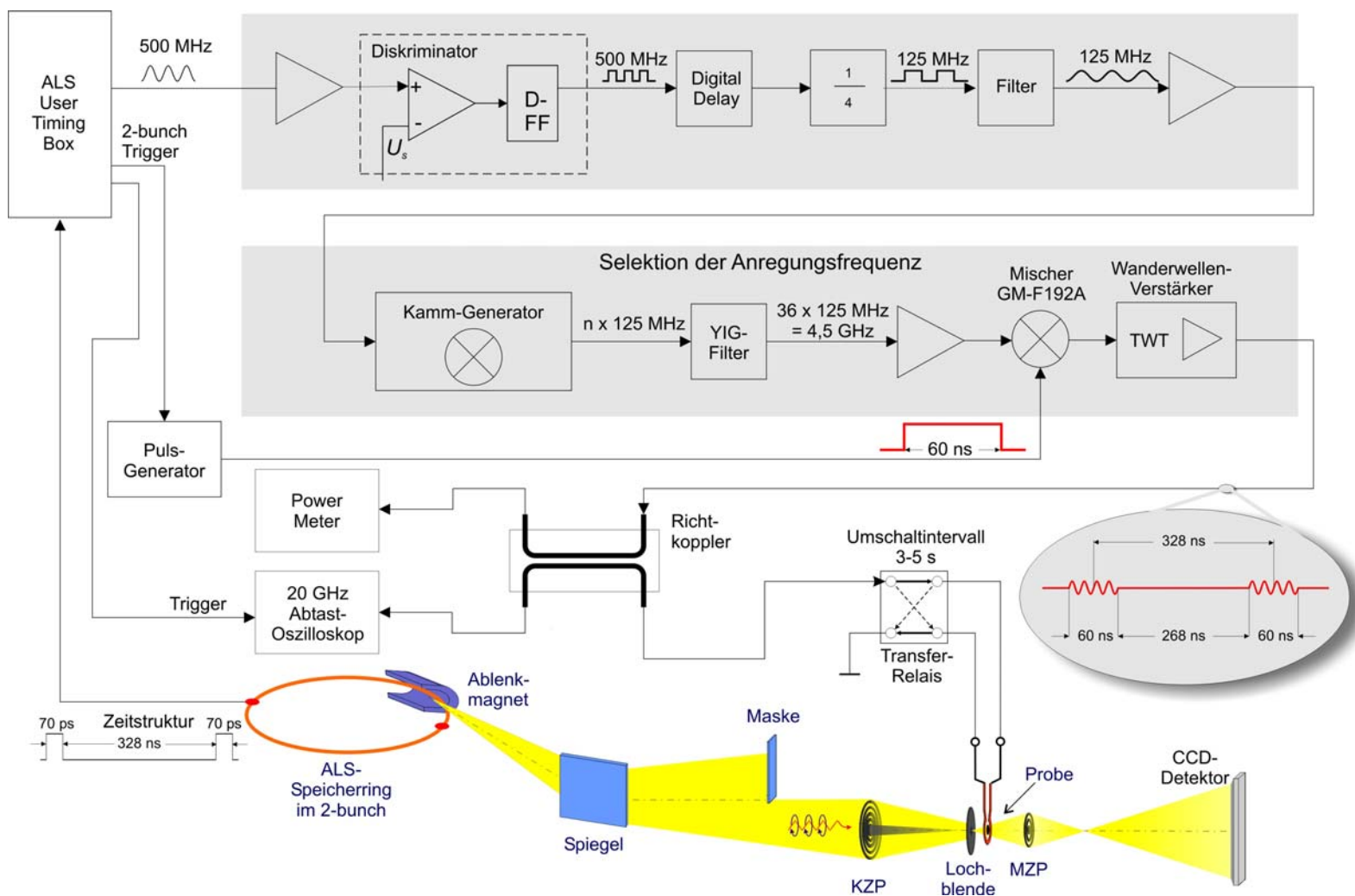


Abbildung A 4: Blockschaltbild des elektronischen Messaufbaus für die Methode der orts aufgelösten FMR im 2-bunch-Betriebsmodus am Röntgenmikroskop XM-1. Die Anregung mit den 60 ns langen Schwingungszügen gewährleistet, dass sich die ferromagnetische Probe während der mikroskopischen Abbildung in einem definierten eingeschwungenen Zustand befindet, wobei zugleich die mittlere Erwärmung der Spule um den Faktor ≈ 5 verringert wird (duty cycle $\sim 60\text{ns}/328\text{ns}$).

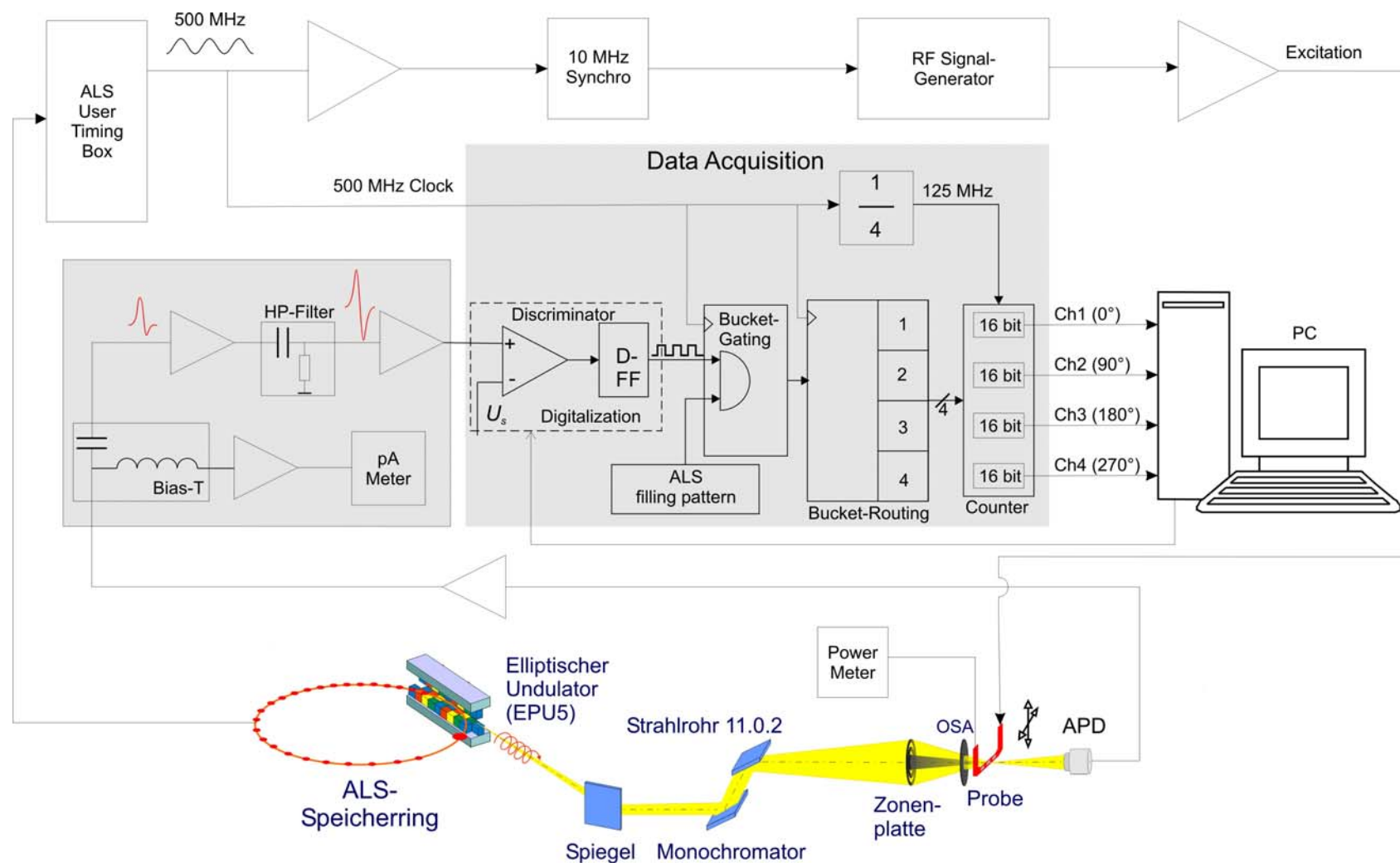


Abbildung A 5: Blockschaltbild des elektronischen Messaufbaus zur Abbildung der Magnetisierungsdynamik am rasternden Röntgentransmissionsmikroskop STXM im Multibunch-Betriebsmodus des ALS-Speicherrings. Während einer Messung können mit diesem Messaufbau mehrere Phasenwinkel der Magnetisierungsdynamik simultan aufgenommen werden. Dieses Beispiel illustriert die Messung mit 4 Kanälen (Phasen).

Begriffe und Abkürzungen

2-bunch	Betriebsmodus des ALS-Speicherring, bei dem der Ring mit zwei identischen Elektronenpaketen gefüllt ist
ALS	Advanced Light Source, Elektronenspeicherring, Berekely, USA
ALS-UTB	ALS User Timing Box (Die Schaltung zur Synchronisation von elektronischen Geräten mit dem ALS-Speicherring)
APD	Avalanche Photodiode (Lawinenphotodiode)
BLS	Brillouin light scattering (Brillouin-Lichtstreuung)
CCD	Charge-coupled device
DRAM	Dynamic Random Access Memory
DW	Domänenwand
ECL	Emitter Coupled Logic (Emittergekoppelte Logik, Normsignalpegel zur Synchronisation der elektronischen Ausrüstung)
ESL	Elektronenstrahlithographie (EBL: Electron Beam Lithography)
FMR	Ferromagnetische Resonanz (Ferromagnetic Resonance)
HF	Hochfrequenz
ITXM	Imaging Transmission X-ray Microscope (Abbildendes Röntgentransmissionsmikroskop)
KZP	Kondensor-Zonenplatte
LLG	Landau-Lifschitz-Gleichung
MRAM	Magnetic Random Access Memory
MTXM	Magnetic Transmission X-ray Microscopy (Magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie)
Multibunch	Betriebsmodus des ALS-Speicherring, bei dem der Ring mit 276 kleinen Elektronenpaketen sowie einem großen Paket („Camshaft“) gefüllt ist
MZP	Mikro-Zonenplatte
NIM	Nuclear Instrumentation Module (Normsignalpegel zur Synchronisation der elektronischen Ausrüstung)

OSA	Order Sorting Aperture
PMT	Photomultiplier Tube (Photovervielfacher)
PLL	Phase-Locked Loop (phasenstarre Schleife, ein phasengekoppelten elektronischer Regelkreis)
Py	Permalloy, weichmagnetische Legierung Ni ₈₁ Fe ₁₉
RH / LH	rechtshändig / linkshändig
RZP / LZP	rechts-zirkular / links-zirkular polarisiert
SMA	Sub-Miniature A Connector (Norm für koaxiale HF-Verbinder, spezifiziert bis zur Frequenz von 18 GHz)
SNR	Signal-to-Noise Ratio (Signal-Rausch Verhältnis)
SR-FMR	Spatially Resolved Ferromagnetic Resonance (Ortsaufgelöste Ferromagnetische Resonanz)
STXM	Scanning Transmission X-ray Microscope (Rasterndes Röntgentransmissionsmikroskop), wird auch für die Bezeichnung des Mikroskops am Strahlrohr 11.0.2 der ALS benutzt
US / GUS	im Uhrzeigersinn / (ent)gegen dem Uhrzeigersinn
TR-MTXM	Time-resolved Magnetic Transmission X-ray Microscopy (Zeitaufgelöste Magnetische Röntgentransmissionsmikroskopie)
TXM	Transmission X-ray Microscope (Röntgentransmissionsmikroskop)
TTL	Transistor-Transistor Logic (Normsignal zur Synchronisation der elektronischen Ausrüstung)
WK	Wirbelkern
XM-1	Bezeichnung des abbildenden Röntgentransmissionsmikroskops (ITXM) am Strahlrohr 6.1.2 der ALS
XMCD	X-ray Magnetic Circular Dichroism (Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus)
ZP	Zonenplatte

Veröffentlichungen

Einige der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht:

Magnetic Imaging with Soft X-ray Microscopies

P. Fischer, G. Denbeaux, H. Stoll, A. Puzic, J. Raabe, F. Nolting, T. Eimüller, G. Schütz
J. Phys. IV (France) **104**, 471-476 (2003)

High-resolution imaging of fast magnetization dynamics in magnetic nanostructures

H. Stoll, A. Puzic, B. Van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Hollinger, C. Back, D. Weiss, G. Denbeaux
Appl. Phys. Lett. **84**, 3328-3330 (2004)

Implementing sub-ns Time Resolution into Magnetic X-ray Microscopies

A. Puzic, H. Stoll, P. Fischer, B. Van Waeyenberge, J. Raabe, G. Denbeaux, T. Haug, D. Weiss, G. Schütz
Phys. Script. **T115**, 1029-1031 (2005).

Spatially resolved FMR: Imaging of ferromagnetic eigenmodes

A. Puzic, B. Van Waeyenberge, K. W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schütz, T. Tyliczszak, K. Rott, H. Brückl, G. Reiss, I. Neudecker, T. Haug, M. Buess, C. H. Back
J. Appl. Phys. **97**, 10E704 (2005).

Vortex dynamics in coupled ferromagnetic multilayer structures

K. W. Chou, B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, G. Schütz, T. Tyliczszak, K. Rott, G. Reiss, H. Brückl, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back
J. Appl. Phys. **99**, 08F305 (2006).

Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field

B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K.W. Chou, T. Tyliczszak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back & G. Schütz
Nature **444**, 461-464 (2006).

Vortex dynamics in Permalloy disks with artificial defects: Suppression of the gyrotropic mode

K. Kuepper, L. Bischoff, Ch. Akhmalaliev, J. Fassbender, H. Stoll, K. W. Chou, A. Puzic, K. Fauth, D. Dolgos, G. Schütz, B. Van Waeyenberge, T. Tyliczszak, I. Neudecker, G. Woltersdorf, C. H. Back
Appl. Phys. Lett. **90**, 062506 (2007).

Direct observation of the vortex core magnetization and its dynamics

K. W. Chou, A. Puzic, H. Stoll, D. Dolgos, G. Schütz, B. Van Waeyenberge, A. Vansteenkiste, T. Tyliczszak, G. Woltersdorf, C. H. Back
Appl. Phys. Lett. **90**, 202505 (2007).

Literatur

- [1 Brü04] H. Brückl, M. Brzeska, D. Brinkmann, J. Schotter, G. Reiss, W. Schepper, P.-B. Kamp, A. Becker, *Magnetoresistive logic and biochip*, J. Magn. Mater. **282**, 219-224 (2004).
- [2 Pri99] G.A. Prinz, *Magnetoelectronics applications*, J. Magn. Mater. **200**, 57-68 (1999).
- [3 Wol01] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnár, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, and D.M. Treger, *Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*, Science **294**, 1488-1494 (2001).
- [4 All05] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn, *Magnetic Domain-Wall Logic*, Science **309**, 1688-1692 (2005).
- [5 Ros01] C.A. Ross, *Patterned Magnetic Recording Media*, Annu. Rev. Mater. Res. **31**, 203-235, (2001).
- [6 Mar03] J.I. Martín, *Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties*, J. Magn. Mater. **256**, 449-501 (2003).
- [7 Bad06] S.D. Bader, *Opportunities in nanomagnetism*, Rev. Mod. Phys. **78**, 1-15 (2006).
- [8 Bai88] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472-2475 (1988).
- [9 Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn, *Enhanced Magnetoresistance in Layered Magnetic Structures with Antiferromagnetic Interlayer Exchange*, Phys. Rev. B **39**, 4828-4830 (1989).
- [10 Mo95] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, R. Meservey, *Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273-3276 (1995).
- [11 Tsa99] C. Tsang, M. Pinarbasi, H. Santini, E. Marinero, P. Amett, R. Olson, R. Hsiao, M. Williams, R. Payne, R. Wang, J. Moore, B. Gurney, T. Lin, R. Fontana, *12 Gb/in² recording demonstration with SV read heads & conventional narrow pole-tip write heads*, IEEE Trans. Magn. **35**, 689-694 (1999).
- [12 Tho00] D.A. Thompson, and J.S. Best, *The future of magnetic data storage technology*, IBM J. Res. Dev. **44**, 311-322 (2000).
- [13 Gal06] W.J. Gallagher, S.S.P. Parkin, *Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16-Mb MRAM demonstrator chip*, IBM J. Res. Dev. **50**, 5-23 (2006).

- [14 Åke05] J. Åkerman, *Toward a universal memory*, Science **308**, 508-510 (2005).
- [15 Shi99] J. Shi, S. Tehrani, T. Zhu, Y.F. Zheng, J.-G. Zhu, *Magnetization vortices and anomalous switching in patterned NiFeCo submicron arrays*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2525-2527 (1999).
- [16 Kir01] K.J. Kirk, M.R. Scheinfein, J.N. Chapman, S. McVitie, M.F. Gillies, B.R. Ward, and J.G. Tennant, *Role of vortices in magnetization reversal of rectangular NiFe elements*, J. Phys. D **34**, 160-166 (2001).
- [17 Schw78] L. J. Schwee, W. E. Anderson, Y. J. Liu, R. N. Lee, *Approaches toward field determined propagation of crossties and Bloch lines*, J. Appl. Phys. **49**, 1831-1833 (1978).
- [18 Lo79] D. S. Lo, V. M. Benrud, G. J. Cosimini, L. H. Johnson, G. G. Nelson, M. C. Paul, E. J. Torok, *Cross-tie shift register*, J. Appl. Phys. **50**, 2295-2297 (1979).
- [19 Cow02] R.P. Cowburn, D.A. Allwood, G. Xiong, M.D. Cooke, *Domain wall injection and propagation in planar Permalloy nanowires*, J. Appl. Phys. **91**, 6949 (2002).
- [20 McM00] R.D. McMichael, J. Eicke, M. J. Donahue, D. G. Porter, *Domain wall traps for low-field switching of sub-micron elements*, J. Appl. Phys. **87**, 7058 (2000).
- [21 Bus99] K. Bussmann, G. A. Prinz, S.-F. Cheng, D. Wang, *Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device*, Appl. Phys. Lett. **75**, 2476-2478 (1999).
- [22 Zhu00] J.-G. Zhu, Y. Zheng, G. A. Prinz, *Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory*, J. Appl. Phys. **87**, 6668 (2000).
- [23 Klä05] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. J. Heyderman, F. Nolting, U. Rüdiger, *Controlled and reproducible domain wall displacement by current pulses injected into ferromagnetic ring structures*, Phys. Rev. Lett. **94**, 106601 (2005).
- [24 Tho06] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, S. S. P. Parkin, *Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length*, Nature **197**, 443 (2006).
- [25 Yam07] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, T. Ono, *Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk*, Nature Materials **6**, 270-273 (2007).
- [26 Cho07] S. Choi, K.-S. Lee, K. Yu. Guslienko, S.-K. Kim, *Strong Radiation of Spin Waves by Core Reversal of a Magnetic Vortex and Their Wave Behaviors in Magnetic Nanowire Waveguides*, Phys. Rev. Lett. **98**, 087205 (2007).
- [27 Her04] R. Hertel, W. Wulfhekel, J. Kirschner, *Domain-Wall Induced Phase Shifts in Spin Waves*, Phys. Rev. Lett. **93**, 257202 (2004).

- [28 Kos73] J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, *Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems*, J. Phys. C: Solid State Phys. **6**, 1181-1203 (1973).
- [29 Mer00] F. G. Mertens and A. R. Bishop, *Dynamics of Vortices in Two-Dimensional Magnets in Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, edited by P. L. Christiansen, M. P. Soerensen, and A. C. Scott, Springer-Verlag, Berlin, (2000).
- [30 Kos90] A.M. Kosevich, B.A. Ivanov, A.S. Kovalev, *Magnetic solitons*, Phys. Rep. **194**, 117 (1990).
- [31 LL35] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies*, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153-169 (1935).
- [32 Kit49] C. Kittel, *Physical Theory of Ferromagnetic Domains*, Rev. Mod. Phys. **21**, 541-583 (1949).
- [33 Bro63] W.F. Brown, Jr., *Micromagnetics*, Interscience Publishers, John Wiley & Sons, New York, London, (1963).
- [34 Aha96] A. Aharoni, *Introduction to the theory of ferromagnetism*, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford (1996).
- [35 HS98] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains – The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1998).
- [36 Osb45] J. A. Osborn, *Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid*, Phys. Rev. **67**, 351-357 (1945).
- [37 Rie71] H. Riedel, A. Seeger, *Micromagnetic Treatment of Néel Walls*, phys. stat. sol. (b) **46**, 377-384 (1971).
- [38 Fel62] E. Feldtkeller in W. Schüppel, V. Kamberský, „*Bereichs- und Wandstrukturen*“ phys. stat. sol. (b) **2**, 345-384 (1962).
- [39 Fel65] E. Feldtkeller, H. Thomas, *Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten*, Phys. kondens. Mater. **4**, 8-14 (1965).
- [40 Wac02] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger, *Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores*, Science **298**, 577 (2002).
- [41 Mid63] S. Middelhoek, *Domain Walls in Thin Ni-Fe Films*, J. Appl. Phys. **34**, 1054-1059 (1963).
- [42 Gol03] D. Goll, G. Schütz, H. Kronmüller, *Critical thickness for high-remanent single-domain configurations in square ferromagnetic thin platelets*, Phys. Rev. B **67**, 094414 (2003).
- [43 Uso93] N.A. Usov, S.E. Peschany, *Magnetization curling in a fine cylindrical particle*, J. Magn. Magn. Mater. **118**, L290-L294 (1993).

- [44 Gus01] K.Yu. Guslienko, K.L. Metlov, *Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field*, Phys. Rev. B **63**, 100403 (2001).
- [45 Met02] K.L. Metlov, K.Yu. Guslienko, *Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder*, J. Magn. Magn. Mater. **242-245**, 1015-1017 (2002).
- [46 Höl03] R. Hollinger, A. Killinger, U. Krey, *Statics and fast dynamics of nanomagnets with vortex structure*, J. Magn. Magn. Mater. **261**, 178-189 (2003).
- [47 Höl04] R. Höllinger, *Statische und dynamische Eigenschaften von ferromagnetischen Nano-Teilchen*, Dissertation, Universität Regensburg (2004).
- [48 Mer79] N. D. Mermin, *The topological theory of defects in ordered media*, Rev. Mod. Phys. **51**, 591-648 (1979).
- [49 Che06] G.-W. Chern, H. Youk, O. Tchernyshyov, *Topological defects in flat nanomagnets: The magnetostatic limit*, J. Appl. Phys. **99**, 08Q505 (2006).
- [50 Völ94] A. R. Völkel, G. M. Wysin, F. G. Mertens, A. R. Bishop, H. J. Schnitzer, *Collective-variable approach to the dynamics of nonlinear magnetic excitations with application to vortices*, Phys. Rev. B **50**, 12711-12720 (1994).
- [51 Gus02] K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi, *Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks*, J. Appl. Phys. **91**, 8037-8039 (2002).
- [52 Cho04] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, H. Padmore, *Vortex core-driven magnetization dynamics*, Science **304**, 420-422, (2004).
- [53 Bäü66] H. Bäurich, *Berechnung der Energie, Magnetisierungsverteilung und Ausdehnung einer Kreuzblochlinie*, phys. stat. sol. **16**, K39-K43 (1966).
- [54 Ale83] A. A. Alekhin, *The Bloch Lines Dynamics in Permalloy Films*, phys. stat. sol. (a) **77**, 51-61 (1983).
- [55 Cow99] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker, *Single-Domain Circular Nanomagnets*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1042-1045 (1999).
- [56 Raa00] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, D. Weiss, *Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks*, J. Appl. Phys. **88**, 4437-4439 (2000).
- [57 Shi00] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono, *Magnetic vortex core observation in circular dots of Permalloy*, Science **289**, 930-932, (2000).

- [58 Ros02] C. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, H. I. Smith, W. Schwarzacher, F. M. Ross, M. Redjdal, F. B. Humphrey, *Micromagnetic behavior of electro-deposited cylinder arrays*, Phys. Rev. B **65**, 144417 (2002).
- [59 Hub58] E. E. Huber, Jr., D.O. Smith, J. B. Goodenough, *Domain-Wall Structure in Permalloy Films*, J. Appl. Phys. **29**, 294 (1958).
- [60 Gom99] R. D. Gomez, T. Luu, A. Pak, K. Kirk, J. Chapman, *Domain configurations of nanostructured Permalloy elements*, J. Appl. Phys. **85**, 6163-6165 (1999).
- [61 Oku04] T. Okuno, K. Mibu, T. Shinjo, *Two types of magnetic vortex cores in elliptical permalloy dots*, J. Appl. Phys. **95**, 3612-3617 (2004).
- [62 Le05] K.-S. Lee, S. Choi, S.-K. Kim, *Radiation of spin waves from magnetic vortex cores by their dynamic motion and annihilation processes*, Appl. Phys. Lett. **87**, 192502 (2005).
- [63 Tch05] O. Tchernyshyov, G.-W. Chern, *Fractional Vortices and Composite Domain Walls in Flat Nanomagnets*, Phys. Rev. Lett. **95**, 197204 (2005).
- [64 Klä05] M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, C. Vouille, *Direct Observation of Domain-Wall Configurations Transformed by Spin Currents*, Phys. Rev. Lett. **95**, 026601 (2005).
- [65 Hay07] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, S. S. P. Parkin, *Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires*, Nature Physics **3**, 21 (2007).
- [66 Fel65] E. Feldtkeller, *Mikromagnetisch stetige und unstetige Magnetisierungskonfigurationen*, Z. angew. Phys. **19**, 530-536 (1965).
- [67 Thi94] A. Thiaville and J. Miltat, *Controlled Injection of a Singular Point along a Linear Magnetic Structure*, Europhys. Lett. **26**, 57-62 (1994).
- [68 Mil02] J. Miltat, A. Thiaville, *Vortex cores – smaller than small*, Science **298**, 555 (2002).
- [69 Dör68] W. Döring, *Point Singularities in Micromagnetism*, J. Appl. Phys. **39**, 1006–1007 (1968).
- [70 Tre07] O. A. Tretiakov, O. Tchernyshyov, *Vortices in thin ferromagnetic films and the skyrmion number*, Phys. Rev. B **75**, 012408 (2007).
- [71 Thi03] A. Thiaville, J. M. García, R. Dittrich, J. Miltat, T. Schrefl, *Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal*, Phys. Rev. B **67**, 094410 (2003).
- [72 Kik01] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. Kim, Y. Otani, K. Fukamichi, *Vertical bistable switching of spin vortex in a circular magnetic dot*, J. Appl. Phys. **90**, 6548 (2001).

- [73 Oku02] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo, *MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field*, J. Magn. Magn. Mater. **240**, 1-6 (2002).
- [74 Sto96] M. Stone, *Magnus force on skyrmions in ferromagnets and quantum Hall systems*, Phys. Rev. B **53**, 16573-16578 (1996).
- [75 Ono94] H. Ono, H. Kuratsuji, *Generalized Hamiltonian dynamics for vortices in two-dimensional spin systems*, Phys. Lett. A **186**, 255-258 (1994).
- [76 Bar65] J. Bardeen, M. Stephen, *Theory of the Motion of Vortices in Superconductors*, Phys. Rev. **140**, 1197-1207 (1965).
- [77 Ao93] P. Ao, D.J. Thouless, *Berry's Phase and the Magnus Force for a Vortex Line in a Superconductor*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2158-2161 (1993).
- [78 Pap91] N. Papanicolaou, T.N. Tomaras, *Dynamics of magnetic vortices*, Nucl. Phys. B **360**, 425-462 (1991).
- [79 Kom96] S. Komineas, N. Papanicolaou, *Topology and dynamics in ferromagnetic media*, Physica D **99**, 81-107 (1996).
- [80 Mil02] J. Miltat, G. Albuquerque, A. Thiaville, *An introduction to micromagnetics in the dynamical regime*, in B. Hillebrands, K. Ounadjela (Eds.): *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, Topics Appl. Phys. **83**, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2002).
- [81 Pat68] C.E. Patton, *Linewidth and relaxation processes for the main resonance in the spin-wave spectra of Ni-Fe films*, J. Appl. Phys. **39**, 3060-3068 (1968).
- [82 Pat66] C. E. Patton and F. Humphrey, *Mobility and loss mechanisms for domain wall motion in thin ferromagnetic films*, J. Appl. Phys. **37**, 4269-4274 (1966).
- [83 Gil04] T.L. Gilbert, *A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials*, IEEE Trans. Magn. **40**, 3443-3449 (2004).
- [84 Kro00] H. Kronmüller, R. Hertel, *Computational micromagnetism of magnetic structures and magnetisation processes in small particles*, J. Magn. Magn. Mater. **215-216**, 11-17 (2000).
- [85 OOM] *The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF)*, M. J. Donahue und D. Porter, <http://math.nist.gov/oommf>.
- [86 LLG] *LLG Micromagnetics Simulator*, M. R. Scheinfein, llgmicro.home.mindspring.com.
- [87 Sto48] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **A240**, 599 (1948).
- [88 Bau00] M. Bauer, J. Fassbender, B. Hillebrands, R. L. Stamps, *Switching Behavior of a Stoner Particle beyond the Relaxation Time Limit*, Phys. Rev. B, **61**, 3410-3416 (2000).

- [89 Die60] W. Dietrich, W. E. Proebster, P. Wolf, *Nanosecond switching in thin magnetic films*, IBM J. Res. Develop. **4**, 189-196 (1960).
- [90 Bac98] C. H. Back, D. Weller, J. Heidmann, D. Mauri, D. Guarisco, E. L. Garwin, and H. C. Siegmann, *Magnetization Reversal in Ultrashort Magnetic Field Pulses*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3251 (1998).
- [91 Ger02] Th. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bär, Th. Rasing, *Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping*, Nature, **418**, 509-511 (2002).
- [92 Schu05] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, *Effective bit addressing times for precessional switching of magnetic memory cells*, J. Appl. Phys. **97**, 123907 (2005).
- [93 Met61] S. Methfessel, S. Middelhoek, H. Thomas, *Partial Rotation in Permalloy Films*, J. Appl. Phys. **32**, 1959-1963 (1961).
- [94 Slo73] J. C. Slonczewski, *Theory of domain-wall motion in magnetic films and platelets*, J. Appl. Phys. **44**, 1759-1770 (1973).
- [95 Slo74] J. C. Slonczewski, *Theory of Bloch-line and Bloch-wall motion*, J. Appl. Phys. **45**, 2705-2715 (1974).
- [96 Mal79] A. P. Malozemoff, J. C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Academic Press, New York, (1979).
- [97 Dör48] W. Döring, *Über die Trägheit der Wände zwischen Weißschen Bezirken*, Z. Naturforschung **3a**, 373-379 (1948).
- [98 Schr74] N. L. Schryer, L. R. Walker, *The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields*, J. Appl. Phys. **45**, 5406-5420 (1974).
- [99 Scha91] M. E. Schabes, *Micromagnetic theory of non-uniform magnetization processes in magnetic recording particles*, J. Magn. Magn. Mater. **95**, 249-288 (1991).
- [100 Uso02] N. A. Usov, C.-R. Chang, Z.-H. Wei, *Buckling instability in thin soft elliptical particles*, Phys. Rev. B, **66**, 184431 (2002).
- [101 Fel63] E. Feldtkeller, *Ripple Hysteresis in Thin Magnetic Films*, J. Appl. Phys. **34**, 2646-2652 (1963).
- [102 Fel61] E. Feldtkeller, *„Inverse“ Nickel-Eisen-Schichten*, Naturwissenschaften **48**, 474-475 (1961).
- [103 Hie02] W. K. Hiebert, G. E. Ballentine, L. Lagae, R. W. Hunt, M. R. Freeman, *Ultrafast imaging of incoherent rotation magnetic switching with experimental and numerical micromagnetic dynamics*, J. Appl. Phys. **92**, 392-396 (2002).

- [104 Schn04] C. M. Schneider, A. Kuksov, A. Krasnyuk, A. Oelsner, D. Neeb, S. A. Nepijko, G. Schönhense, I. Mönch, R. Kaltofen, J. Morais, C. de Nadaï, N. B. Brookes, *Incoherent magnetization rotation observed in subnanosecond time-resolving x-ray photoemission electron microscopy*, Appl. Phys. Lett. **85**, 2562-2564 (2004).
- [105 Chu05] D. Chumakov, J. McCord, R. Schäfer, L. Schultz, H. Vinzelberg, R. Kaltofen, I. Mönch, *Nanosecond time-scale switching of permalloy thin film elements studied by wide-field time-resolved Kerr microscopy*, Phys. Rev. B **71**, 014410 (2005).
- [106 Neu05] A. Neudert, J. McCord, D. Chumakov, R. Schäfer, L. Schultz, *Small-amplitude magnetization dynamics in permalloy elements investigated by time-resolved wide-field Kerr microscopy*, Phys. Rev. B, **71** 134405 (2005).
- [107 Iva89] B.A. Ivanov, V.A. Stephanovich, *Two-dimensional soliton dynamics in ferromagnets*, Phys. Lett. A **141**, 89-94 (1989).
- [108 Thi73] A. A. Thiele, *Steady-state motion of magnetic domains*, Phys. Rev. Lett. **30**, 230-233 (1973).
- [109 Hub82] D. L. Huber, *Dynamics of spin vortices in two-dimensional planar magnets*, Phys. Rev. B **26**, 3758-3765 (1982).
- [110 Nik83] A.V. Nikiforov, E.B. Sonin, *Dynamics of magnetic vortices in a planar ferromagnet*, Sov. Phys. JETP **58**, 373-378 (1983).
- [111 Mer97] F. G. Mertens, H. J. Schnitzer, A. R. Bishop, *Hierarchy of equations of motion for nonlinear coherent excitations applied to magnetic vortices*, Phys. Rev. B **56**, 2510-2520 (1997).
- [112 Wys95] G. M. Wysin, A. R. Völkel, *Normal modes of vortices in easy-plane ferromagnets*, Phys. Rev. B **52**, 7412-7427 (1995).
- [113 Wys96] G. M. Wysin, *Magnetic vortex mass in two-dimensional easy-plane magnets*, Phys. Rev. B **52**, 15156-15162 (1996).
- [114 Par03] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, P. A. Crowell, *Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures*, Phys. Rev. B **67**, 020403 (2003).
- [115 Iva04] B. A. Ivanov, C. E. Zaspel, *Gyrotropic mode frequency of vortex-state permalloy disks*, J. Appl. Phys., Vol. **95**, 7444-7446 (2004).
- [116 Gai00] Y. Gaididei, T. Kampeter, F. G. Mertens, A. R. Bishop, *Switching between different vortex states in two-dimensional easy-plane magnets due to an ac magnetic field*, Phys. Rev. B **61**, 9449-9452 (2000).
- [117 Zag03] J.P. Zagorodny, Y. Gaididei, F.G. Mertens, A.R. Bishop, *Switching of vortex polarization in 2D easy-plane magnets by magnetic fields*, Eur. Phys. J. B **31**, 471-487 (2003).

- [118 Par05] J. Park, P. Crowell, *Interactions of spin waves with a magnetic vortex*, Phys. Rev. Lett. **95**, 167201 (2005).
- [119 Le04] K.-S. Lee, B.-W. Kang, Y.-S. Yu, S.-K. Kim, *Vortex–antivortex pair driven magnetization dynamics studied by micromagnetic simulations*, Appl. Phys. Lett. **85**, 1568-1570 (2004).
- [120 Kit48] C. Kittel, *On the theory of ferromagnetic resonance absorption*, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
- [121 Wal57] L. R. Walker, *Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance*, Phys. Rev. **105**, 390 (1957).
- [122 Sta93] D. D. Stancil, *Theory of Magnetostatic Waves*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1993).
- [123 Dam61] R. W. Damon, J. R. Eshbach, *Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab*, J. Phys. Chem. Solids **19**, 308-320 (1961).
- [124 SW02] A. N. Slavin, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, *Nonlinear Spinwaves in One- and Two-Dimensional Magnetic Waveguides*, und S. O. Demokritov and B. Hillebrands, *Spinwaves in Laterally Confined Magnetic Structures*, in B. Hillebrands, K. Ounadjela (Eds.): Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, Topics Appl. Phys. **83**, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2002).
- [125 Kal86] B. A. Kalinikos, A. N. Slavin, *Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions*, J. Phys. C **19**, 7013-7033 (1986).
- [126 Dem03] S. O. Demokritov, *Dynamic eigen-modes in magnetic stripes and dots*, J. Phys.: Condens. Matter **15**, S2575–S2598 (2003).
- [127 Dem03] S. O. Demokritov, A. A. Serga, V. E. Demidov, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, B. A. Kalinikos, *Experimental observation of symmetry-breaking nonlinear modes in an active ring*, Nature **426**, 159-162 (2003).
- [128 Jor02] J. Jorzick, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K.Y. Guslienko, A.N. Slavin, D.V. Berkov, N.L. Gorn, *Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements*, Phys. Rev. Lett. **88**, 047204 (2002).
- [129 Par02] J. P. Park, P. Eames, D.M. Engebretson, J. Berezovsky, P. A. Crowell, *Spatially Resolved Dynamics of Localized Spin-Wave Modes in Ferromagnetic Wires*, Phys. Rev. Lett. **89**, 277201 (2002).
- [130 Bue05] M. Buess, T. P. J. Knowles, R. Höllinger, T. Haug, U. Krey, D. Weiss, D. Pescia, M. R. Scheinfein, C. H. Back, *Excitations with negative dispersion in a spin vortex*, Phys. Rev. B **71**, 104415 (2005).
- [131 Gus05] K. Yu. Guslienko, W. Scholz, R.W. Chantrell, V. Novosad, *Vortex-state oscillations in soft magnetic cylindrical dots*, Phys. Rev. B, **71**, 144407 (2005).

- [132 Uso02] N.A. Usov, L.G. Kurkina, *Magnetodynamics of vortex in thin cylindrical platelet*, J. Magn. Magn. Mater. **242**, 1005 (2002).
- [133 Bue03] M. Buess, Y. Acremann, A. Kashuba, C.H. Back, D. Pescia, *Pulsed precessional motion on the 'back of an envelope'*, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R1093–R1100 (2003).
- [134 Zas05] C. E. Zaspel, B. A. Ivanov, J. P. Park, P. A. Crowell, *Excitations in vortex-state permalloy dots*, Phys. Rev. B **72**, 024427 (2005).
- [135 Spa70] M. Sparks, *Magnetostatic modes in an infinite circular disc*, Solid State Commun. **8**, 731-733 (1970).
- [136 Raa05] J. Raabe, C. Quitmann, C. H. Back, F. Nolting, S. Johnson, C. Buehler, *Quantitative Analysis of Magnetic Excitations in Landau Flux-Closure Structures Using Synchrotron-Radiation Microscopy*, Phys. Rev. Lett. **94**, 217204 (2005).
- [137 Per05] K. Perzlmaier, M. Buess, C. H. Back, V. E. Demidov, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, *Spin-Wave Eigenmodes of Permalloy Squares with a Closure Domain Structure*, Phys. Rev. Lett. **94**, 057202 (2005).
- [138 Arg84] B.E. Argyle, E. Terrenzio, J.C. Slonczewski, *Magnetic vortex dynamics using the optical Cotton-Mouton effect*, Phys. Rev. Lett. **53**, 190-193 (1984).
- [139 ALS] Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, <http://www-als.lbl.gov>.
- [140 Att99] D. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press, Cambridge (1999).
- [141 Wil96] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner, Stuttgart (1996).
- [142 Kor99] J. B. Kortright, D. D. Awschalom, J. Stöhr, S. D. Bader, Y. U. Idzerda, S. S. P. Parkin, Ivan K. Schuller, H.-C. Siegmann, *Research frontiers in magnetic materials at soft X-ray synchrotron radiation facilities*, J. Magn. Magn. Mater. **207**, 7-44 (1999).
- [143 Fah99] M. P. Fahmie, *A System for Providing high Quality Triggers to Experimental Areas*, IEEE Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, (eds. A. Lucio and W. Mackay), IEEE Catalog Nr. 99CH36366 **2**, 756-758 (1999).
- [144 CXR] Center for X-Ray Optics (CXRO), <http://www-cxro.lbl.gov>.
- [145 And00] E.H. Anderson, D.L. Olynick, B. Harteneck, E. Veklerov, G. Denbeaux, W. Chao, A. Lucero, L. Johnson, D. Attwood, *Nanofabrication and Diffractive Optics for High-Resolution X-ray Applications*, J. Vac. Sci. Technol. **18**, 2970-2975 (2000).

- [146 Cha05] W. Chao, B.H. Harteneck, J.A. Liddle, E.H. Anderson, D.T. Attwood, *Soft X-ray Microscopy at Spatial Resolution Better than 15 nm*, Nature, **435**, 1210-1212 (2005).
- [147 Schm84] G. Schmahl, D. Rudolph, *X-Ray Microscopy*, Springer Series in Optical Sciences Vol. **43** Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (1984).
- [148 Bor80] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th Edition, Cambridge University Press, Cambridge, (1980).
- [149 WMI00] W. Meyer-Ilse, G. Denbeaux, L.E. Johnson, W. Bates, A. Lucero, E. Anderson, *The high resolution X-ray microscope XM-1*, in: W. Meyer-Ilse, T. Warwick, D. Attwood (Eds.), *X-Ray Microscopy*, Vol. **507**, American Institute of Physics, Melville, 129-134 (2000).
- [150 Hen] http://henke.lbl.gov/optical_constants.
- [151 STX] <http://www-als.lbl.gov/als/techspecs/bl11.0.2.html>.
- [152 Kil03] A. Kilcoyne, T. Tyliczszak, W. Steele, S. Fakra, P. Hitchcock, K. Franck, E. Anderson, B. Harteneck, E. Rightor, G. Mitchell, A. Hitchcock, L. Yang, T. Warwick & H. Ade, *Interferometer-controlled scanning transmission x-ray microscopes at the Advanced Light Source*, J. Sync Rad. **10**, 125-136 (2003).
- [153 You02] A. T. Young, E. Arenholz, S. Marks, R. Schlueter, C. Steier, H. A. Padmore, A. P. Hitchcock, and D. G. Castner, *Variable Linear Polarization from an X-ray Undulator*, J. Sync Rad, **9**, 270-274 (2002).
- [154 XM1] <http://www-cxro.lbl.gov/BL612>.
- [155 WMI95] W. Meyer-Ilse, H. Medecker, L. Jochum, E.H. Anderson, D. Attwood, C. Magowan, R. Balhorn, M. Moronne, D. Rudolph, G. Schmahl, *Synchrotron Radiat. News* **8**, 23-33, (1995).
- [156 Den01] G. Denbeaux, E. Anderson, W. Chao, T. Eimüller, L. Johnson, M. Köhler, C. Larabell, M. Legros, P. Fischer, A. Pearson, G. Schütz, D. Yager and D. Attwood, *Soft X-Ray Microscopy to 25 nm with Applications to Biology and Magnetic Materials*, Nucl. Instr. and Meth., **467-468**, 841-844 (2001).
- [157 Schü85] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Frahm, G. Meterlik, *Spinabhängige Absorption im K-Kantenbereich von Eisen und Nickel*, HASYLAB Jahresbericht, (1985).
- [158 Schü87] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm und G. Materlik. *Absorption of Circularly Polarized X Rays in Iron*, Phys. Rev. Lett., **58**, 737-740 (1987).
- [159 Che90] C.T. Chen, F. Sette, Y. Ma und S. Modesti, *Soft X-ray Magnetic Circular Dichroism at the $L_{2,3}$ Edges of Ni*, Phys. Rev. B **42**, 7262-7265 (1990).

- [160 Che95] C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H. J. Lin, N. V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, G. H. Ho, E. Pellegrin, F. Sette, *Experimental Confirmation of the X-Ray Magnetic Circular Dichroism Sum Rules for Iron and Cobalt*, Phys. Rev. Lett. **75**, 152-155 (1995).
- [161 Schü90] G. Schütz, *Zirkular polarisierte Röntgenstrahlung – eine neue Sonde zum Studium des Magnetismus*, Phys. Bl. **46**, 475-480 (1990).
- [162 Stö95] J. Stöhr, *X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films*, J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. **75**, 253-272 (1995).
- [163 Fey64] R.P. Feynman, R.B. Leighton and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. I, Part 2, Addison-Wesley, Reading, 1964.
- [164 Fis99] P. Fischer, *Untersuchungen zum Magnetismus im Nanometerbereich mit zirkularem magnetischen Röntgendifferenzspektroskopie*, Habilitationsschrift, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg (1999).
- [165 Stö99] J. Stöhr, *Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopy*, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 470-497 (1999).
- [166 Ebe96] H. Ebert, *Magneto-optical effects in transition metal systems*, Rep. Prog. Phys. **59**, 1665-1735 (1996).
- [167 Stö93] J. Stöhr, Y. Wu, B.D. Hermsmeier, M.G. Samant, G.R. Harp, S. Koranda, D. Dunham, B.P. Tonner, *Element-specific magnetic microscopy with circularly polarized X-rays*, Science **259**, 658-661 (1993).
- [168 Fis96] P. Fischer, G. Schütz, G. Schmahl, P. Guttman, D. Raasch, *Imaging of magnetic domains with the X-ray microscope at BESSY using X-ray magnetic circular dichroism*, Z. Phys. B **101**, 313-316, (1996).
- [169 PrI] Princeton Instruments, PI-SX:1K, <http://www.piacton.com/products/xraycam/pisx>.
- [170 Gru02] S. M. Gruner, M. W. Tate, E. F. Eikenberry, *Charge-coupled device area x-ray detectors*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 2815-2842 (2002).
- [171 Bar97] A. Q. R. Baron, R. Rüffer, J. Metge, *A Fast, Convenient, X-ray Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A400**, 124-132 (1997).
- [172 Bar06] A. Q. R. Baron, S. Kishimoto, J. Morsec, J.-M. Rigal, *Silicon avalanche photodiodes for direct detection of X-rays*, J. Synchrotron Rad. **13**, 131-142 (2006).
- [173 Ham] Hamamatsu, Si APD: S2381, S2382, S5343, www.hamamatsu.de.
- [174 SiS] Silicon Sensor GmbH, SSO-AD-230-TO52, <http://www.silicon-sensor.com/sso>.

- [175 Aph] APHS GmbH, MSM-Detektor „Allegro“, <http://www.aphs.de>.
- [176 Fak04] S. Fakra, A.L.D. Kilcoyne, T. Tyliczszak, *Scintillator Detectors for Scanning Transmission X-ray Microscopes at the Advanced Light Source*, in Synchrotron Radiation Instrumentation 2003, 8th International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, T. Warwick, J. Arthur, H.A. Padmore, J. Stohr, **705**, 973-976 (2004).
- [177 Acr07] Y. Acremann, V. Chembrolu, J. P. Strachan, T. Tyliczszak, J. Stöhr, *Software defined photon counting system for time resolved x-ray experiments*, Rev. Sci. Instrum. **78**, 014702 (2007).
- [178 Avt] Avtech Electrosystems Ltd., www.avtechpulse.com.
- [179 Aer] Datenblatt, Signalgeneratoren der IFR 3410 Serie, www.aeroflex.com.
- [180 Leh92] G. Lehner, *Elektromagnetische Feldtheorie für Ingenieure und Physiker*, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong (1992).
- [181 Mac00] K. Mackay, M. Bonfim, D. Givord und A. Fontaine, *50 T Pulsed Magnetic Fields in Micro-coils*, J. Appl. Phys. **87**, 1996-2001 (2000).
- [182 Mon63] D. B. Montgomery, *The Generation of High Magnetic Fields*, Rep. Prog. Phys. **26**, 69-104 (1963).
- [183 Jac82] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2. verb. Aufl., de Gruyter, Berlin, New York (1982).
- [184 LL85] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Elektrodynamik der Kontinua*, Akademie Verlag, Berlin (1985).
- [185 Sil99] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford, C. T. Rogers, *Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in thin-film Permalloy*, J. Appl. Phys., Vol. **85**, 7849-7862 (1999).
- [186 ADS] *Agilent Advanced Design System (ADS)*, http://eesof.tm.agilent.com/products/ads_main.html.
- [187 Son] *Sonnet*, Full-wave 3D Planar Electromagnetic Field Solver Software for High Frequency EM Simulation, <http://www.sonnetsoftware.com>.
- [188 Poz98] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, J. Wiley & Sons, New York, London (1998).
- [189 RO4] Substrat RO 4003, Kupferkaschierung 35 μm , Trägerstärke 0,81 mm, $\epsilon_r = 3,38 \pm 0,05$, der Verlustfaktor beträgt $\tan\delta = 0,0027$, Rogers Corporation, <http://www.rogerscorporation.com>.
- [190 Fis01] P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, M. Köhler, G. Bayreuther, G. Denbeaux, D. Attwood, *Study of in-plane magnetic domains with Magnetic Transmission X-ray microscopy*, J. Appl. Phys. **89**, 7159-7161 (2001).

- [191 Fis01] P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, G. Denbeaux, A. Lucero, L. Johnson, D. Attwood, S. Tsunashima, M. Kumazawa, N. Takagi, M. Köhler, and G. Bayreuther, *Element-specific imaging of magnetic domains at 25nm spatial resolution using soft X-ray microscopy*, Rev. Sci. Instr. **72**, 2322-2324 (2001).
- [192 Eim01] T. Eimüller, P. Fischer, M. Köhler, M. Scholz, P. Guttman, G. Denbeaux, S. Glück, G. Bayreuther, G. Schmahl, D. Attwood, G. Schütz, *Transmission X-ray microscopy using X-ray magnetic circular dichroism*, Appl. Phys. A **73**, 697-701 (2001).
- [193 War98] T. Warwick, K. Franck, J. B. Kortright, G. Meigs, M. Moronne, S. Myneni, E. Rotenberg, S. Seal, W. F. Steele, H. Ade and A. Garcia, S. Cerasari, J. Denlinger, S. Hayakawa, A. P. Hitchcock, T. Tyliczszak, J. Kikuma, E. G. Rightor, H.-J. Shin, B. P. Tonner, *A scanning transmission x-ray microscope for materials science spectromicroscopy at the advanced light source*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 2964-2973 (1998).
- [194 Fre94] M. R. Freeman, *Picosecond pulsed-field probes of magnetic systems (invited)*, J. Appl. Phys. **75**, 6194-6198 (1994).
- [195 Acr00] Y. Acremann, C.H. Back, M. Buess, O. Portmann, A. Vaterlaus, D. Pescia, H. Melchior, *Imaging Precessional Motion of the Magnetization Vector*, Science **290**, 492 (2000).
- [196 Fre01] M. R. Freeman, B. C. Choi, *Advances in Magnetic Microscopy*, Science **294**, 1484-1488 (2001).
- [197 Fis06] P. Fischer, D.H. Kim, W. Chao, J.A. Liddle, E.H. Anderson, D.T. Attwood, *Soft X-ray microscopy of nanomagnetism*, Materials Today **9** (1-2), 26-33 (2006).
- [198 Ku04] W. Kuch, J. Vogel, J. Camarero, K. Fukumoto, Y. Pennec, S. Pizzini, M. Bonfim, J. Kirschner, *Exploring spin valve magnetization reversal dynamics with temporal, spatial and layer resolution: Influence of domain-wall energy*, Appl. Phys. Lett. **85**, 440-442 (2004).
- [199 Vog04] J. Vogel, W. Kuch, J. Camarero, K. Fukumoto, Y. Pennec, M. Bonfim, S. Pizzini, F. Petroff, A. Fontaine, J. Kirschner, *Time and layer resolved magnetic domain imaging of FeNi/Cu/Co trilayers using x-ray photoelectron emission microscopy (invited)*, J. Appl. Phys. **95**, 6533-6536 (2004)
- [200 Fis03] P. Fischer, G. Denbeaux, H. Stoll, A. Puzic, J. Raabe, F. Nolting, T. Eimüller, G. Schütz, *Magnetic imaging with soft X-ray microscopies*, J. Phys IV France **104**, 471-476 (2003).
- [201 Sto04] H. Stoll, A. Puzic B. v. Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Höllinger, C.H. Back, D. Weiss, G. Denbeaux, *High resolution imaging of fast magnetization dynamics in magnetic nanostructures*, Appl. Phys. Lett. **84**, 3328-3330 (2004).

- [202 Puz05] A. Puzic, B. Van Waeyenberge, K.W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schütz, T. Tylliszczak, K. Rott, H. Brückl, G. Reiss, I. Neudecker, T. Haug; M. Buess, C H. Back, *Spatially resolved ferromagnetic resonance: Imaging of ferromagnetic eigenmodes*, J. Appl. Phys. **67**, 10E704 (2005).
- [204 Tam02] S. Tamaru, J. A. Bain, *Imaging of quantized magnetostatic modes using spatially resolved ferromagnetic resonance*, J. Appl. Phys. **91**, 8034-8036 (2002).
- [203 Pat84] C. E. Patton, *Magnetic excitations in solids*, Phys. Rep. 103, 251-315 (1984).
- [205 Bue04] M. Buess, R. Höllinger, T. Haug, K. Perzlmaier, U. Krey, D. Pescia, M. R. Scheinfein, D. Weiss, C. H. Back, *Fourier Transform Imaging of Spin Vortex Eigenmodes*, Phys. Rev. Lett. **93**, 077207 (2004).
- [206 Bue05] M. Buess, T. Haug, M. R. Scheinfein, C. H. Back, *Micromagnetic Dissipation, Dispersion, and Mode Conversion in Thin Permalloy Platelets*, Phys. Rev. Lett. **94**, 127205 (2005).
- [207 Iva05] B. A. Ivanov, C. E. Zaspel, *High Frequency Modes in Vortex-State Nanomagnets*, Phys. Rev. Lett. **94**, 027205 (2005).
- [208 WUR] Arbeitsgruppe Prof. Dr. D. Weiss, Universität Regensburg, <http://www.physik.uni-regensburg.de/forschung/weiss>.
- [209 Raa03] J. Raabe, *Mikroskopische Untersuchungen an ferromagnetischen Nanostrukturen*, Dissertation, Universität Regensburg, ISBN 3-936332-03-7 (2003).
- [210 Neu06] I. Neudecker, *Magnetization Dynamics of Confined Ferromagnetic Systems*, Dissertation, Universität Regensburg (2006).
- [211 Rot03] Die Proben wurden von Dr. K. Rott hergestellt, Arbeitsgruppe „Dünne Schichten & Nanostrukturen“, Prof. Dr. G. Reiss, Universität Bielefeld, <http://www.physik.uni-bielefeld.de>.)
- [212 Sil] Die Si₃N₄-Membranen wurden von Fa. Silson Ltd. bezogen, <http://www.silson.com>.
- [213 Rus03] S. E. Russek, R. D. McMichael, M J. Donahue, S. Kaka, *High Speed Switching and Rotational Dynamics in Small Magnetic Thin Film Devices*, in B. Hillebrands, K. Ounadjela (Eds.): Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II, Topics Appl. Phys. **87**, 93–156, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2003).
- [214 Hau04] Probenherstellung, T. Haug, Universität Regensburg [208 WUR].
- [215 F192A] PIN-Dioden-Mischer “General Microwave F192”, high-speed non-reflective PIN diode SPST switch / pulse modulator, <http://www.herley.com>.

- [216 Neu05] A. Neudert, J. McCord, R. Schäfer, L. Schultz, *Subnanosecond vortex transformation in ferromagnetic film elements observed by stroboscopic wide-field Kerr microscopy*, J. Appl. Phys. **97**, 10E701 (2005).
- [217 AVS06] A. Vansteenkiste, *Vortexdynamica in nanomagnetische structuren*, Diplomarbeit, Universiteit Gent (2006).
- [218 IGR10] Berechnung der Komponenten der magnetischen Induktion \mathbf{B} anhand eines Feldmodells (IGRF 10) und der geografischen Lage eines Ortes auf der Erdoberfläche: National Geophysical Data Center, <http://www.ngdc.noaa.gov/seg/geomag/magfield.shtml>.
- [219 Uhl05] T. Uhlig, M. Rahm, C. Dietrich, R. Höllinger, M. Heumann, D. Weiss, J. Zweck, *Shifting and Pinning of a Magnetic Vortex Core in a Permalloy Dot by a Magnetic Field*, Phys. Rev. Lett. **95**, 237205 (2005).
- [220 Bel04] M. Belov, Z. Liu, R. D. Sydora, M. R. Freeman, *Modal oscillation control in internally patterned $Ni_{80}Fe_{20}$ thin film microstructures*, Phys. Rev. B **69**, 094414 (2004).
- [221 Né62] L. Néel, *On a new mode of coupling between the magnetizations of two ferromagnetic layers*, Compt. Rend. Acad. Sci. France **255**, 1676-1681 (1962).
- [222 Schn00] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck, *Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks*, Appl. Phys. Lett. **77**, 2909-2911 (2000).
- [223 Fre98] M. R. Freeman, W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, *Time-resolved scanning Kerr microscopy of ferromagnetic structures (invited)*, J. Appl. Phys. **83**, 6217-6222 (1998).
- [224 BvW06] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, G. Schütz, *Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field*, Nature **444**, 461-464 (2006).
- [225 Her07] R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, C. M. Schneider, *Ultrafast Nanomagnetic Toggle Switching of Vortex Cores*, Phys. Rev. Lett. **98**, 117201 (2007).
- [226 Hop68] J. H. Hoper, *Ripple Relaxation Times in Thin Magnetic Films*, J. Appl. Phys. **39**, 1159-1160 (1968).
- [227 Kum66] H. J. Kump, H. G. Hottenrott, B. I. Bertelsen, P. T. Chang, *The Dispersion Locked Memory Mode for Magnetic Films*, IBM J. Res. Dev. **10**, 89-94 (1966).
- [228 Kik01] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. G. Kim, Y. Otani, and K. Fukamichi, *Vertical Magnetization Process in Sub-Micron Permalloy Dots*, IEEE Trans. Magn. **37**, 2082-2084 (2001).

- [229 Schn01] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck, *Magnetic switching of single vortex permalloy elements*, Appl. Phys. Lett. **79**, 3113-3115 (2001).
- [230 Tan05] T. Taniuchi, M. Oshima, H. Akinaga, K. Ono, *Vortex-chirality control in mesoscopic disk magnets observed by photoelectron emission microscopy*, J. Appl. Phys. **97**, 10J904 (2005).
- [231 Vav05] P. Vavassori, M. Grimsditch, V. Metlushko, N. Zaluzec, B. Ilic, *Magnetoresistance of single magnetic vortices*, Appl. Phys. Lett. **86**, 072507 (2005).
- [232 Rot01] J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui, R. Speaks, *Observation of a bi-domain state and nucleation free switching in mesoscopic ring magnets*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1098-1101 (2001).
- [233 Cho06] S. Choi, K.-S. Lee, S.-K. Kim, *Spin-wave interference*, Appl. Phys. Lett. **89**, 062501 (2006)
- [234 TS99] U. Tietze, Ch. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer, Berlin, New York, Heidelberg (1999).

Dank

... an die, die das Zustandekommen dieses Werkes ermöglicht und zu seinem Gelingen beigetragen haben

Gisela Schütz (MPI-MF, Stuttgart)

Hermann Stoll (MPI-MF, Stuttgart)
Peter Fischer (CXRO, LBNL, Berkeley)
Bartel Van Waeyenberge (Universität Gent)
Kang Wei Chou (MPI-MF, Stuttgart)

Heinz-Dieter Carstanjen (MPI-MF, Stuttgart)
Manfred Fähnle (MPI-MF, Stuttgart)
Hans-Rainer Trebin (Universität Stuttgart)
Harald Giessen (Universität Stuttgart)
Jürgen Werner (Universität Stuttgart)

Richard Weber
Walter Plenert, Sabine Seifert, Christian Wolter, Hans Eckstein, Peter Gorzellik,
Jörg Lampart (MPI-MF, Stuttgart)

Brigitte Baretzky (MPI-MF, Stuttgart)
Michael Bechtel (MPI-MF, Stuttgart)
Monika Kotz (MPI-MF, Stuttgart)

T. Tylizszczak (ALS, LBNL, Berkeley)
G. Denbeaux, W. Chao, B. Gunion, S. Rekawa, E. Anderson (CXRO, LBNL, Berkeley)

Ingo Neudecker, Thomas Haug, Matthias Buess, Rainer Höllinger, Georg Woltersdorf,
Günther Bayreuther, Dieter Weiss, Christian Back (Universität Regensburg)

Jörg Raabe, Christoph Quitmann (SLS, PSI, Villigen)

Karsten Rott, Hubert Brückl, Günter Reiss (Universität Bielefeld)

Yves Acremann (SLAC, Stanford)

Karsten Küpper, Jürgen Fassbender (FZ Rossendorf)

ALS team (LBNL, Berkeley)

Lea, Gina, Slobo, Mama, Papa, (Oma & Opa) ...

+++

