



Magnonische Metamaterialien aus CoFeB

Diplomarbeit

vorgelegt von

Henning Ulrichs

Georg-August-Universität zu Göttingen
I. Physikalisches Institut

2010

How often we forget all time, when lone,
Admiring Nature's universal throne,
Her woods – her wilds – her waters – the intense
Reply of *hers* to our intelligence.
(Byron; The Island)

Referent: Prof. Dr. M. Münzenberg

Koreferent: Prof. Dr. R.G. Ulbrich

Abgabedatum: 19. Januar 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung: Magnonische Kristalle	1
2	Theorie	5
2.1	Der homogene Film	5
2.2	Das interne Feld	10
2.2.1	Das interne Feld eines Lochgitters I - Analytischer Weg . .	11
2.3	Mikromagnetische Simulation	13
2.3.1	Das interne Feld eines Lochgitters II - Numerischer Ansatz	14
2.4	Bandstruktur in uniformer-Moden-Approximation	16
2.5	Itineranter Magnetismus in metallischen Gläsern: CoFeB	22
2.5.1	Strukturelle Eigenschaften	22
2.5.2	Magnetische Eigenschaften	23
3	Experimente	26
3.1	Experimenteller Aufbau	26
3.2	Auswertungsschema	29
3.3	Teil I: Der homogene Film	33
3.3.1	Klassifizierung der Moden	33
3.3.2	Spinwellen nullter Ordnung	37
3.3.3	Spinwellen höherer Ordnung	40
3.3.4	Dämpfung	43
3.3.5	Spinpolarisation	44
3.3.6	Zusammenfassung und Diskussion I	47
3.4	Teil II: Strukturierte Filme	49
3.4.1	Propagierende magnonische Blochmoden	50
3.4.2	Geometrische Skalierung des Koerzitivfelds	55
3.4.3	Spinwellenleiter	56
3.4.4	Moden konstanter Frequenz	58
3.4.5	Zusammenfassung und Diskussion II	60
4	Ausblick	64

5 Appendix	66
5.1 Demagnetisierungstensor des Zylinders	66
5.2 Details zur Bandstrukturechnung	67
5.3 Leistungsspektren von Strukturen mit großen Lochabständen . . .	68
Literaturverzeichnis	70

Kapitel 1

Einleitung: Magnonische Kristalle

Das Studium des Einflusses einer Struktur auf das Spinwellenspektrum ist ein seit vielen Jahren aktives Forschungsfeld. Die frühesten Experimente hierzu von 1976 (Sykes et al. [SAC76]) beschäftigten sich mit eindimensional, periodisch strukturierten YIG-Filmen (Yttriumeisengranat, periodische Variation der Schichtdicke). Die geringe Spinwellendämpfung des Ferrimagnets YIG ermöglicht dabei eine Spinwellenpropagationsstrecke von mehreren Millimetern. Einen umfassenden Überblick über nachfolgende Forschung und die hierfür entwickelten Techniken bietet die von B. Hillebrands edierte Reihe „Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I-III“ [HO02]. Im Fokus vieler Arbeiten (Bayer et al. [BPW⁺04], [BDHS03], oder Jorzick et al. [JDM⁺99]) stehen dabei in kleinen Bereichen einzelner Strukturelemente lokalisierte Spinwellen. Da in diesen Studien der Aspekt der Periodizität nur genutzt wird um in integrativen Messmethoden das Signal zu optimieren, oder als Störeffekt betrachtet wird, beschäftigen sich diese Arbeiten nur indirekt mit magnonischen Kristallen. Genau wie ein Festkörper, der nicht auf die Physik eines einzelnen Atoms reduziert werden kann, besteht ein magnonischer Kristall aus vielen Strukturelementen. Das definierende Kriterium ist die räumliche Periodizität magnetischer Materialparameter. In Frage kommen hierfür Sättigungsmagnetisierung, Austauschkonstante, magnetische Anisotropiekonstanten oder geometrische Größen wie Schichtdicke oder die Abmessungen eines Lochs in einer magnetischen Schicht. Der magnonische Kristall ist das Trägermedium von Spinwellen, dessen Periodizität zu einer komplexen magnonischen Bandstruktur führt.

Magnonische Kristalle in diesem Sinne werden zum Beispiel in der Arbeitsgruppe von D. Grundler untersucht. Die in den Publikationen von Neusser und Grundler [NG09], sowie Neusser et al. [NBG08], [NBSLG08] vorgestellte und angewandte Methode beinhaltet dabei immer eine Kombination aus ferromagnetischen Resonanz-Experimenten (FMR) und mikromagnetischer Simulation. Das Studienobjekt ist das gleiche wie in dieser Diplomarbeit, die experimentelle Methode ist jedoch eine andere. Ein FMR-Experiment bietet einen frequenzselektiven Zugriff

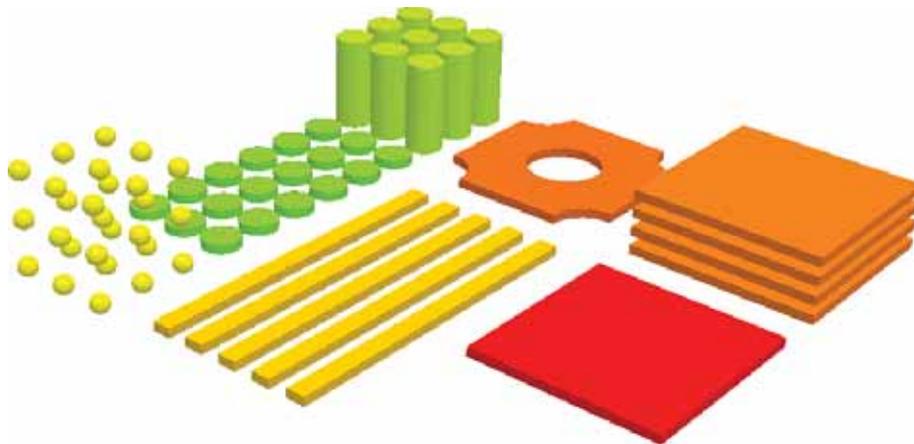


Abbildung 1.1: Beispiele magnonischer Strukturen.

auf nicht propagierende Spinwellen ($\mathbf{k} = 0$). Auf diese Art erstellte Spinwellenspektren stellen deswegen nur einen kleinen Ausschnitt der vollen magnonischen Bandstruktur dar. Das hier benutzte optische Pump-Probe-Experiment ist weder frequenz-, noch k -selektiv, wie Brillouin-Lichtstreuungs-Experimente (BLS). Dies verkompliziert zum einen die Interpretation. Zum anderen können aus der Wahl des Relaxationskanals allerdings auch Hinweise auf die magnonische Zustandsdichte gewonnen werden.

Eine technische Relevanz für diese magnonischen Metamaterialien entwickelt sich erst langsam im Rahmen einer magnetische Freiheitsgrade ausnutzenden Spintronic. Im Bereich der Massenspeichermedien gibt es die Idee, Daten in sogenannten Patterned Media abzuspeichern (siehe z.B. Moritz et al. [MDN⁺05]). Hierbei handelt es sich um auf nm-Skala strukturierte ferromagnetische Schichten. Einzelne Bits werden mit der Einheitszelle einer solchen Struktur assoziiert. Per Definition handelt es sich bei einem solchen Speichermedium um einen magnonischen Kristall, auch wenn technisch eher statische Eigenschaften wie Stabilität gegenüber superparamagnetischer Domänenfluktuation wichtig sind. Da Magnonen die Zeitdauer für Schreibprozesse beeinflussen, ist ein grundsätzliches Verständnis der Eigenmoden für diese Art Speichermedien wichtig.

Spinwellen lassen sich als materialinduzierter, magnetischer Anteil einer elektromagnetischen Welle auffassen. Nah verwandt mit magnonischen Metamaterialien sind daher photonische Kristalle. Hier besteht die Periodizität in den dielektrischen Eigenschaften des Trägermediums. Die Theorie ist im einfachsten Fall die Elektrodynamik der Kontinua (siehe Jounnopoulos et al. [JJWM08], S.6ff.). Die grundlegende mathematische Beschreibung für photonische Kristalle benutzt eine räumlich variierende Dielektrizitätskonstante $\epsilon(\mathbf{r})$ und eine konstante magnetische

Permeabilität μ . Aus den Maxwell-Gleichungen folgt für das komplex formulierte magnetische Feld $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \Theta \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (1.1)$$

Gleichung (1.1) kann als Eigenwertproblem aufgefasst werden, das unter der Bedingung $\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0$ zu lösen ist. Beschränkt man sich bei den Trägermedien für magnonische Kristalle auf dia- oder paramagnetische Materialien, so kann man diese Theorie mit Hilfe einer ortsabhängigen magnetischen Permeabilität $\mu = \mu(\mathbf{r})$ auf magnonische Kristalle erweitern (siehe Drikis et al. [DYH⁺04]). Es ergibt sich für diesen Fall eine Eigenwertgleichung analog zu (1.1). Die Ausdehnung der Theorie photonischer Kristalle ist also zumindest auf eine Unterklasse magnonischer Kristalle möglich. In Ferromagneten ist die magnetische Permeabilität nicht konstant, sondern vom externen Feld abhängig. Die grundlegende theoretische Beschreibung von ferromagnetischen magnonischen Materialien nimmt daher eine etwas andere Form an. Neben den Maxwell-Gleichungen benötigt man nun zudem sogenannte Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung.

Ein homogener Film kann als das trivialste Beispiel eines kontinuierlich rotationssymmetrischen magnonischen Kristalls angesehen werden. Spinwellen in diesem System sind im einfachsten Fall ebene Wellen. Die endliche Schichtdicke führt dabei zu einer Quantisierung des \mathbf{k} -Vektors in der Richtung senkrecht zur Filmebene. Neben der Schichtdicke determinieren die mikroskopischen Materialparameter (magnetisches Moment, Austausch- und Anisotropiekonstante) die Frequenz der Spinwellen. Deswegen sind magnonische Kristalle nicht ohne physikalische Konsequenz skalierbar. Je nach Größenordnung dominiert entweder die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung (nm), oder die langreichweitige dipolare Wechselwirkung (μm).

Dieser Diplomarbeit gehen die Experimente von B. Lenk [Len08] zu strukturierten, polykristallinen Nickelschichten voraus. Die direkt nach der Strukturierung durchgeführten Experimente zeigen eine vollständige Unterdrückung kohärenter Spinwellen. Die Suche nach einem geeigneterem Material führte auf CoFeB. Die grundlegenden Untersuchungen zu amorphen, magnetischen Übergangsmetall-Metalloid-Legierungen (TM-M-Legierungen) stammen im wesentlichen aus den 1970'er bis 1990'er Jahren. Die Existenz nichtkristalliner Ferromagnetika wurde 1960 von Gubanov [Gub61] postuliert, 1967 berichtet Duwez et al. in [DL67] über ein bei Raumtemperatur stabiles, ferromagnetisches metallisches Glas (Fe-P-C). Das Interesse an diesen Materialien war von Anfang an auch technologisch moti-

viert: Aufgrund der weichmagnetischen Eigenschaften eignen sich diese Werkstoffe insbesondere zur Verwendung in Transformatorkernen. Eine umfassende Zusammenfassung der Forschung bis 1984 liegt von Egami [Ega84] vor. Die bis dato vor allem experimentellen Arbeiten wurden seit Anfang der 80'er Jahre zunehmend durch numerische Berechnungen der elektronischen Bandstruktur ergänzt (siehe Hausleitner und Hafner [HH93], Hafner et al. [HTB94], sowie Turek und Hafner [TH92]). Aufgrund der in amorphen Materialien fehlenden Translationsinvarianz, sind zunächst Strukturmodelle notwendig, bzw. Strukturmodell und elektronische Bandstrukturrechnung müssen in konsistenter Weise an experimentelle Daten angepasst werden. Seit einigen Jahren ist das Interesse insbesondere an CoFeB gestiegen, da sich CoFeB-Elektroden aufgrund einer hohen Spinpolarisation als vorteilhaft in TMR-Übergängen erwiesen haben (Djayaprawira et al. [DTN⁺05], Huang et al. [HCC08]).

Die vorliegende Diplomarbeit gliedert sich wie folgt: Im Theorieteil werden Konzepte zur Beschreibung von Magnonen in strukturierten und unstrukturierten ferromagnetischen Filmen vorgestellt und die magnetischen Eigenschaften von CoFeB diskutiert. Im experimentellen Teil wird dieses Material zunächst durch Experimente an homogenen Filmen charakterisiert. Die hieraus gewonnenen Erkenntnisse werden in der zweiten Hälfte benötigt, um Spinwellenspektren strukturierter Filme (kubische Lochgitter) zu interpretieren.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Der homogene Film

Das einfachste Beispiel für einen magnonischen Kristall stellt ein homogener, in zwei Richtungen ($\hat{\mathbf{e}}_x$ und $\hat{\mathbf{e}}_y$) unendlich ausgedehnter Film mit Dicke d dar. Alle magnetischen Materialparameter besitzen in der Filmebene eine kontinuierliche Rotations- und Translationsinvarianz. Innerhalb des Films gilt die Landau-Lifshitz-Gleichung:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (2.1)$$

Es ist dabei $\gamma = g\mu_B/\hbar$. Eine Herleitung im Kontext bosonischer Quantenflüssigkeiten findet man in [LP92], S.287ff., oder etwas kürzer in [MAT02], S.2-3. Das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} ist eine Summe aus dem externen magnetischen Feld \mathbf{H}_{ext} und weiteren Feldern, die sich aus den verschiedenen Energiebeiträgen eines Ferromagneten, wie Austausch-, Demagnetisierungs- und Anisotropieenergien, ergeben:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{eff} &= \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{dem} + \mathbf{H}_{ani} \\ &= \mathbf{H}_{ext} + \frac{2A}{\mu_0 M_S^2} \nabla^2 \mathbf{M} - \tilde{T} \mathbf{M} + \mathbf{H}_{ani} \end{aligned}$$

In obiger Formel ist M_S die Sättigungsmagnetisierung und A die Austauschsteifigkeit oder kurz Steifigkeit. In der Literatur sind die Bezeichnungen für A nicht einheitlich – zudem wird oft die Größe $D = \frac{2A}{M_S}$ als (Austausch)Steifigkeit(skonstante) bezeichnet. Das Demagnetisierungsfeld \mathbf{H}_{dem} ergibt sich über den Tensor \tilde{T} aus der Magnetisierung \mathbf{M} . Für die hier betrachtete homogene Schicht bzw. allgemein für ellipsoide Geometrien ist \tilde{T} eine 3×3 -Matrix¹. Liegt das externe Feld in der

¹ Für den Film gilt im Speziellen $\forall i,j \tilde{T}_{ij} = 0$, außer $\tilde{T}_{33} = 1$



Abbildung 2.1: Homogener Film, Vielfachschichten und Schichtpakete. Eine homogene Schicht (links) kann als einfachstes Beispiel für einen magnonischen Kristall gesehen werden. Erweiterungen hiervon sind Vielfachschichten mit gleichem Material und großen Abständen (Mitte) oder Schichtpakete aus ferromagnetischen und nichtmagnetischen Materialien mit kleinen Abständen (rechts).

Filmebene, so verschwindet \mathbf{H}_{dem} im homogenen Film. Eine ausführlichere Diskussion der einzelnen Beiträge zum effektiven Feld befindet sich zum Beispiel in Djordjević [Djo06], S.6ff. Auf eine Berücksichtigung des Anisotropiefeldes wird von nun an verzichtet, da dieses für das experimentell benutzte Material keine makroskopisch definierte Größe ist. Von Gilbert wurde 1955 [Gil04] ein Dämpfungsterm eingeführt, der phänomenologisch die Energiedissipation modelliert. Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung lautet:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_S} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right). \quad (2.2)$$

Nimmt man an, dass die Spinwellenamplitude klein im Vergleich zu M_S ist, und weiter $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{ext} \parallel \hat{\mathbf{e}}_x$, (siehe Abbildung 2.1), so beschränkt sich der dynamische Anteil des Magnetisierungsvektors \mathbf{M} bzw. des effektiven Feldes \mathbf{H}_{eff} auf die y - und z -Komponente. Man setzt nun wie folgt an:

$$\begin{aligned} m_{y,z}(\mathbf{r}, t) &= m_{y,z}(z)e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t)} \\ h_{y,z}(\mathbf{r}, t) &= h_{y,z}(z)e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t)}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Diesen Ansatz führt auf die folgende, linearisierte Landau-Lifshitz-Gleichung:

$$\begin{aligned} i\Omega m_y + \frac{2A}{\mu_0 H_{ext}} \nabla^2 m_z - m_z - \frac{M_S}{H_{ext}} h_z &= 0 \\ i\Omega m_z - \frac{2A}{\mu_0 H_{ext}} \nabla^2 m_y - m_y - \frac{M_S}{H_{ext}} h_y &= 0, \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei $\Omega = \frac{\omega}{\gamma\mu_0 H_{ext}}$. Zur vollständigen Beschreibung werden desweiteren die Maxwell-Gleichungen in magnetostatischer Approximation² und Randbedingungen benötigt. Dies sind elektromagnetische Kontinuitätsbedingungen bei $z = 0, d$ für die zum Film parallele Komponente des dynamischen Flussanteils \mathbf{b} und für die senkrechte Komponente des dynamischen Feldanteils \mathbf{h} ([HP95], S.268), sowie Rado-Weertman-Randbedingungen [RW59]:

$$\left[\frac{dm_z}{dz} + \frac{K_{ober}}{A} m_z \right]_{z=0,d} = 0 \quad (2.5)$$

Der nächste Schritt besteht darin, bestimmte Potentiale für \mathbf{h} innerhalb und außerhalb des Films anzunehmen. Unter Berücksichtigung von Gl. (2.5) wurde das skizzierte Problem von Kalinikos und Slavin [KS86] gelöst. Ihre Rechnung liefert die Dispersionsrelationen $\omega_n = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{H}, n)$ zueinander orthogonaler Spinwellen n -ter Ordnung:

$$\omega_n^2 = \left(\omega_H + a\omega_M k_n^2 \right) \left(\omega_H + a\omega_M k_n^2 + \omega_M F_n \right). \quad (2.6)$$

Die Lösungen höherer Ordnung³ $n \geq 1$ beschreiben im wesentlichen senkrecht stehende Spinwellen (perpendicular standing spin waves: PSSW) mit $k_z = k_\perp = \frac{n\pi}{d}$. Die Korrektur der Frequenz durch eine zusätzliche Propagation in der Filmebene \mathbf{k}_\parallel ist umso kleiner, je höher die Ordnung n ist. Vernachlässigt man sie, so gilt:

$$\omega_{PSSW}^2 = \left(\omega_H + \gamma \frac{2A}{M_S} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \left(\omega_H + \gamma \frac{2A}{M_S} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 + \omega_M \right) \quad (2.7)$$

² Es wird hierbei angenommen, dass $\nabla \times \mathbf{h} = 0$. Dies ist gültig wenn $\omega_k \ll ck$, wie in [HP95], S.289f. gezeigt wird.

³ Es sei ϕ der Winkel zwischen externem Feld \mathbf{H}_{ext} und dem Wellenvektor \mathbf{k} . Falls $K_{ober} = 0$, so gilt für $n \geq 1$:

$$\begin{aligned} \omega_M &= \gamma\mu_0 M_S \\ \omega_H &= \gamma\mu_0 H_{ext} \\ k_n &= \sqrt{k^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2} \\ a &= 2 \frac{A}{M_S^2 \mu_0} \\ F_n &\approx p_n + \left[1 - p_n(1 + \cos^2 \phi) + \sin^2 \phi \frac{\omega_M p_n (1 - p_n)}{\omega_H + a\omega_M k_n^2} \right] \\ p_n &= \frac{k^2}{k_n^2} - \frac{k^3}{dk_n^4} \cdot [1 - (-1)^n e^{-kd}]. \end{aligned}$$

Betrachtet man Moden mit großen Wellenlängen, so kann man Gleichung (2.6) für $n = 0$ in $k = 0$ entwickeln und erhält bei Vernachlässigung des Austausches für $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ die Dispersionsrelation der Damon-Eshbach-Mode (DE-Mode; siehe Damon und Eshbach [DE61]):

$$\omega_{DE}^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - e^{-2kd}] \quad (2.8)$$

Eine Analyse des zugehörigen Modenprofils (siehe [DE61],[HP95]) offenbart den oberflächenartigen Charakter der DE-Mode. Die Oszillationsamplitude nimmt exponentiell mit dem Wellenvektor k als Abklingfaktor von der Oberfläche des Films aus ab. Ist $2\pi/k = \lambda \gg d$, so verschwindet diese Lokalisation. Für $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ ergibt sich die Dispersionsrelation der Backward-Volume-Mode (BV-Mode):

$$\omega_{BV}^2 = \omega_H \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{kd} [1 - e^{-kd}] \right) \quad (2.9)$$

Der Name dieser Mode ist auf die teilweise negative Gruppengeschwindigkeit $v_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ zurückzuführen. Für den speziellen Fall $\phi = 45^\circ$ und $\phi = 135^\circ$ gilt:

$$\begin{aligned} \omega_{45^\circ/135^\circ}^2 &= \omega_H^2 + \frac{\omega_H \omega_M}{2} \left(1 + \frac{1}{kd} [1 - e^{-kd}] \right) \\ &+ \frac{\omega_M^2}{2kd} [1 - e^{-kd}] \left(1 - \frac{1}{kd} [1 - e^{-kd}] \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Im Limes $\mathbf{k} \rightarrow 0$ führen sowohl (2.8), (2.9), (2.10) sowie (2.7) für $n = 0$, auf die Dispersionsrelation der Kittelmode:

$$\omega_{Kittel}^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M) \quad (2.11)$$

Sie beschreibt die uniforme Präzession aller Spins. In Abbildung 2.2 werden die ersten drei Ordnungen der allgemeinen Lösung (2.6), sowie die Näherungen (2.7), (2.8), (2.9), (2.10), (2.11) für Winkel ϕ zwischen \mathbf{k} und \mathbf{H}_{ext} von 0° , 45° und 90° gezeigt. Diese Darstellung kann als magnonische Bandstruktur eines homogenen Films bezeichnet werden. Diese Bandstruktur zeigt, dass das externe Feld die kontinuierliche Rotationssymmetrie des Films bricht. Für die Auswertung der Experimente ist die Feldabhängigkeit der Dispersionen von Bedeutung. Es zeigt sich, dass die Dispersionsrelationen, egal in welcher Näherung, immer monoton wachsende Funktionen des externen Feldes sind. Die DE-Mode liegt dabei immer über der Kittelmode und besitzt die charakteristische Eigenschaft einer endlichen Frequenz für ein verschwindendes externes Feld. Die BV-Mode verläuft unterhalb der Kittelmode, der Abstand zur Kittelmode ist bei gleichem Wellenvektor deut-

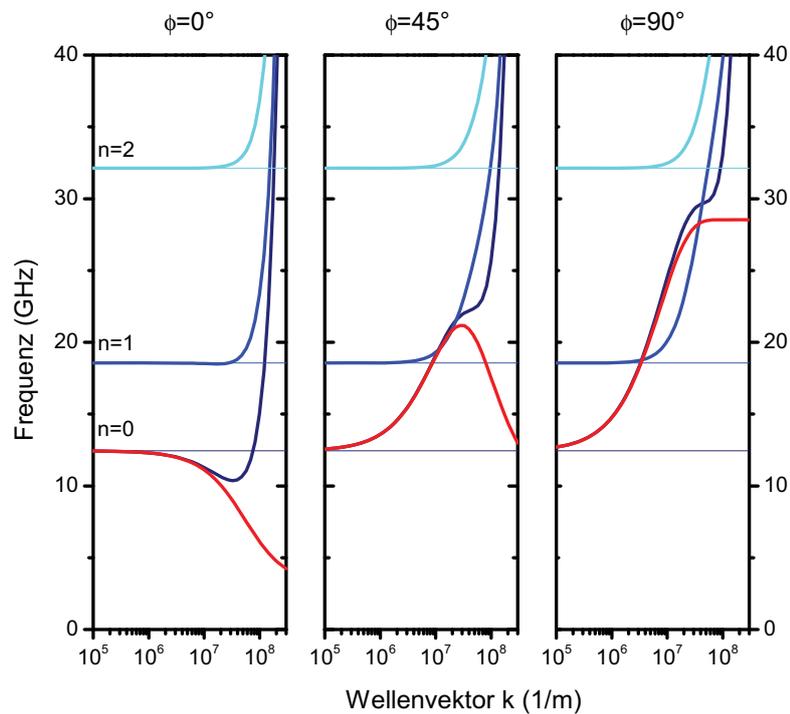


Abbildung 2.2: Magnonische Bandstruktur des homogenen Films. Darstellung der Dispersionsrelationen der verschiedenen Moden für die nullte bis zweite Ordnung (fette Linien Gl. (2.6), dünne Linien Gl. (2.7) und (2.11) sowie in rot Gl. (2.8), (2.10) und (2.9)). Es wurden für CoFeB typische Materialparameter von $\mu_0 M_S = 1,8$ T, $A = 2 \cdot 10^{-11}$ J/m, $g = 2,04$, eine Schichtdicke von $d = 50$ nm und ein externes Feld von 100 mT gewählt.

lich kleiner als der Abstand der DE-Mode zur Kittelmode. Die Spinwellentheorie [DE61],[KS86] lässt sich auf die in Abbildung 2.1 (Mitte) gezeigten Vielfachschichten erweitern (siehe Hillebrands [Hil93], Camley et al. [CRM83]). Unter einer Vielfachschicht versteht man eine regelmäßige Schichtung magnetischer und anderer, (nicht)magnetischer Materialien. Je nach Abstand der magnetischen Schichten wirken unterschiedliche Kopplungsmechanismen. Bei großen Abständen wird die Kopplung über die Dipolfelder vermittelt, bei kleinen Abständen wirkt zudem die Zwischenschicht-Austauschkopplung, so dass kollektive Austauschmoden entstehen. Die bekannteste Folge der Zwischenschicht-Austauschkopplung ist der GMR-Effekt (siehe Binasch et al [BGSZ89], Baibich et al. [BBF⁺88]), der Anwendung in magnetischen Sensoren und Leseköpfen für Festplatten findet. Das Beispiel der homogenen Schicht und des Schichtpaketes verdeutlicht die in der Einleitung angesprochene fehlende Skaleninvarianz. Die Größe eines magnonischen Kristalls determiniert die relevanten physikalischen Effekte.

2.2 Das interne Feld

In fast allen Publikationen über magnonische Kristalle hat das sogenannte interne Feld H_{int} eine herausragende Bedeutung. In vektorieller Schreibweise gilt:

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{int} &= \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{dem} \\ &= \mathbf{H}_{ext} - \tilde{T}\mathbf{M}.\end{aligned}$$

In nicht-ellipsoiden Geometrien ist der Demagnetisierungstensor \tilde{T} ortsabhängig (siehe Joseph und Schlömann [JS65]). In der Literatur hat sich dafür der Ausdruck der Inhomogenität des internen Feldes etabliert. Ortsaufgelöste Brillouin-Licht-Streuungs-Experimente zeigen, dass es möglich ist, Spinwellen anzuregen, die im Bereich starker Feldinhomogenität lokalisiert sind. Zur Erklärung dieses Befundes wird wie folgt argumentiert.⁴ Die LLG-Gleichung und deren Lösungen wie die allgemeine Dispersionsrelation (2.6) gelten lokal. Beobachtet man im Experiment eine Spinwelle

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) \propto e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}}$$

⁴ Die im Folgenden skizzierte Argumentation bezieht sich auf im Randbereich eines ferromagnetischen Streifens lokalisierte Spinwellen, sogenannte edge-modes. Mittels einer analogen Betrachtung kann man auch sogenannte center-modes erklären - Spinwellen, die in der Mitte des Streifens lokalisiert sind. Das Konzept ist auf allgemeine Geometrien übertragbar. Für eine ausführlichere Herleitung verweise ich auf [BJ06].

mit Frequenz $\omega = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{H}_{int})$, so kann in einem begrenzten räumlichen Bereich $y \in I = [y_l; y_r]$ eine konstante Frequenz ω garantiert werden, wenn \mathbf{k} lokal so variiert, dass die Inhomogenität des internen Feldes kompensiert wird. Für Orte $y \notin I$ kann die experimentell gefundene Frequenz ω nur durch imaginäre \mathbf{k} erfüllt werden. Da die physikalische Bedeutung imaginärer Wellenvektoren im exponentiellen Abklingen der Spinwellenamplitude liegt, ergibt sich die Lokalisation. Die Experimente zeigen weiter, dass nur bestimmte Frequenzen ω angeregt werden können. Dies wird dadurch erklärt, dass die lokalisierte Spinwelle, wenn sie einmal von links nach rechts durch ihren Existenzbereich I und wieder zurück gelaufen ist, insgesamt eine Phase akkumuliert hat, die ein Vielfaches von 2π ist:

$$\Delta\phi_l + \Delta\phi_r + 2 \int_{y_l}^{y_r} k[\mathbf{H}_{int}, y] dy = n2\pi \quad (2.12)$$

Die $\Delta\phi$'s sind Phasensprünge bei der Reflektion an den Existenzgrenzen y_l und y_r . Die Gleichung (2.12) wird auch Quantisierungsintegral genannt und gewährleistet konstruktive Interferenz. Gültig ist der Ansatz nur, wenn der Wellenvektor sich auf einer Längenskala ändert, die wesentlich größer als die Wellenlänge ist. Obwohl diese Einschränkung oftmals nicht erfüllt ist, liefern numerische Berechnungen des Quantisierungsintegrals Frequenzen, die sich mit den Experimenten decken [BPW⁺04]. Für die in dieser Diplomarbeit untersuchten Strukturen ist es wichtig, die Frage zu beantworten, welche Bedeutung die Inhomogenität des internen Feldes hat. Dazu wird im Folgenden eine analytische Berechnung des Demagnetisierungstensors für ein Lochgitter diskutiert.

2.2.1 Das interne Feld eines Lochgitters I - Analytischer Weg

Die Quelle für das Demagnetisierungsfeld ist eine Divergenz in der Magnetisierung $\nabla \cdot \mathbf{M}$. Für starke externe Felder $H_{ext} \gg M_S$ kann man davon ausgehen, dass im ganzen ferromagnetischen Material $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ gilt. Eine Divergenz der Magnetisierung tritt dann nur an der Oberfläche des betrachteten Körpers auf. Dies führt auf das Konzept eines skalaren Potentials $\phi(\mathbf{r})$, mit dessen Hilfe man einen Demagnetisierungstensor definieren kann:

$$\tilde{T}_{ij} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.13)$$

Für eine dünne zylindrische Scheibe (Dicke d , Radius R) gibt L. Kraus [Kra73] eine Formel für ϕ in Zylinderkoordinaten an. Zur konkreten Anwendung müssen die Tensorelemente berechnet und von Zylinder- in kartesische Koordinaten

transformiert werden. Details zu diesen Zwischenschritten kann man [Kra73] bzw. dem Anhang 5.1 entnehmen. Wichtig ist, dass der Tensor nicht nur zur Berechnung des internen Demagnetisierungsfeldes benutzt werden kann, sondern auch zur Bestimmung des externen Streufeldes. Auch dieses kann auf eine Divergenz der Magnetisierung zurückgeführt werden. Der mathematische Unterschied gegenüber dem Demagnetisierungstensor ist im Wesentlichen, dass $Sp(\tilde{T}_{streu}) = 0$, im Gegensatz zu $Sp(\tilde{T}_{dem}) = 1$. Der von Kraus [Kra73] angegebene, auf beide Situationen verallgemeinerte Tensor \tilde{T}_{cyl} besitzt diese mathematische Eigenschaft. Betrachtet man einen homogen in x-Richtung magnetisierten Film mit einem Loch, so ergibt sich eine Situation, die invers zum bisher betrachteten Zylinder ist. Zur Berechnung des Demagnetisierungstensors \tilde{T}_{tot} kann man nun einfach den eines Films nehmen und das Loch berücksichtigen, indem man den Streufeldtensor eines Zylinders subtrahiert.⁵ Das bei weitem größte Tensorelement eines in Filmebene ($\mathbf{H}_{ext} \parallel \mathbf{M} \parallel \hat{\mathbf{e}}_x$) magnetisierten Zylinders ist \tilde{T}_{xx} . Abbildung 2.3 zeigt das interne Feld eines einzelnen Lochs bei $z = d/2$ gemäß

$$H_{int,x}(\mathbf{r}) = H_{ext} + T_{cyl,xx}(\mathbf{r})M_S, \quad (2.14)$$

für ein experimentell realisierbares (150 mT) und ein sehr großes externes Feld (10 T). Das interne Feld einer periodischen Lochstruktur ergäbe sich durch Superposition der Streufelder der einzelnen Löcher. Für das experimentell realisierbare Feld liefert der analytische Ansatz ein völlig falsches Bild, da die Bedingung einer vollständig parallel zum externen Feld ausgerichteten Magnetisierung nicht erfüllt ist. Das Ausmaß der Inhomogenität wird unter Verwendung von Gl. (2.14) in diesem Fall extrem überschätzt. Nimmt man solche Berechnungen als Grundlage für den Quantisierungsintegralformalismus, so kann eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie nur noch Zufall sein. Für ein externes Feld von 10 T scheint der analytische Ansatz realistisch. Ein homogener Film ohne Loch ist auch für externe Felder $H_{ext} < M_S$ homogen magnetisiert, wenn dieses in der Filmebene liegt. Die Frage, ab welcher externen Feldstärke dieser Zustand für einen Film mit Loch erreicht wird, ist mit der analytischen Methode nicht beantwortbar. Einen besseren Eindruck vom internen Feld gibt der im folgenden Abschnitt dargestellte, auf mikromagnetischer Simulation basierende Ansatz.

⁵ Dann ist $Sp(\tilde{T}_{tot}) = Sp(\tilde{T}_{Film}) - Sp(\tilde{T}_{cyl}) = 1$ im Film und 0 im Loch.

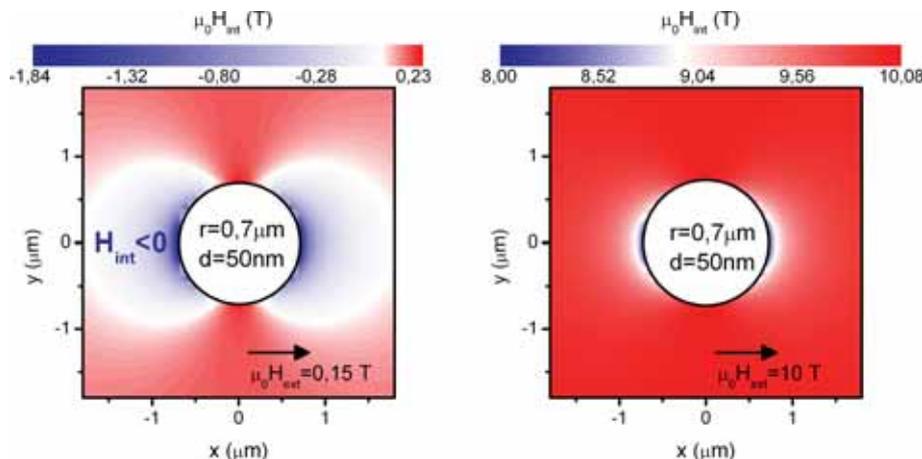


Abbildung 2.3: Das interne Feld eines Films mit Loch gemäß Gl. (2.14). Es wurde eine Sättigungsmagnetisierung von $\mu_0 M_S = 1,8 \text{ T}$ verwendet.

2.3 Mikromagnetische Simulation

Einen komplementären Ansatz zu den analytischen Rechnungen bietet die numerische Simulation. Das verbreitetste Programm hierfür ist oommf [DP99]. In dieser frei verfügbaren Software ist im wesentlichen ein Differentialgleichungslöser für die LLG-Gleichung (2.2) implementiert. Das simulierte Probenvolumen (Makrozelle) wird in oommf über einen finite-Längen-Ansatz (FL) diskretisiert, d.h. in quaderförmige Mikrozellen gleicher Größe zerlegt. Eine ausführlichere Beschreibung der numerischen Integration in oommf befindet sich in [Lüt04], S.37ff.. Für rechtwinklige Makrozellen ist der FL-Ansatz eine gute Methode, runde Geometrien werden eher schlecht approximiert. Für Lochgitter ist daher ein Programm wie Nmag [FFBF] mit finiter-Elemente-Methode vorteilhaft. Dabei wird die Makrozelle in Tetraeder mit variabler Größe zerlegt (siehe Abbildung 2.4).

Für die mikromagnetische Simulation eines magnonischen Kristalls ist es notwendig, die Periodizität des Kristalls zu berücksichtigen. Der einfachste Ansatz ist es, eine Makrozelle aus vielen Einheitszellen zu simulieren. Somit werden periodische Randbedingungen (periodic boundary condition, PBC) zumindest für die Einheitszelle in der Mitte der Makrozelle approximiert. Alternativ gibt es die Idee, die Periodizität durch einen modifizierten Tensor für das Demagnetisierungsfeld H_{dem} zu implementieren ([FBF⁺09] für Nmag und [LDG08] für oommf). Bevor die Integration der LLG-Gleichung beginnt, wird sowohl in oommf als auch in Nmag für die Makrozelle ein Demagnetisierungstensor berechnet. Grundsätzlich ergibt sich dieser aus den Streufeldern der einzelnen Mikrozellen. Die Idee in [FBF⁺09] ist es, die Makrozelle in mehrfacher Kopie regelmäßig um die simulierte Zelle herum

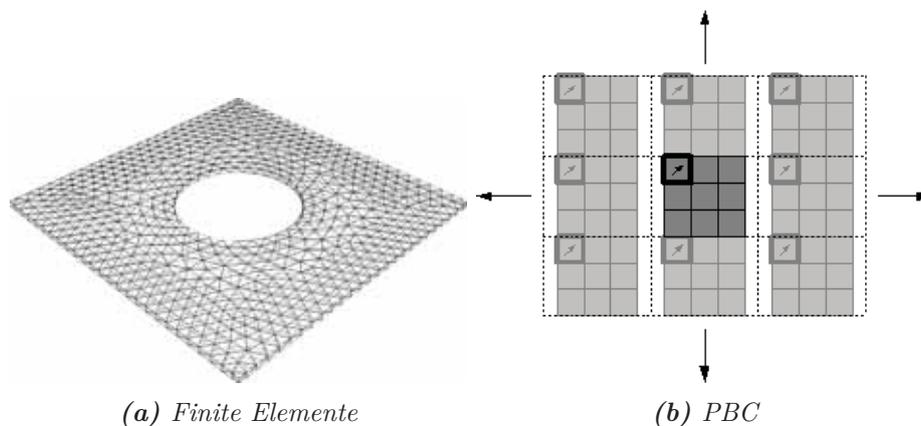


Abbildung 2.4: a) *Diskretisierung eines Kreises, approximiert durch finite Elemente (berechnet mit netgen [Sch97]).* b) *Periodische Randbedingungen in mikromagnetischer Simulation.* Die tatsächlich simulierte Makrozelle ist dunkel hervorgehoben. Zur Illustration sind zudem eine Mikrozelle und die zugehörigen Kopien gezeigt, die eine identische Magnetisierung aufweisen. Der somit simulierte MC besteht aus unendlich langen, periodisch nach links und rechts wiederholten magnetischen Streifen bzw. Drähten. Die Pfeile deuten die theoretisch infinite Periodizität an.

zu platzieren (siehe Abb. 2.4). Es wird weiter angenommen, dass die Magnetisierungsvektoren der Mikrozellen der Kopien die selbe Größe und Orientierung haben wie das Pendant in der tatsächlich simulierten Mikrozelle. Jede Mikrozelle wird also mehrfach – in unterschiedlichen Abständen – bei der Ermittlung von H_{dem} berücksichtigt. Es ergibt sich damit ein Demagnetisierungstensor und -feld, das dem einer periodischen Struktur gleicht. Hierbei besteht die Gefahr, dass in einer dynamischen Simulation per Konstruktion nur Spinwellen ermöglicht werden, die diskret translationsinvariant sind. Das ist eine viel stärkere Einschränkung als die Annahme einer Blochwelle. In quasi-statischen Simulationen, wie Hysteresekurven, wird mit dieser Methode die Periodizität eines magnonischen Kristalls ohne Nachteile implementiert.

2.3.1 Das interne Feld eines Lochgitters II - Numerischer Ansatz

Zur Berechnung des internen Felder einer Lochstruktur soll nun der PBC-Ansatz von Nmag genutzt werden. Der Vorteil der Simulation gegenüber dem analytischen Ansatz ist, dass alle relevanten Energien berücksichtigt werden können, um den Gleichgewichtszustand zu finden. In diesem Fall ist dies die Zeemann-Energie der Magnetisierungsvektoren im internen Feld. Austauschfelder werden bei der Ener-

gieminimierung nicht berücksichtigt. Der Austauschterm führt bei den betrachteten Strukturen dazu, dass die Magnetisierungsvektoren benachbarter Mikrozellen keine drastischen Richtungswechsel zeigen. So lange das externe Feld stark genug ist, um einen Zerfall in unterschiedliche Domänen zu verhindern, ist dieser Term für das interne Feld im magnetostatischen Gleichgewicht von untergeordneter Bedeutung. Die Austauschsteifigkeit A bestimmt zusammen mit einer eventuellen Anisotropieenergie K und der Sättigungsmagnetisierung M_S die Breite magnetischer Domänenwände:

$$\lambda_{M_S} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}}$$

$$\lambda_K = \sqrt{\frac{2A}{K}}.$$

Die sogenannten Austauschlängen λ_{M_S} (Blochwand) und λ_K (Néelwand) liegen für die meisten Ferromagnetika um 10 nm. Setzt man $A = 0$, so kollabieren die Domänenwandbreiten und es kann in einer dynamischen Simulation keine Austauschmoden wie stehende Spinwellen (PSSW) geben. Darum eignet sich die hier benutzte dipolare Näherung zwar zur Berechnung des (dipolaren Anteils des) internen Feldes von Strukturen, die wesentlich größer sind als die Austauschlängen, aber nicht zur Simulation von Spinwellen. In der beschriebenen Näherung können relativ große Mikrozellen benutzt werden (zwischen 10 nm und 100 nm Kantenlänge). Bei allen im Folgenden gezeigten Darstellungen des internen Feldes sind die Strukturen homogen magnetisiert, d.h. es gibt keine Domänen.

Abbildung 2.5 zeigt exemplarisch die Konfiguration der Magnetisierungsvektoren und der internen Feldvektoren für die experimentell untersuchte, $d = 50$ nm dicke Struktur $\sigma_{0,3}^{1,5}$ für ein in der Filmebene liegendes externes Feld von 20 mT. Das Symbol $\sigma_{0,3}^{1,5}$ bedeutet, dass der Lochabstand $a = 1,5 \mu\text{m}$ und der Lochradius $r = 0,3 \mu\text{m}$ beträgt. Die Energieminimierung führt zu einer lokalen Reorientierung der Magnetisierung an den Lochrändern, wodurch das Demagnetisierungsfeld deutlich kleiner wird als vom analytischen Ansatz prognostiziert (vergleiche Abbildung 2.3). Mit abnehmender Strukturgröße (siehe Abbildung 2.6) nimmt das relative Ausmaß der Inhomogenität zu. Immer kleiner wird der Bereich, der durch die Spinwellentheorie homogener Filme, in der das interne Feld ignoriert wird, angewendet werden kann (siehe durch gestrichelte Linien definierte Bereiche in Abbildung 2.6). Insbesondere für eine parallel zum externen Feld propagierende Spinwelle (Backward-Volume-Mode) kann die Inhomogenität des internen Feldes nicht vernachlässigt werden. Für senkrecht zum externen Feld propagierende Spin-

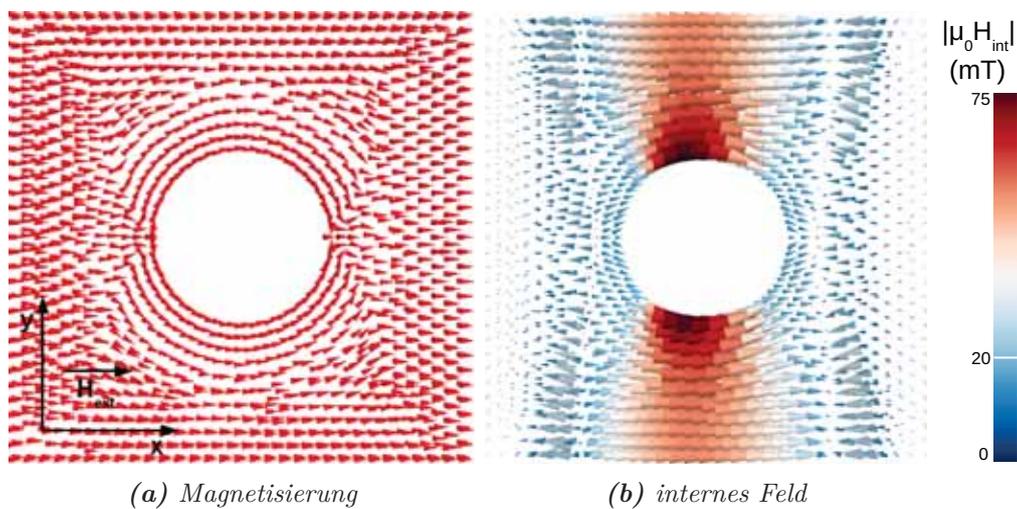


Abbildung 2.5: Magnetisierung und resultierendes internes Feld der Struktur $\sigma_{0,3}^{1,5}$ im Gleichgewichtszustand. Das externe Feld beträgt $\mu_0 H_{ext} = 20 \text{ mT}$. Der gezeigte Ausschnitt mit einer Kantenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ entspricht einer Einheitszelle der Struktur.

wellen (Damon-Eshbach-Moden) erzeugt das interne Feld, bei hinreichend kleiner Strukturgröße, einen Bereich zwischen den Löchern, der eine Art effektiven magnonischen Wellenleiter darstellt. Anhand von Abbildung 2.6 kann man sehen, wie aus einzelnen Löchern ein magnonischer Kristall entsteht, dessen Physik mehr als eine reine Superposition der Streufelder einzelner Löcher ist.

2.4 Bandstruktur in uniformer-Moden-Approximation

Zur Berechnung einer magnonischen Bandstruktur gibt es ein allgemeines Konzept von Krawczyk und Puszkarski [KP08]. In Bezug auf die im Rahmen dieser Diplomarbeit untersuchten strukturierten Filme scheitert diese Methode zunächst, weil die Randbedingung der endlichen Schichtdicke nicht berücksichtigt ist. Eine kleine Modifikation vermag diesen Nachteil teilweise auszugleichen. Zuerst ist zu berücksichtigen, dass die Größe der Strukturen (μm) dazu führt, dass der Austauschereffekt vernachlässigt werden kann. Damit ergibt sich für die linearisierte

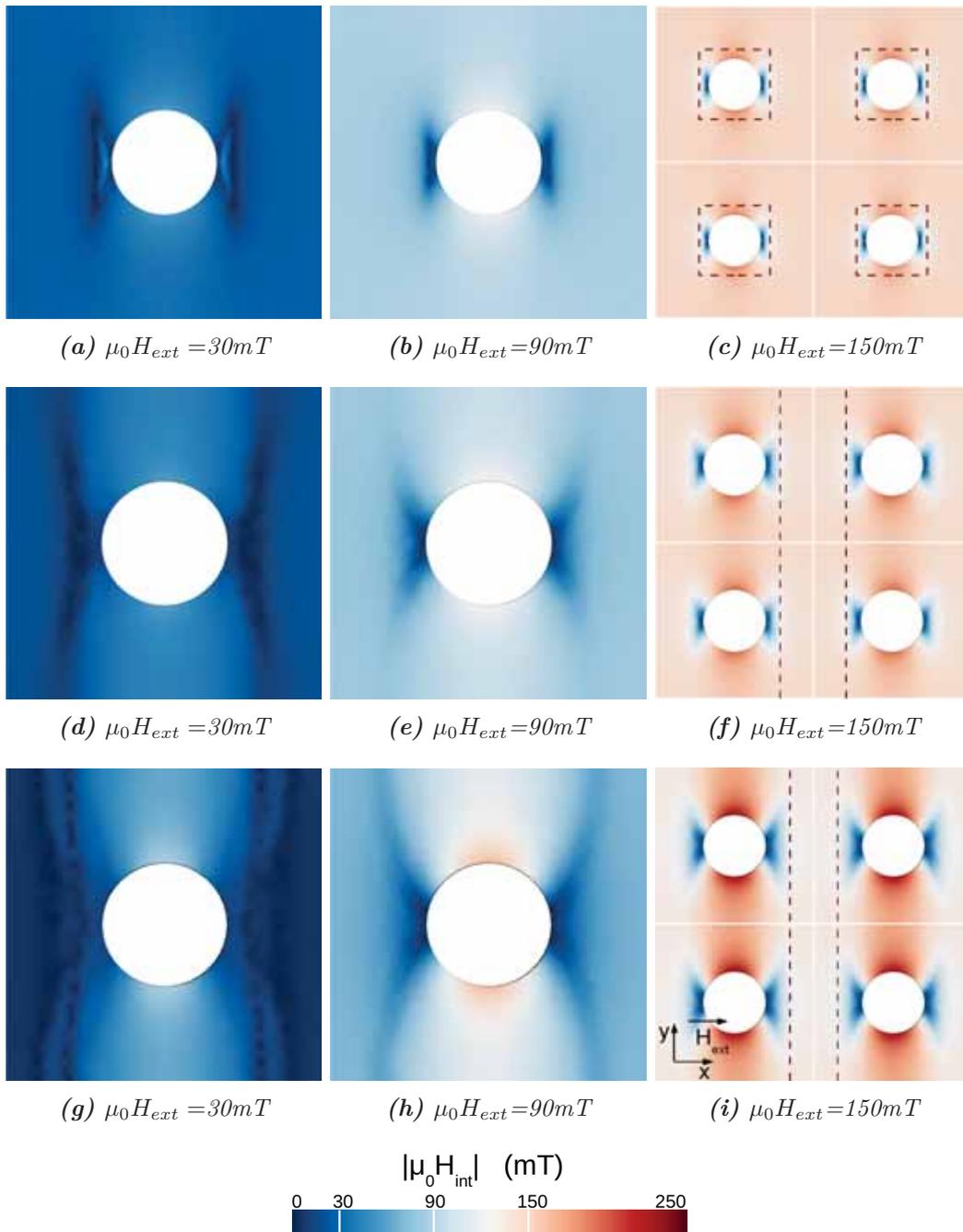


Abbildung 2.6: Abhängigkeit des internen Feldes vom externen Feld. Die Simulationen benutzen den im Theorieteil vorgestellten Makrogeometrieansatz (Programm: Nmag) um periodische Randbedingungen in x - und y -Richtung zu implementieren. Das externe Feld liegt immer vollständig in der Filmebene. Die Geometrien entsprechen den experimentell untersuchten Strukturen $S_{2,5}^{15}$ ($d = 125 \text{ nm}$; a, b, c), $\sigma_{0,7}^{3,5}$ ($d = 50 \text{ nm}$; d, e, f) und $\sigma_{0,3}^{1,5}$ ($d = 50 \text{ nm}$; g, h, i); siehe Tabelle 3.1. In der real untersuchten Struktur $S_{2,5}^{15}$ durchdringen die Löcher den Film nur zur Hälfte, so dass die Inhomogenität von H_{int} noch schwächer ausgeprägt sein sollte. Gezeigt werden immer eine bzw. vier Einheitszellen.

Landau-Lifshitz-Gleichung:

$$\begin{aligned} i\Omega m_y - m_z + \frac{M_S}{H} h_z &= 0 \\ i\Omega m_z + m_y - \frac{M_S}{H} h_y &= 0. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Es wird weiter die Näherung $H_{int} = H_{ext} = H$ benutzt. Die Eigenmoden der Struktur haben Wellenvektoren k , für die $kd \ll 1$. Für diesen Fall folgt aus der Damon-Eshbach-Theorie, dass die Modenprofile in Richtung senkrecht zur Filmebene nahezu uniform sind: $\frac{dm(z)}{dz} \approx 0$. In der uniformen-Moden-Analyse (siehe Hurben und Patton [HP95], S.289ff.) wird dieses Resultat vorweggenommen. Man postuliert also $\frac{dm(z)}{dz} = 0$ und setzt für die dynamische Magnetisierung \mathbf{m} wie folgt an:

$$\begin{aligned} m_y(x,y) &= m_y e^{i(k_x x + k_y y)} \\ m_z(x,y) &= m_z e^{i(k_x x + k_y y)}. \end{aligned}$$

Im Gegensatz zur normalen DE-Theorie sind hier m_y und m_z konstant. Aus den elektromagnetischen Randbedingungen ergibt sich für das dynamische Feld \mathbf{h} :

$$\begin{aligned} h_y &= -m_y \frac{kd}{4} e^{i(k_x x + k_y y)} \sin^2 \phi \\ h_z &= \left(-m_z + m_z \frac{kd}{4} \right) e^{i(k_x x + k_y y)}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

In dieser Näherung gilt für einen unstrukturierten Film:

$$\omega = \frac{g\mu_B\mu_0}{\hbar} \sqrt{H_{ey}H_{ez}}, \quad (2.17)$$

wobei $H_{ey} = H + M_S \frac{kd}{4} \sin^2 \phi$ und $H_{ez} = H + M_S - M_S \frac{kd}{4}$. Analog zu [KP08] fordert man zudem, dass die zulässigen Eigenmoden Blochmoden sind:

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{m}_{\mathbf{k}}(\mathbf{G}) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}} \quad (2.18)$$

Dabei ist $\mathbf{G} = [G_n, G_m]^T = \left[\frac{n2\pi}{a}, \frac{m2\pi}{a} \right]^T$ ein zweidimensionaler reziproker Gittervektor der Lochstruktur. Die Periodizität der Struktur wird über eine ortsabhän-

gige Magnetisierung implementiert:

$$M_S(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} M_S(\mathbf{G}) e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}} \quad (2.19)$$

Die Inhomogenität des internen Feldes könnte durch einen zu (2.19) analogen Ausdruck berücksichtigt werden. An dieser Stelle werden die Grenzen dieser Methode deutlich: Ein richtiges Vakuum-Loch kann nicht beschrieben werden. Stattdessen muss man auch für das Loch eine Sättigungsmagnetisierung spezifizieren. Wählt man im Loch M_S^1 wesentlich größer als die Sättigungsmagnetisierung M_S^2 des restlichen Materials, so können Eigenmoden entweder im Loch oder im umgebenden Material existieren. Lösungen, die in beiden Bereichen existieren, werden unterdrückt. Unter Beschränkung auf eine endliche Anzahl N reziproker Gittervektoren, gelangt man nach einigen Zwischenschritten (siehe Anhang 5.2) zum folgenden Eigenwertproblem:

$$\tilde{M} \vec{m}_{\mathbf{k}}^j = i\Omega_j \vec{m}_{\mathbf{k}}^j, \quad (2.20)$$

wobei $\vec{m}_{\mathbf{k}}^j = [m_{y,\mathbf{k}}^j(\mathbf{G}_1), \dots, m_{y,\mathbf{k}}^j(\mathbf{G}_N), m_{z,\mathbf{k}}^j(\mathbf{G}_1), \dots, m_{z,\mathbf{k}}^j(\mathbf{G}_N)]^T$. Die Eigenwerte $\Omega_i = 2\pi \frac{f_i}{\gamma\mu_0 H}$ liefern die gesuchten Eigenfrequenzen f_i . Aus den zugehörigen Eigenvektoren kann man direkt das Modenprofil konstruieren.

Dieser Ansatz soll nun auf einen speziellen magnonischen Kristall angewendet werden. Ziel ist dabei ein Modellsystem, das als Näherung für die experimentell untersuchten strukturierten CoFeB-Filme angesehen werden kann. Dabei wird nur eine kleine Anzahl an reziproken Gittervektoren benutzt. Das Resultat ist aufgrund mangelnder Konvergenz der Eigenwerte zwangsläufig unrealistisch, aber wesentlich einfacher zu interpretieren.⁶ Für das Matrixmaterial gilt $g = 2,04$ und $\mu_0 M_S^2 = 1,6 \text{ T}$, für das Loch $\mu_0 M_S^1 = 10 \text{ T}$. Die Schichtdicke beträgt $d = 50 \text{ nm}$, der Lochabstand $a = 3,5 \mu\text{m}$ und der Lochradius $r = 0,5 \mu\text{m}$. Das externe Feld von $\mu_0 H_{ext} = 150 \text{ mT}$ zeigt in x-Richtung. Abbildung 2.7 zeigt die benutzten reziproken Gittervektoren und das daraus resultierende Profil der Sättigungsmagnetisierung. Ein Ausschnitt der Bandstruktur ist in Abbildung 2.8 zu sehen.

Welche Moden wären experimentell, im Sinne einer Anregungswahrscheinlich-

⁶ Eine Berücksichtigung sehr vieler \mathbf{G}_i wäre nur für dünnere Schichtdicken möglich, da die Näherung $|\mathbf{G}_i + \mathbf{k}|d \ll 1$ für große \mathbf{G}_i ungültig wird. Da N Gittervektoren eine Aufspaltung in ebenso viele Bänder verursacht, ist eine realistischere Rechnung sehr unübersichtlich. Simuliert man das Vakuum im Loch z.B. durch eine extrem große Sättigungsmagnetisierung, so sind im Gegenzug sehr viele \mathbf{G}_i nötig, um die räumliche Verteilung der Magnetisierung gut zu approximieren. In der willkürlichen Wahl der Sättigungsmagnetisierung im Loch zeigt sich der Modellcharakter.

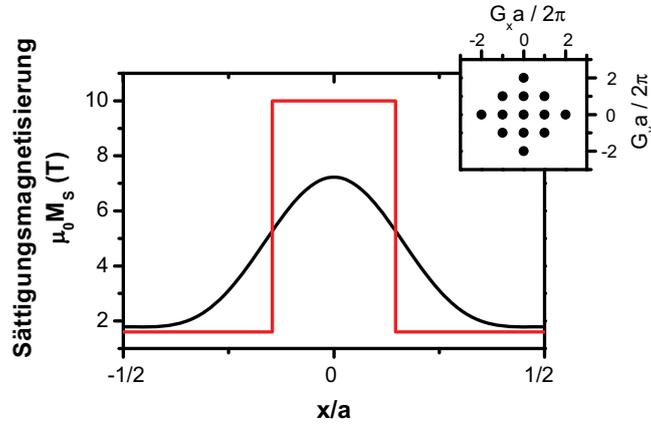


Abbildung 2.7: Die Sättigungsmagnetisierung als Funktion des Ortes $M_S = f(x)|_{y=0}$ und berücksichtigte Gittervektoren. Trotz gewählter $\mu_0 M_S^1 = 10 \text{ T}$ für das Loch wird ein wesentlich kleineres Maximum erreicht. Der idealisierte, rote Verlauf kann nur für eine infinite Anzahl reziproker Gittervektoren erreicht werden.

keit, relevant? Aufgrund der Dämpfung sind dies solche Moden, die ihre größten spektralen Komponenten für die kleinsten \mathbf{G}_i haben. Für eine gegebene Eigenmode $\vec{m}_{\mathbf{k}}^j$ kann man die Anregungswahrscheinlichkeit W wie folgt abschätzen:

$$w_j(\vec{m}_{\mathbf{k}}^j) = \frac{1}{\sum_{i=1}^N 1 + m_{y,\mathbf{k}}^j(\mathbf{G}_i)|\mathbf{G}_i + \mathbf{k}|}$$

$$\Rightarrow W_j = \frac{w_j}{\max\{w_i\}_{i=1..N}}$$

Mittels der Größe W kann man verfolgen, wie das Analogon der Mode nullter Ordnung homogener Filme vom Kristall modifiziert wird (siehe Abbildung 2.8, grün verbundene Punkte a,b,c,d und rote Kurve). Bei den Symmetriepunkten (Γ , \mathbf{X} , \mathbf{X}' , \mathbf{M}) liefern beide Ansätze fast dieselben Frequenzen. Setzt man Gl. (2.17) z.B. für $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ über den Punkt \mathbf{X}' hinaus fort, so kann man den weiteren Verlauf der Frequenz im Sinne eines reduzierten Zonenschemas im Intervall $\Gamma\mathbf{X}'$ darstellen (orange Kurven in Abbildung 2.8). So werden der Ursprung der vielen Bänder und die durch das „periodische Potential“ (2.19) verursachte Aufhebung der Entartung an den Zonenrändern bei \mathbf{X} und \mathbf{X}' sichtbar. Da eine Konstruktion der Bandstruktur über Gl. (2.17) das Material im Loch ignoriert, weicht diese für große \mathbf{k} sehr schnell von der berechneten Bandstruktur ab. Das Ausmaß der Aufspaltung hängt empfindlich von der Wahl der Sättigungsmagnetisierung M_S^1 im Loch ab.

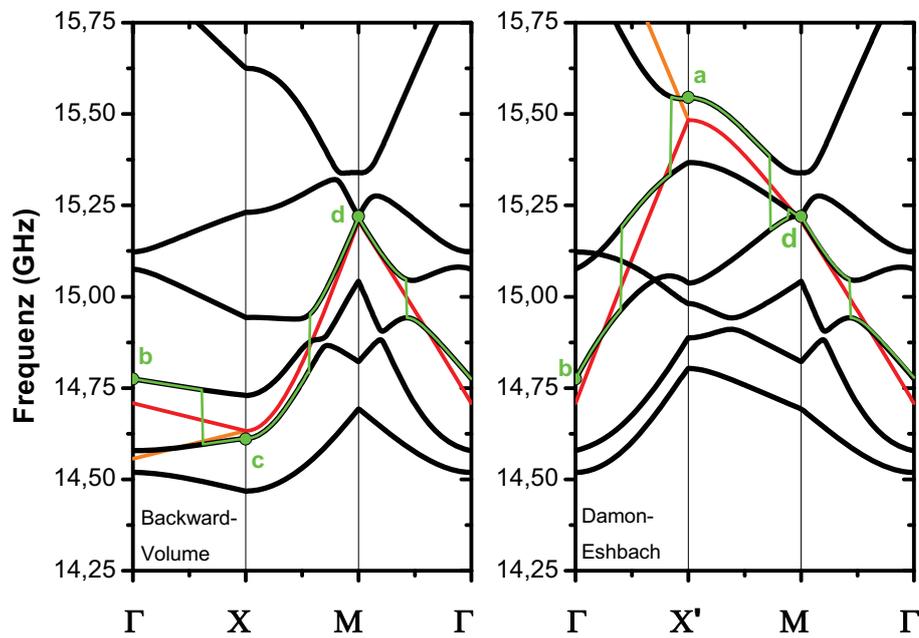


Abbildung 2.8: Ausschnitt der magnonischen Bandstruktur des Modellsystems. Die Symbole bedeuten: $\Gamma = (0,0)^T$, $\mathbf{X} = \frac{\pi}{a}(1,0)^T$, $\mathbf{X}' = \frac{\pi}{a}(0,1)^T$ und $\mathbf{M} = \frac{\pi}{a}(1,1)^T$. Auf der grünen Kurve ist die Anregungswahrscheinlichkeit W maximal. Die rot eingezeichnete Kurve zeigt den Verlauf der Frequenz $f = f(\mathbf{k})$ eines unstrukturierten Films mit $M_S = M_S^1$ in uniformer-Moden-Näherung (2.17).

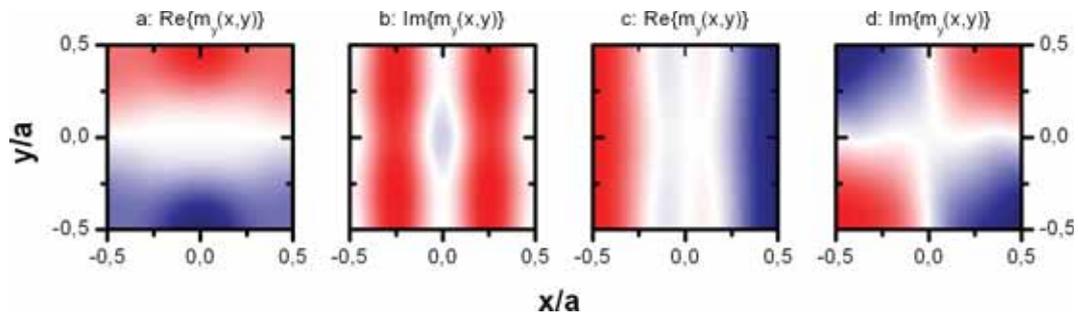


Abbildung 2.9: Profile experimentell wichtiger Moden. Gezeigt ist eine Einheitszelle. Die unterschiedliche Wahl von Imaginär- oder Realteil verweist auf die im Profil kodierte Phaseninformation. Rot bedeutet große positive, blau große negative und weiß keine Amplitude.

Die Symmetriepunkte sind für ein nicht k-selektives Experiment von großer Bedeutung, da hier oftmals die einzelnen Bänder abflachen, was eine hohe Zustandsdichte zur Folge hat. Diese Erkenntnis kann, als Erwartung formuliert, auf die realen Experimente übertragen werden. Für die Auswertung der Experimente folgt aus der Bandstrukturrechnung, dass die Spinwellentheorie homogener Filme als näherungsweise Beschreibung benutzt werden kann. Dies gilt zumindest dann, wenn die Inhomogenität des internen Feldes in nullter Näherung vernachlässigt werden kann. Abbildung 2.9 zeigt abschließend die zu a,b,c und d gehörenden Modenprofile.

2.5 Itineranter Magnetismus in metallischen Gläsern: CoFeB

2.5.1 Strukturelle Eigenschaften

Ein amorpher Festkörper zeichnet sich durch das Fehlen einer Fernordnung aus: die Positionen der Atome sind nach wenigen interatomaren Abständen unkorreliert. Kirk et al. [KKB⁺09] haben die strukturellen Eigenschaften einer amorphen $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ Schicht in einem kombinierten Ansatz aus Elektronenbeugungsexperimenten und Monte-Carlo-Simulation untersucht. Ihr Ansatz liefert neben Bindungslängen die Koordinationszahlen der TM-Atome bzw. vom Metalloiden Bor. Die für die TM-Atome gefundene durchschnittliche Zahl von 8,6(2) nächsten Nachbarn verweist auf die bcc-Struktur von kristallinem $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$. Die Boratome haben eine deutlich kleinere Koordinationszahl von 6,1(2). Gleichzeitig ist die TM-TM-Bindungslänge mit 0,256(2) nm größer als die TM-B-Bindungslänge von 0,200(2) nm. Diese Ergebnisse erklären die Rolle des Metalloiden Bor im Rahmen

der amorphen Struktur: Die Boratome fügen sich in die TM-Matrix ein, sie können aber nicht so viele Bindungen ausbilden wie Fe oder Co. Sie unterdrücken damit eine langreichweitige Ordnung und induzieren lokal eine Vielzahl unterschiedlicher Konfigurationen. In der Terminologie der Glasphysik übernimmt das Bor die Funktion des Glasbildners.

2.5.2 Magnetische Eigenschaften

Im Gegensatz zu Lanthanoiden wie Gadolinium, bei denen die die magnetischen Momente tragenden 4f-Elektronen auch im Festkörper so nahe beim Atomkern lokalisiert sind, dass vor allem intraatomare Effekte den Magnetismus beeinflussen, zeigen die 3d-Übergangsmetalle einen in dieser Hinsicht gegensätzlichen Charakter: die interatomare Korrelation der 3d-Orbitale erzeugt eine komplexe Bandstruktur und damit verbunden ein magnetisches Moment, welches nur noch indirekt auf die atomare Elektronenkonfiguration zurückführbar ist. In einem chemischen Bild (siehe [SS06], S.234ff) kann man sich vorstellen, dass die atomaren 3d-Orbitale sich lokal überlappen. Da der Überlapp energetisch günstig ist, wenn das Vorzeichen der sich überlappenden Orbitale gleich ist und energetisch schlecht, wenn die Vorzeichen unterschiedlich sind, entsteht eine komplexe 3d-Bandstruktur. Im rigid-band-model der Stoner-Wohlfarth-Slater-Theorie sind die Bänder für Majoritäts- und Minoritätselektronen um den Energiebetrag Δ (exchange splitting) gegeneinander verschoben. Die dafür nötige Energie wird durch den Austauschereffekt bereitgestellt. Für die 3d-Übergangsmetalle Fe und Co deckt sich dieses Modell mit aufwendigeren ab-initio Bandstrukturrechnungen (siehe [Zel09], A2.8). Durch den Überlapp der Orbitale delokalisieren die 3d-Elektronen: Aus einem atomaren Elektronenzustand wird ein ausgedehnter Vielteilchenzustand. Der Magnetismus beruht wesentlich auf der Bandstruktur (Bandmagnetismus oder itineranter Magnetismus).

Für kristalline Legierungen aus Kobalt und Eisen folgt das magnetische Moment als Funktion der Zusammensetzung der sogenannten Slater-Pauling-Kurve (siehe Abbildung 2.10). Die rigid-band-Theorie erklärt dieses Verhalten durch eine für alle Übergangsmetalle gleiche Bandstruktur, in der lediglich die Lage der Fermienergie E_F von der elementspezifischen Anzahl der 3d-Elektronen abhängt. Durch Legieren unterschiedlicher Metalle manipuliert man E_F so, dass die Fermienergie einem hypothetischen Material, mit einer aus der Zusammensetzung folgenden, durchschnittlichen Anzahl an Elektronen entspricht. Das magnetische Moment, das sich aus der Differenz zwischen Majoritäts- und Minoritätselektronen ergibt, steigt mit zunehmender Valenz zunächst an und nimmt knapp

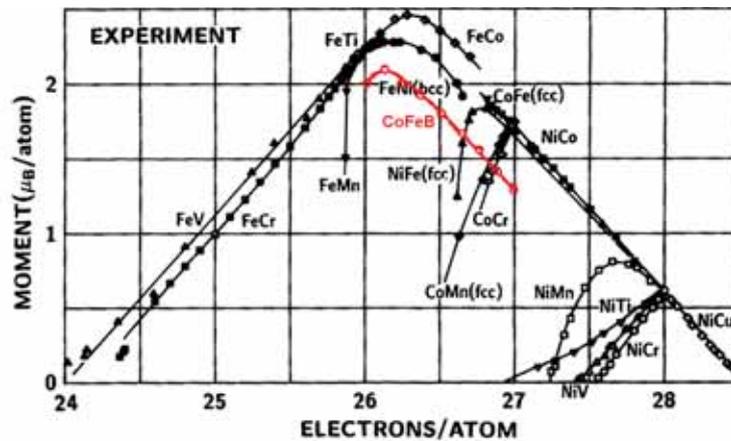


Abbildung 2.10: Slater-Pauling-Verhalten des magnetischen Momentes binärer TM-Legierungen, sowie in rot von $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$. Die Abbildung entstammt [DZ91], die Ergänzung für CoFeB ist [OHRC76] entnommen.

oberhalb reinen Eisens wieder ab.

Wie im vorhergehenden Abschnitt besprochen wurde, verhindert das Bor in CoFeB eine Fernordnung. Der lokale Überlapp der 3d-Orbitale benachbarter TM-Atome bleibt jedoch erhalten.⁷ Deswegen findet man auch für CoFeB ein Slater-Pauling-Verhalten des magnetischen Moments. Der genaue Einfluss des Metalloids Bor auf das Moment μ unterscheidet sich für Kobalt und Eisen. So zeigt amorphes $\text{Fe}_{1-x}\text{B}_x$ eine komplizierte Abhängigkeit (siehe Hafner et al. [HTB94]) des magnetischen Momentes vom Bor-Anteil, mit einem Maximum bei $0,15 < x < 0,2$. Das magnetische Moment dieser Komposition $\mu \approx 1,4 \mu_B$ entspricht dem Wert von amorphem Eisen. Das magnetische Moment von amorphem $\text{Co}_{1-x}\text{B}_x$ hingegen zeigt eine lineare Borabhängigkeit, die für kleine Boranteile hin zu $\mu = 1,65 \mu_B$ extrapoliert werden kann (siehe Hasegawa et al. [HR79]). Dieser Wert liegt zwischen den Werten kristallinen Co(fcc) und Co(hcp) von $1,57 \mu_B$ und $1,74 \mu_B$. Vergleicht man die Slater-Pauling-Kurve für kristalline Übergangsmetalllegierung mit der von amorphem $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$ (siehe Abbildung 2.10), so zeigt sich im allgemeinen eine Reduktion des magnetischen Moments bei gleichem Verhältnis der legierten Übergangsmetallatome. Mit zunehmendem Borgehalt nimmt das magnetische Moment immer weiter ab. Der Grund hierfür liegt in der Hybridisierung der p-Orbitale der Boratome mit den d-Orbitalen der TM-Atome (siehe Turek et al. [TH92]). Diese nicht polarisierbaren Hybridorbitale formen die Bindungen zwi-

⁷ In elektronischen Bandstrukturechnungen für amorphe TM-M-Legierungen wird das oben skizzierte, chemische motivierte Bild im Rahmen einer tight-binding-bond-Methode benutzt (siehe [HH93], [HTB94]).

2.5 Itineranter Magnetismus in metallischen Gläsern: CoFeB

Material	m_s [μ_B]	m_l [μ_B]	m_{tot} [μ_B]	g	$\mu_0 M_S$ [T]	A [10^{-12} J/m]	LLG- α
Fe(bcc)	2,12 ^a	0,09 ^a	2,22 ^a	2,09 ^b	2,20	22 ^d	0,0027 ^e
Co(hcp)	1,57 ^a	0,15 ^a	1,72 ^a	2,19 ^b	1,83 ^c	28,5 ^c	0,011 ^f
Co ₈₀ Fe ₂₀				2,14 ^c	2,14 ^c	26,1 ^c	0,013 ^c
Co ₇₂ Fe ₁₈ B ₁₀				2,14 ^c	1,77 ^c	28,4 ^c	0,006 ^c

Tabelle 2.1: Magnetische Parameter von Eisen, Kobalt und CoFe(B) Legierungen.

Werte aus bzw. gemäß:

^a [SS06], S.528

^b $\frac{g-2}{2} = \frac{m_l}{m_s}$

^c [BDK⁺06]

^d [GTG⁺05]

^e [SCB06]

^f [OWY⁺06]

schen den TM- und den Boratomen. In Tabelle 2.1 sind typische magnetische Größen zusammengefasst.

In amorphen Materialien können per Definition keine Gitterdefekte auftreten. Korngrenzen als natürliche Barriere für Spinwellen und Nukleationsort für magnetische Domänen sind ebenfalls nicht vorhanden. Ohne atomare strukturelle Periodizität kann es auch keine makroskopisch messbare, kristalline, magnetische Anisotropie geben. Stattdessen kann man sich eine lokale, magnetische Anisotropie vorstellen (siehe [Ega84], S.1676ff.). Diese Eigenschaften führen zu einem weichmagnetischen Hystereseverhalten. Für die Magnetisierungsdynamik ist die LLG-Dämpfungskonstante α relevant. Oogane et al. [OWY⁺06] zeigten 2006, dass CoFeB eine besonders kleine Dämpfung von $\alpha = 0,006$ aufweist.

Kapitel 3

Experimente

3.1 Experimenteller Aufbau

Detaillierte Beschreibungen zum experimentellen Aufbau finden sich in vielen Diplom- und Doktorarbeiten der Arbeitsgruppe. Darum folgt an dieser Stelle lediglich ein kurzer Überblick. Der Aufbau befindet sich auf einem gedämpft gelagerten Tisch unter einer Flow-Box, die eine für optische Experimente wichtige, minimale, laminare Luftströmung gewährleistet. Ausgangspunkt ist ein im Pulsmodus betriebener Titan-Saphir-Laser (siehe Abbildung 3.1), der durch einen grünen Halbleiterlaser (Coherent Verdi V18, $\lambda = 512 \text{ nm}$, $P = 16,5 \text{ W}$) gepumpt wird. Die Ausgangsleistung des Ti:Sa (zentrale Wellenlänge 810 nm , spektrale Breite 30 nm) liegt bei $P_{\text{Ti:Sa}} \approx 500 \text{ mW}$. Um diese Leistung zu erhöhen, werden die Pulse zunächst durch ein dispersives Element im Zeitraum gestreckt (Expander/Kompressor), und dann in ein Verstärkersystem geleitet (Coherent Rega 9050). Das aktive Medium ist auch hier ein Ti:Sa-Kristall, der durch den Verdi-Laser gepumpt wird. Vor dem Einkoppeln über ein akusto-optisches Bragg-Gitter unterdrückt ein elektronisch

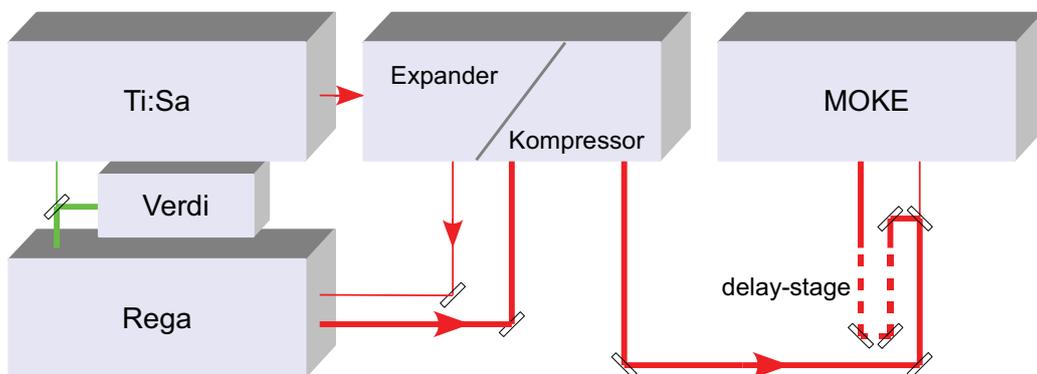


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Lasersystems.

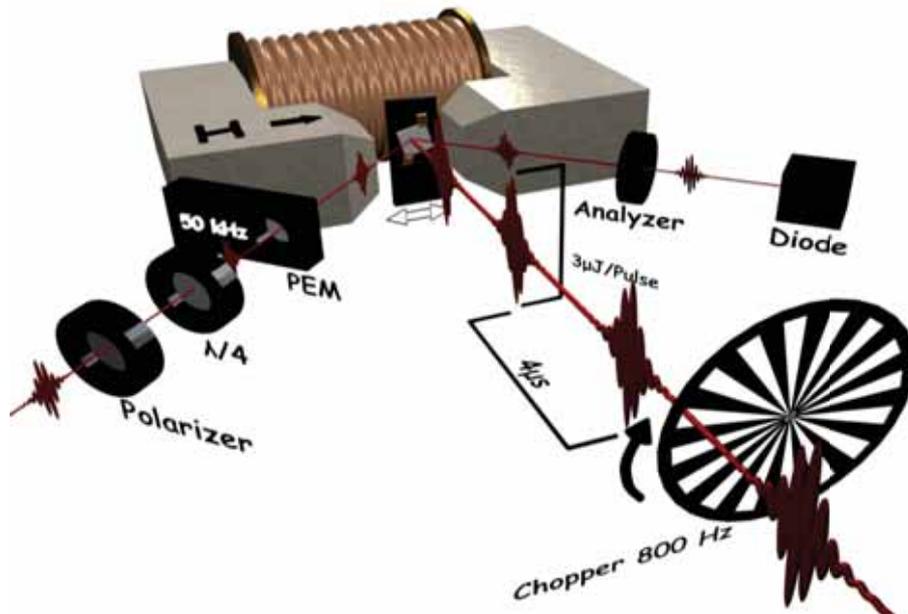


Abbildung 3.2: MOKE-Aufbau. Graphische Visualisierung von Jakob Walowski.

gesteuerter Güteschalter die Laseroszillation in der Rega-Kavität, so dass das Lasermedium invertiert wird. Bei inaktivem Güteschalter kann der eingekoppelte Puls die aufgebaute Inversion abräumen, und erreicht nach 20-30 Durchläufen eine Ausgangsleistung von $P_{Rega} \approx 1.2 \text{ W}$. Nach der Verstärkung liegt die Repeatsionsrate bei 250 kHz. Die Pulse werden dann wieder zeitlich komprimiert. Sie weisen danach eine Autokorrelationslänge von ca. 80 fs auf. Durch eine Kombination von $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und Polarisator kann die Leistung reguliert werden, bevor der Puls zum MOKE-Aufbau (siehe Abbildung 3.2) geleitet wird.

Vor diesem wird der ankommende Puls zunächst in einen hoch- und einen niederenergetischen Anteil aufgespalten (Pumpimpuls bzw. Probepuls). Das Leistungsverhältnis ist dabei $P_{Probe}/P_{Pump} = 1/9$. Trifft der Pumpimpuls (Durchmesser $60 \mu\text{m}$) auf die Probe zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten, so erhitzt die absorbierte Energie die Probe lokal. Diese nahezu instantane Temperaturzunahme wird begleitet von einer Reduktion der stark temperaturabhängigen magnetischen Materialparameter (Sättigungsmagnetisierung und vor allem Anisotropiekonstanten). Liegt das externe Feld nicht in der Probenebene, so folgt aus der Reduktion der Anisotropiekonstante ein verändertes effektives Feld und damit verbunden ein neue magnetostatische Gleichgewichtslage für die magnetischen Momente. Für Co-FeB muss in diesem Bild die kristalline Anisotropie durch eine lokale Anisotropie ersetzt werden, wie Abbildung 3.3 zeigt.

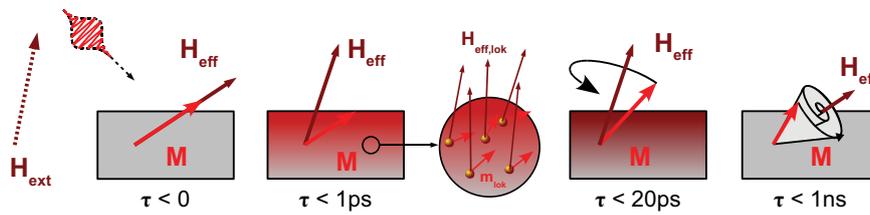


Abbildung 3.3: Anisotropiefeldpuls-induzierte magnetische Präzession in amorphen Ferromagnetika. Die Winkel zwischen Feldern, Magnetisierung und Filmmnormale werden zur Verdeutlichung stark übertrieben dargestellt.

Nach wenigen Pikosekunden entsprechen Temperatur und Anisotropiekonstanten wieder dem Wert vor der Inzidenz des Pumpimpulses. Für die aus der alten Gleichgewichtslage ausgelenkten magnetischen Momente setzt dann eine gedämpfte Präzession ein, die wieder zurück in die alte Gleichgewichtskonfiguration führt. Der Pumpimpuls regt zunächst eine Vielzahl insgesamt inkohärenter Magnonen an. Diese Spinwellen propagieren von der Oberfläche aus in den Film hinein. Die Dämpfung führt dazu, dass auf der Nanosekundenzeitskala die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Eigenmoden (Kittelmode; stehende Spinwellen niedriger Ordnung) den Relaxationsprozess dominieren. Damit der Anregungsmechanismus funktioniert, muss das externe Feld immer aus der Filmebene herausgekippt sein. Falls nicht explizit ein anderer Winkel angegeben wird, kann in dieser Arbeit davon ausgegangen werden, dass das externe Feld um $\varphi = 30^\circ$ aus der Ebene herausgedreht war. In der Auswertung der Experimente wird diese Situation berücksichtigt, indem in die benutzten Dispersionsrelation nur die in der Filmebene wirksame Komponente des externen Feldes eingeht. Die Spinwellentheorie homogener Filme kann auf diese Situation verallgemeinert werden (siehe [KS86]). Der Unterschied zwischen der korrekteren theoretischen Beschreibung und der Berücksichtigung durch ein effektiv wirksames Feld ist im Allgemeinen so klein, dass er in diesem Experiment nicht aufgelöst werden kann.

Über eine delay-stage kann die Propagationsstrecke des Pumpimpulses bis zur Probe verkürzt werden. Die auf diese Weise bis auf 2 fs genau einstellbare zeitliche Verzögerung zwischen Pump- und Probepuls beträgt maximal $\tau_{max} = 1$ ns. In Abbildung 3.2 ist zu sehen, dass der linear polarisierte Probepuls (Durchmesser $18 \mu\text{m}$) unter einem Winkel von 30° auf die Oberfläche trifft und reflektiert wird. Der magneto-optische Kerr-Effekt verursacht eine Drehung der Polarisations Ebene. Dieser Effekt ist sehr klein und wird zudem von der vom Pumpimpuls induzierten Veränderung der Reflektivität überlagert. Der Aufbau nutzt daher eine doppelte Modulationstechnik, die über zwei Lock-in-Messverstärker

einen Zugriff auf den magnetischen Anteil der Oszillation liefert. Für weitere Details zum Kerreffekt und zur Messtechnik sei an dieser Stelle auf [Djo06], S.28ff verwiesen. Eine ausführlichere Beschreibung des Ti:Sa-Lasers befindet sich in [Lüt04]. Der Aufbau ermöglicht statische MOKE-Messungen (Hysteresekurven) sowie zeitaufgelöste Reflektivitäts- und Magnetisierungsdynamikmessungen (time resolved magneto-optical Kerr-effect measurement: TRMOKE). Der Doppelpfeil unter der Probe in Abbildung 3.2 deutet an, dass diese durch eine mit einem Schrittmotor gesteuerte Mikrometerschraube horizontal positionierbar ist. Dies ermöglicht orts aufgelöste Messungen.

3.2 Auswertungsschema

Nach der TRMOKE-Messung liegen die Daten in Form einer Zeitreihe vor ($\Delta\Theta_K = f(\tau)$). Für $\tau < 0$ erreicht der Probepuls den Film vor dem Pumpimpuls. Es ist dann $\Delta\Theta_K = 0$ und die Messung gibt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wieder. Ist $\tau > 0$, so setzt sich das Signal aus mehreren Komponenten zusammen: Inkohärente Magnonen und Phononen, die jeweils exponentiell abfallen, sowie kohärente Magnonen mit Frequenzen im GHz-Bereich. Der letztere Beitrag äußert sich im Signal durch exponentiell abklingende Oszillationen. Es gilt also insgesamt:

$$\Delta\Theta_K(\tau) = a_M e^{-\tau/\tau_M} + a_P e^{-\tau/\tau_P} + \sum_i a_i e^{-\tau/\tau_\alpha^i} \sin(\omega_i \tau + \phi_i) \quad (3.1)$$

Da nur die kohärenten Magnonen von Interesse sind, muss der inkohärente Hintergrund durch Anpassung und Subtraktion einer doppelten Exponentialfunktion entfernt werden. Der restliche Signalanteil ist dann im wesentlichen proportional zur Magnetisierung m .⁸ Eine diskrete Fouriertransformation des nunmehr auf die kohärenten Spinwellen reduzierten Messsignals liefert die gesuchten Frequenzen ω_i . Die im Experiment benutzte delay-stage erlaubt maximal $\tau_{max} = 1$ ns Verzögerung zwischen Pump- und Probepuls, so dass eine Frequenzauflösung von $\Delta f = 1$ GHz erreicht wird. Zur Verbesserung der Frequenzauflösung bietet sich die im Folgenden skizzierte Methode an. Zunächst ermittelt man aus der hintergrundbereinigten Messreihe (N Datenpaare $[\tau_i; m_i]$) die Autokorrelationskoeffizienten $C(\tau)$:

$$C(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-\tau} m_{i+\tau} m_i \quad (3.2)$$

⁸ Das Signal beinhaltet theoretisch ebenfalls einen Anteil, der proportional zur (zeitlichen Entwicklung) der Reflektivität R ist. Werden keine kohärenten Phononen angeregt, so wird dieser Anteil durch den Hintergrundabzug entfernt.

Diese Definition verlangt ein mittelwertfreies Signal. Die Koeffizienten stellen die diskrete Variante der Autokorrelationsfunktion dar, die als gerade Funktion aufgefasst auch für $\tau < 0$ erklärt ist (siehe [BSMM05], S.842):

$$C(-\tau) := C(\tau). \quad (3.3)$$

Somit lässt sich die Menge der $C(\tau)$ auf $2N$ verdoppeln und die Frequenzauflösung auf $\Delta f = 0.5$ GHz halbieren. Die Fouriertransformation von $C(\tau)$ liefert gemäß Wiener-Chintchin-Theorem das Leistungsspektrum $P(\omega)$. Die proprietäre Datenauswertungssoftware Origin nähert das Leistungsspektrum durch ein sogenanntes Periodogramm. Diese Methode umgeht die Berechnung der Autokorrelationskoeffizienten. Die Frequenzauflösung liegt dann weiter bei $\Delta f = 1$ GHz. Zur Minimierung der Linienbreite kann in Origin eine geeignete Fensterfunktion an die bereinigten Messdaten multipliziert werden. Eine Fortsetzung des Messsignals für $\tau > \tau_{max}$ mit Nullen ist für schwach gedämpfte Oszillationen eine schlechte Approximation. Daher scheidet diese Methode zur Interpolation der Spektren aus. Die im Rahmen dieser Diplomarbeit gezeigten Spektren wurden mittels eines hierfür entwickelten Scilab-Skripts⁹ erzeugt. Dieses Skript bestimmt und subtrahiert den Hintergrund einer Messung und berechnet die Autokorrelationskoeffizienten gemäß (3.2) und (3.3). Abschließend folgt die Fouriertransformation, sowie als Interpretationshilfe eine spline-Interpolation im Frequenzraum. Meist wurde in einem Satz aus n Messreihen ein externer Parameter wie z.B. das externe Magnetfeld systematisch variiert. Um die Veränderung des Leistungsspektrums auf einen Blick erkennen zu können, ist es hilfreich alle Spektren in einem einzigen farbkodierten Bild darzustellen (siehe Abbildung 3.4). Dazu werden die n Spektren (jeweils m unterschiedliche Leistungsamplituden) in einer $n \times m$ -Matrix P zusammengefasst. Der Eintrag p_{ij} gibt dann die Leistungsamplitude der j -ten Frequenz in der i -ten Messreihe. Die farbliche Darstellung verläuft von blau (keine Leistung) über weiß nach rot (maximale Leistung). Unnormierte Spektren sind – so nicht explizit anders angegeben – immer auf das totale Maximum aller Messungen normiert dargestellt. Normierte Spektren sind jeweils einzeln auf individuelle Maxima jeder Messung normiert dargestellt. Diese Darstellung hat sich als hilfreich erwiesen.

In experimentellen Leistungsspektren kann man bei ca. 1 GHz unabhängig vom externen Feld oftmals eine Leistungszunahme erkennen. Die Ursache ist eine nicht perfekte Hintergrundermittlung bzw. -subtraktion. Ein resultierendes Durchhängen der hintergrundbereinigten Messung wird durch die Fouriertransformation mittels einer niederfrequenten Oszillation modelliert. Insbesondere bei sehr

⁹ Scilab ist ein kostenfreies matlab-ähnliches Programm: www.scilab.org.

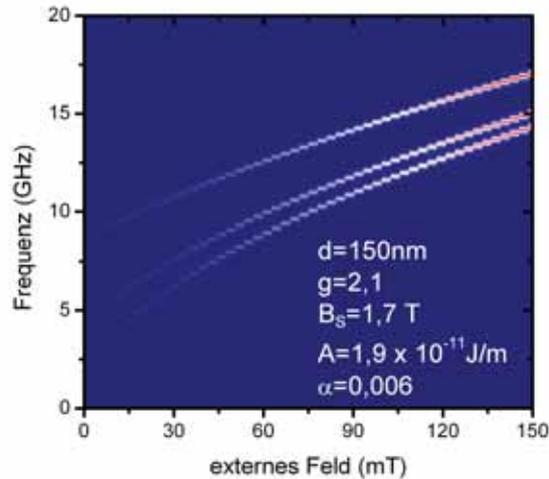


Abbildung 3.4: Theoretisches Leistungsspektrum. Die benutzten Parameter entsprechen in etwa denen von $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$. Die Amplitude wurde linear mit dem externen Feld skaliert, um eine ideale Messung zu simulieren.

schlechtem Hintergrundabzug sind auch höhere Harmonische der Grundfrequenz im Spektrum vertreten. In diesem Fall entspricht die Fouriertransformation des Hintergrundartefakts der Transformation einer Sägezahnfunktion. Zur Minimierung des Hintergrundartefakts muss gewährleistet sein, dass der Signalmittelwert verschwindet ($\overline{m} = 0$). Dazu wird im erwähnten Scilab-Skript nach der doppeltexponentiellen Hintergrundanpassung eine lineare Regression durchgeführt und die resultierende mittlere Gerade subtrahiert. In einigen Fällen kann man im Spektrum unterhalb und über einer Mode eine Art spektrales Echo sehen. Da in der Fouriertransformation von einem periodischen Signal ausgegangen wird, lässt sich dieses Artefakt nicht vermeiden. Es ist umso stärker, je schwächer die Oszillationen nach einer $\tau_{max} = 1\text{ ns}$ abgeklungen sind und je schlechter die Phasen der Oszillationen bei $\tau = 0$ und $\tau = 1\text{ ns}$ übereinstimmen. Abschließend stellt sich die Frage, inwiefern die Linienbreite in den Leistungsspektren die Dämpfung widerspiegelt. Sei $f(t) = Ae^{-|t|/\tau_\alpha} \cdot \cos(\omega_0 t + \phi_a)$ eine experimentell beobachtete, gedämpfte magnetische Oszillation. Für das Leistungsspektrum $P(\omega)$ folgt gemäß

Faltungssatz unter der Annahme $\omega_0 \gg \frac{2\pi}{\tau_\alpha}$:

$$\begin{aligned}
 P(\omega) &= \mathcal{FT} \{C(\tau)\} = \mathcal{FT} \{f(-\tau) * f(\tau)\} \\
 &= \mathcal{FT} \{f(-\tau)\} \cdot \mathcal{FT} \{f(\tau)\} \\
 &= (\mathcal{FT} \{f(\tau)\})^2 \\
 &\approx \frac{A^2}{4\tau_\alpha^2} \left[\frac{1}{\frac{1}{\tau_\alpha^2} + (\omega_0 + \omega)^2} \right]^2 + \frac{A^2}{4\tau_\alpha^2} \left[\frac{1}{\frac{1}{\tau_\alpha^2} + (\omega_0 - \omega)^2} \right]^2 \quad (3.4)
 \end{aligned}$$

Abbildung 3.4 zeigt ein mit Hilfe von Gl. (3.4) berechnetes, theoretisches Leistungsspektrum. Wie die experimentellen Auswertungen noch zeigen werden, ist die theoretische Linienbreite viel schmäler als die Experimentelle. Der Grund liegt im Faktor $\frac{1}{N}$ bei der Berechnung der Korrelationskoeffizienten, der eine zusätzliche, künstliche Dämpfung erzeugt. Eine Deduktion der exponentiellen Abklingzeit τ_α aus dem Leistungsspektrum, durch Anpassung von (3.4), würde folglich nur die künstliche Dämpfung der Analysemethode ergeben.

3.3 Teil I: Der homogene Film

Die folgende Diskussion basiert experimentell im wesentlichen auf TRMOKE-Messungen an kontinuierlichen CoFeB-Filmen.¹⁰ Es wurden Filme mit insgesamt neun unterschiedlichen Schichtdicken zwischen $d = 25$ nm und $d = 225$ nm hergestellt und untersucht. Das externe Magnetfeld H_{ext} wurde zwischen 0 und 150 mT in 10 mT-Schritten variiert, wobei das Feld um $\varphi = 30^\circ$ aus der Filmebene herausgekippt war. Bei den gezeigten Leistungsspektren und in den zur Auswertung benutzten Dispersionsrelationen ist deswegen zu beachten, dass die in der Filmebene wirksame Feldkomponente H_x sich gemäß $H_x = H_{ext} \cos \varphi$ ergibt. Die Ausgangsleistung des Verstärkers betrug $P_{Rega} = 400$ mW. Ergänzt wurden die TRMOKE-Messungen durch eine Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung in einem SQUID-Magnetometer.¹¹ Abbildung 3.5 zeigt typische TRMOKE-Messungen.

3.3.1 Klassifizierung der Moden

Die Abbildungen 3.6 und 3.7 zeigen eine repräsentative Auswahl unnormierter und normierter Leistungsspektren. Für $d = 25$ nm zeigt das Leistungsspektrum nur eine Mode – mit zunehmender Schichtdicke werden zunächst eine weitere ($d = 50$ nm) und bei $d = 100$ nm drei eindeutig unterscheidbare Moden vom Experiment angeregt bzw. detektiert. Ab $d = 150$ nm verschmelzen die beiden untersten Moden im Leistungsspektrum, da die experimentelle Frequenzauflösung von 0,5 GHz nicht mehr ausreicht, um diese Moden zu unterscheiden. Für $d = 202$ nm kann man in den normierten Spektren drei unterschiedliche Moden identifizieren.

Die in den Abbildungen 3.6 und 3.7 gezeigten Leistungsspektren beinhalten eine Klassifizierung der Moden auf Grundlage der in Kapitel 2.1 skizzierten Spinwellentheorie für homogene Filme. Die Zuordnung $n = 0 \dots 3$ unterscheidet die verschiedenen Moden hinsichtlich ihrer Wellenvektorkomponente in Richtung der Filmmormalen $k_\perp = \frac{n\pi}{d}$. Diese Zuweisung soll zunächst begründet werden. Die unterste Mode ($n = 0$) wird in fast allen Schichten angeregt. Die gefundenen Frequenzen f_0 sind als Funktion des externen Feldes H für alle Schichtdicken d - im Rahmen der Frequenzauflösung - nahezu identisch:

$$f_0(H, d) \approx f_0(H) \quad (3.5)$$

¹⁰ Si(100) / x nm CoFeB / 3nm Ru. CoFeB-Schicht hergestellt durch Magnetron-Sputtering, Ru-Schicht durch Elektronenstrahlverdampfung

¹¹ superconducting quantum interference device

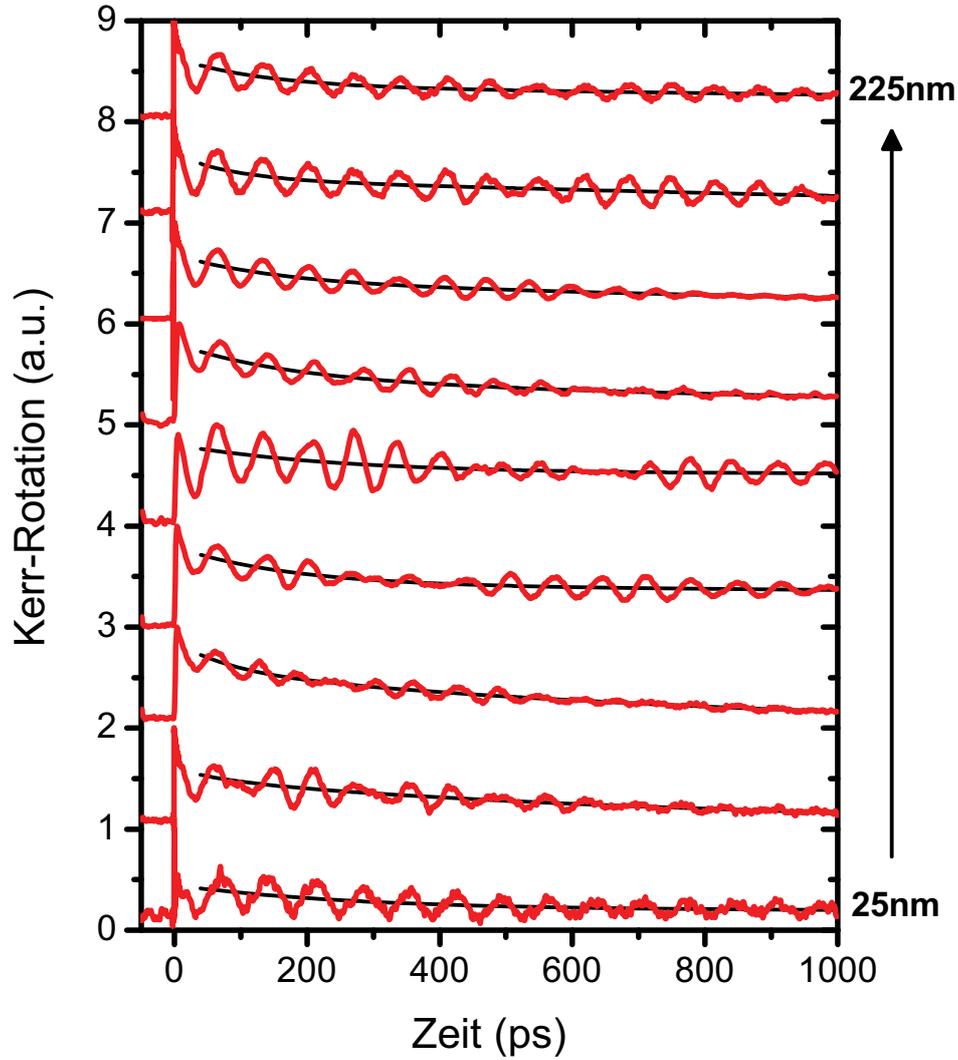


Abbildung 3.5: TRMOKE-Messungen auf Proben verschiedener Schichtdicke. Das externe Feld beträgt $\mu_0 H_{ext} = 150$ mT. Die einzelnen Messungen sind, zur besseren Unterscheidbarkeit, verschoben und auf ihr jeweiliges Maximum normiert dargestellt. Die dünnen schwarzen Kurven sind angepasste, doppel-exponentielle Hintergründe, die vor der weiteren Verarbeitung abgezogen werden müssen.

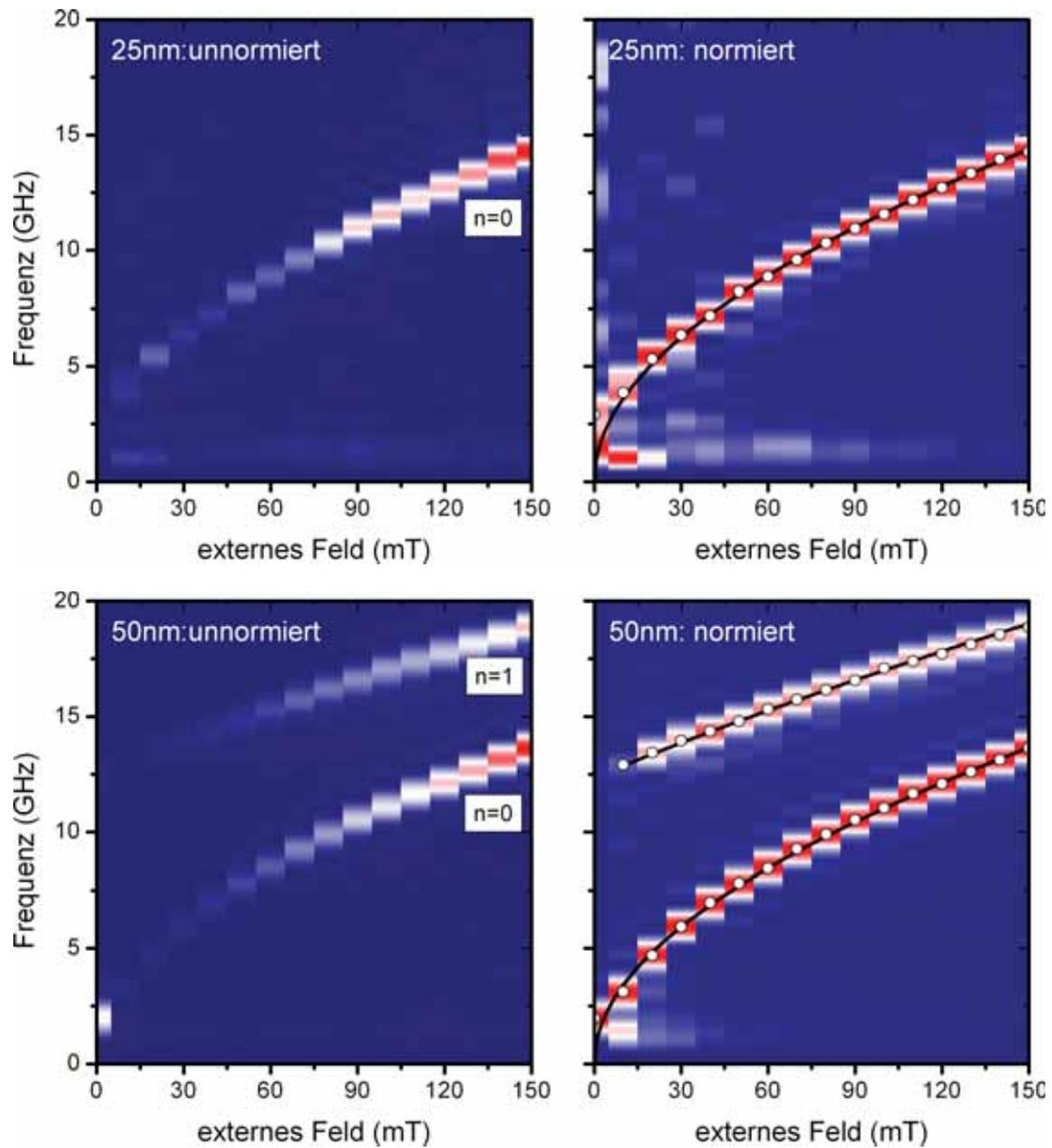


Abbildung 3.6: Leistungsspektren der Messungen an kontinuierlichen Filmen mit $d = 25 \text{ nm}$ und 50 nm . Die in den unnormierten Spektren vermerkte Zuordnung der Moden wird in den normierten Spektren für eine Kurvenanpassung von Gl. (2.11) und Gl. (2.7) genutzt.

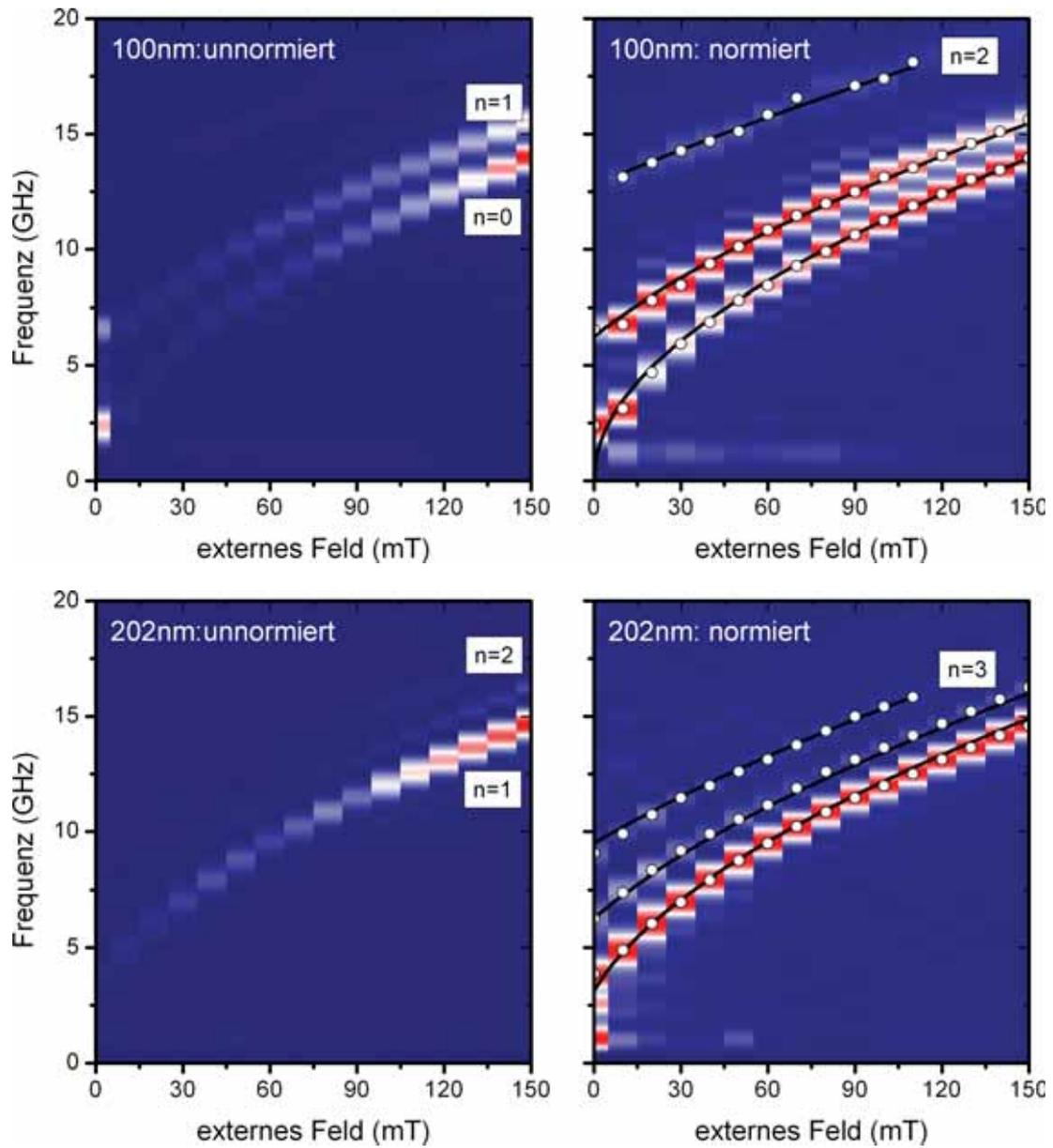


Abbildung 3.7: Leistungsspektren der Messungen an kontinuierlichen Filmen mit $d = 100 \text{ nm}$ und 202 nm . Für weitere Details siehe Abbildung 3.6.

Die fehlende Schichtdickenabhängigkeit ist nur konsistent mit einer Zuordnung zur nullten Ordnung. Zur Analyse soll deswegen die im Theorieteil eingeführte Dispersionsrelation der Kittelmode (2.11) benutzt werden. Die Diskussion der Kurvenanpassungen beinhaltet eine Problematisierung dieses Ansatzes: so ist a priori nicht klar, ob die gefundene Mode in der Filmebene propagiert und falls, in welche Richtung relativ zum externen Feld. Die Zuordnung der anderen Moden basiert auf der systematischen Abhängigkeit dieser Moden von der Schichtdicke, die ein starkes Indiz für stehende Spinwellen ist. Ein Vergleich der Spektren zeigt, dass im Leistungsspektrum der Schichtdicke $2d$ sich an der selben Position eine Mode befindet wie im Spektrum der Schichtdicke d , sowie zusätzlich eine Mode dazwischen (siehe z.B. Spektren von $d = 50$ nm und $d = 100$ nm). Dies deckt sich mit dem Faktum, dass die PSSW erster Ordnung der Schichtdicke d die selbe Wellenzahl hat wie die PSSW zweiter Ordnung der Schichtdicke $2d$, was sich in der feld- und schichtdickenabhängigen Dispersion der PSSW-Moden (2.7) als gleiche Frequenz äußert:

$$\frac{1\pi}{d} = \frac{2\pi}{2d} \Leftrightarrow f_{PSSW}(H,d,1) = f_{PSSW}(H,2d,2).$$

Die Leistungsspektren in den Abbildungen 3.6 und 3.7 zeigen auch die aus den Leistungsspektren extrahierten Maxima, sowie die durchgeführten Kurvenanpassungen. In diesen waren für eine gegebene Schichtdicke d die Parameter A und M_S von allen Moden abhängige Parameter. Dieses wurde für jede Probe durch eine simultane Anpassung der Gleichungen (2.11) und (2.7) als Funktion des externen Feldes an die unterschiedlichen Moden berücksichtigt. Für den ebenfalls unbekannt Landéschen g-Faktor wurde $g = 2,04$ für alle Schichtdicken angenommen. Ein gleichzeitiges Bestimmen von g-Faktor und Sättigungsmagnetisierung führt aufgrund der starken Korrelation dieser Parameter zu keinem Erkenntnisgewinn. Die Wahl des g-Faktors gewährleistet eine konsistente Interpretation und wird in Zusammenhang mit der SQUID-Messung begründet.

3.3.2 Spinwellen nullter Ordnung

Die Anpassungen der Dispersionsrelation der Kittelmode liefern die in Abbildung 3.8 gezeigten Sättigungsmagnetisierungen. Da diese Größe als Parameter auch in die Dispersion der PSSW eingeht, konnte M_S auch für die Schichten mit $d \geq 175$ nm bestimmt werden, obwohl für $d \geq 175$ nm die Kittelmode im Leistungsspektrum kaum noch oder gar nicht mehr vorhanden ist.

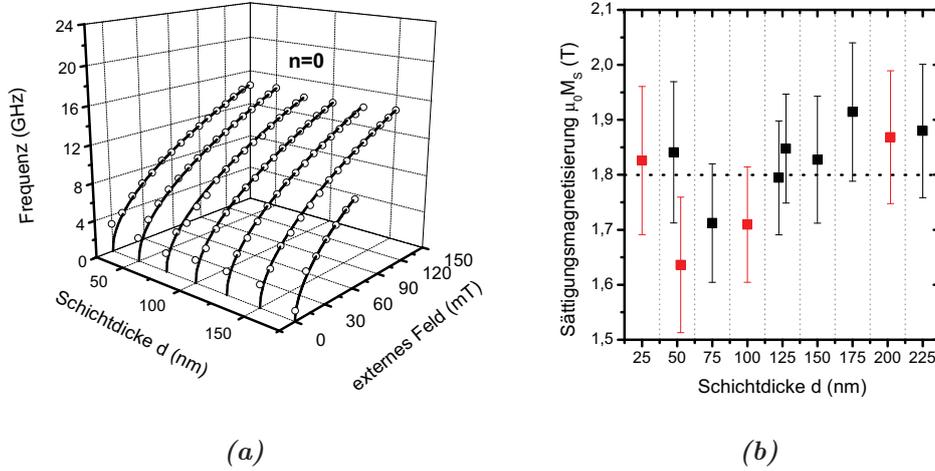


Abbildung 3.8: a) *Kittelmoden in Abhängigkeit des externen Feldes und der Schichtdicke.* b) *Die Sättigungsmagnetisierung in Abhängigkeit der Schichtdicke.* Die roten Punkte gehören zu den in Abbildung 3.6 und 3.7 gezeigten Leistungsspektren. Bei Proben gleicher Schichtdicke (50 nm, 125 nm) sind die Sättigungsflussdichten leicht versetzt dargestellt.

Die eingezeichneten Fehler ergeben sich aus der Kurvenanpassung, in der die Frequenzauflösung von 0,5 GHz als Fehler der Frequenz einging. Nicht berücksichtigt hierbei ist die Unkenntnis des genauen g-Faktors. Der verwendete g-Faktor $g = 2,04$ führt auf einen Durchschnittswert von $\mu_0 M_{S,av} = 1,8(2)$ T. Für $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ geben O’Handley et al. [OHRC76] ein Moment von $\mu = 2,00 \mu_B/\text{TM-Atom}^{12}$, sowie eine Dichte von $\rho = 7,52 \text{ g/cm}^3$ an. $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ besitzt eine molare Masse von $m = 58,93 \cdot 0,2 + 55,85 \cdot 0,6 + 10,81 \cdot 0,2 = 47,5 \text{ g/mol}$ (Werte aus [AM01], S.1052). Dann gilt für die Sättigungsmagnetisierung M_S :

$$M_S = \mu \cdot \rho \frac{N_A}{m} \cdot 0.8 \approx 1,8 \text{ T}/\mu_0. \quad (3.6)$$

Ergänzend zu den TRMOKE-Experimenten wurden SQUID-Messungen (Raumtemperatur) an einer CoFeB^{13} und an einer polykristallinen Nickelschicht¹⁴ durchgeführt, um die Validität der Ergebnisse beurteilen zu können. Die in Abbildung 3.9 gezeigten Messungen sind bereits in Flussdichten umgerechnet, sowie mit einer diamagnetischen Korrektur versehen. Dazu wurde das Schichtvolumen

¹² Methode: vibrating sample magnetometer, Raumtemperatur

¹³ Si(100) / 50 nm CoFeB / 3 nm Ru

¹⁴ Si(100) / 100 nm Ni / 3 nm Ru

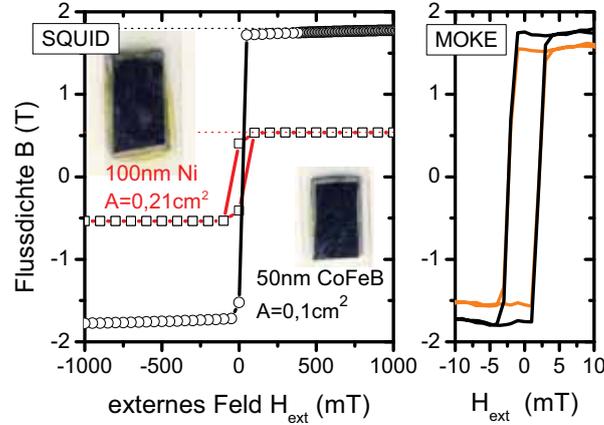


Abbildung 3.9: Sättigungsflussdichte via SQUID sowie MOKE-Hysterese. Die linke Abbildung zeigt die ausgewerteten SQUID-Messungen, sowie die benutzten Proben. Die rechte Abbildung zeigt MOKE-Hysteresekurven, die bei einer Ausgangsleistung von 400 mW aufgenommen wurden (schwarz ohne, orange mit Pumppuls). Das externe Feld lag vollständig in der Probenebene ($\varphi = 0^\circ$). Die Ordinate wurde auf den SQUID-Wert von 1,80(7) T normiert.

aus Oberfläche¹⁵ und Dicke der Proben ermittelt und der lineare Abfall des magnetischen Moments für große externe Felder bestimmt und kompensiert. Die Nickelschicht zeigt einen Sättigungsfluss von $B_S = 0,54\text{ T}$. Dieser Wert liegt leicht unterhalb des bei Raumtemperatur typischen Wertes von $B_S = 0,61\text{ T}$ ([Kit02], S.478). Die Differenz von 0,07 T kann als Fehler (experimentell, Auswertung etc.) der Methode angesehen werden. Die CoFeB-Schicht liefert im SQUID-Experiment einen Sättigungsfluss von $B_S = 1,80(7)\text{ T}$, in Übereinstimmung mit dem Literaturwert.

Die im SQUID untersuchte CoFeB-Probe wurde zusätzlich im TRMOKE-Experiment charakterisiert. Die im statischen MOKE-Modus aufgenommenen ($\tau = 0$) in-plane Hysteresekurven (siehe Abbildung 3.9) verdeutlichen mit einem Koerzitivfeld von nur $\mu_0 H_c = 5\text{ mT}$ den weichmagnetischen Charakter des Materials. Aus dem Signalunterschied zwischen den Messungen mit und ohne Pumppuls ergibt sich eine Demagnetisierung von ca. 17 Prozent. Die Dynamikmessungen ergeben, unter Verwendung der im SQUID bestimmten Sättigungsflussdichte von $B_S = 1,80(7)\text{ T}$, einen g-Faktor von $g = 1,97(1)$. Da $\frac{g-2}{2} \approx \frac{m_l}{m_s}$, bedeutet dieses Ergebnis, dass nur noch ein verschwindend kleiner Anteil an Bahnmoment zum magnetischen Moment beiträgt, der zudem antiparallel zum Spinnmoment ist. Es ist jedoch durchaus möglich, dass die Probe am Ort der TRMOKE-Messung In-

¹⁵ Diese ergibt sich aus der Anzahl der Pixel der mit 1200dpi eingescannten Probenoberflächen.

homogenitäten wie eine lokal kleinere Sättigungsmagnetisierung aufweist, als aus der globalen SQUID-Messung resultiert. Nimmt man den im SQUID bestimmten Wert der Sättigungsmagnetisierung als für alle Proben gültig an, so kann man einen mittleren g -Faktor von $g_{av} = 2,04(1)$ bestimmen.¹⁶ Die Verwendung von g_{av} in den Kurvenanpassungen zur Bestimmung von M_S (siehe Abbildung 3.8) führt dazu, dass dessen Durchschnittswert und der SQUID-Wert gleich sind. Es wäre eine präzisere Methode gewesen, beide Parameter durch Kombination von SQUID- und TRMOKE-Experiment für jede Probe zu bestimmen.

Ein größerer g -Faktor als $g_{av} = 2,04$ würde zu einer Inkonsistenz zwischen eigenen Experimenten bzw. dem Literaturwert führen, die nur durch Hypothesen, wie die Annahme einer Oberflächenanisotropie K_{ober} , oder dass im Experiment eine propagierende Mode erzeugt wird, behoben werden könnte. Da nach der Deposition kein Ausheizen durchgeführt wurde, kann eine grenzflächeninduzierte Ordnung, wie sie von Eilers et al. [EUM⁺09] gefunden wurde, als Ursache einer Oberflächenanisotropie ausgeschlossen werden. Ohne strukturierte Oberfläche oder k -selektive Anregungsmechanismen ist eine Propagation schwer erklärbar. Beide Hypothesen sind jedoch nicht völlig auszuschließen. So finden Bilzer et al. [BDK⁺06] in nicht ausgeheizten $\text{Co}_{72}\text{Fe}_{18}\text{B}_{10}$ -Schichten eine Oberflächenanisotropie von $K_{ober} = 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$. B. Lenk [Len08] konnte zeigen, dass das hier benutzte optische Pump-Probe-Experiment in Nickelschichten Damon-Eshbach-Moden anregt. Nimmt man an, dass es sich bei der untersten Mode um eine Kittelmode handelt, so zeigt Abbildung 3.8 die effektiven, am Ort der TRMOKE-Messung wirksamen Sättigungsmagnetisierungen an.

3.3.3 Spinwellen höherer Ordnung

Die Anpassung der Dispersionsrelation der PSSW-Moden (2.7) liefert die Austauschsteifigkeit A . Die ermittelten Steifigkeiten (siehe Abbildung 3.11) streuen ähnlich unsystematisch als Funktion der Schichtdicke wie die Sättigungsmagnetisierung. Bei den Werten ab $d = 175 \text{ nm}$ ist zu berücksichtigen, dass die Kittelmode kaum bzw. gar nicht mehr im Leistungsspektrum vorhanden ist. Deswegen sind Austauschsteifigkeit und Sättigungsmagnetisierung hier stärker korreliert als in den dünneren Schichten. In der Regression wurden nur Spinwellen bis zur dritten Ordnung miteinbezogen. Aufgrund einer kleineren Leistungsamplitude sind Moden höherer Ordnung schlecht vom rauschbedingten Hintergrund zu trennen. Bei gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann man in den dicksten Schichten Moden

¹⁶ Es wurde die gleiche Kurvenanpassung durchgeführt wie zu Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung M_S . Hierbei wurde M_S fixiert und der g -Faktor angepasst.

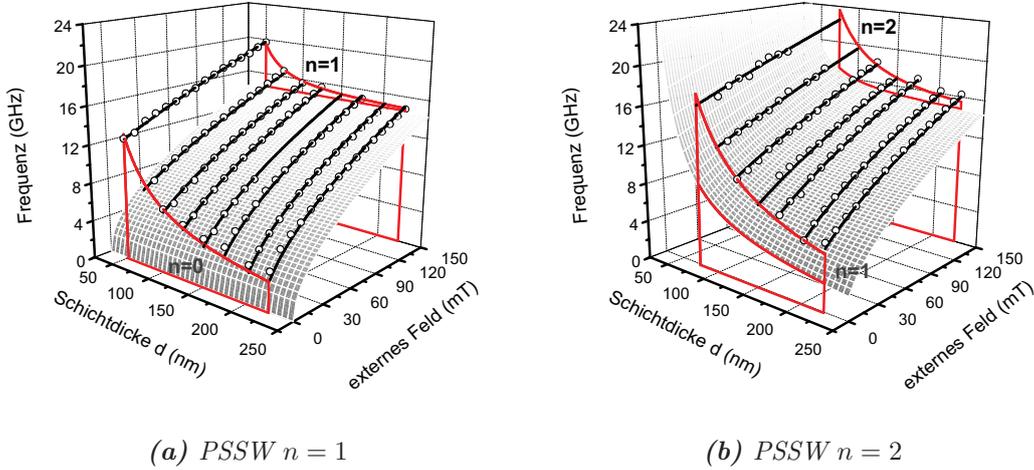


Abbildung 3.10: Stehende Spinwellen erster (a) und zweiter Ordnung (b). Die grauen Ebenen kennzeichnen die Lage der Moden niedrigerer Ordnung, die roten Linien verdeutlichen die Differenz. Hierzu wurde $g = 2,04$ und $B_S = 1,8 \text{ T}$ und $A = 2,0 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ angenommen und damit Gl. (2.7) als Funktion des Feldes, der Schichtdicke und der Ordnung aufgetragen.

bis zur sechsten Ordnung finden. Berücksichtigt man für $d = 225 \text{ nm}$ diese hohen Ordnungen, so erhält man $A_{225 \text{ nm}} \approx 2,0(6) \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ (siehe Abbildung 3.12). Inelastische Tunnelspektroskopie an CoFeB / MgO / CoFeB - TMR-Übergängen zeigt magnonische Anregungen bei 25 mV (siehe Walter [Wal09], S.62), die auf mit Hilfe der bestimmten Austauschkonstanten als stehende Spinwellen zweiter Ordnung identifiziert werden können. Für die Kurvenanpassung in Abbildung 3.12 wurde in Gl. (2.7) eine kontinuierliche Wellenvektorkomponente k_z angenommen und bei fixiertem externen Feld die Größen A und M_S ermittelt. Die Fortsetzung für sehr große k_z (orange) führt auf die obige Interpretation der magnonischen Anregung. Der Fehler von k_z ergibt sich durch die Unkenntnis der genauen Ordnung der PSSW, der Frequenzfehler durch die Peakbreite (17,2 mV).

Der unter Berücksichtigung höherer Ordnungen ermittelte Wert entspricht der durchschnittlichen Austauschsteifigkeit von $A_{av} = 2,0(1) \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$. Dieser Wert liegt deutlich unter dem von Bilzer et al. [BDK⁺06] für $\text{Co}_{72}\text{Fe}_{18}\text{B}_{10}$ angegebenen Wert von $2,8(2) \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$. Dies kann zum Einen auf die andere Zusammensetzung zurückgeführt werden. Zum Anderen wurde der in [BDK⁺06] angegebene Wert aus Messungen an nur einer Probe (40 nm) abgeleitet. Die experimentelle Methode (FMR) ist zudem nicht gut für zur Anregung von stehenden Spinwellen geeignet, so dass dieser Wert eher eine Abschätzung der Größenord-

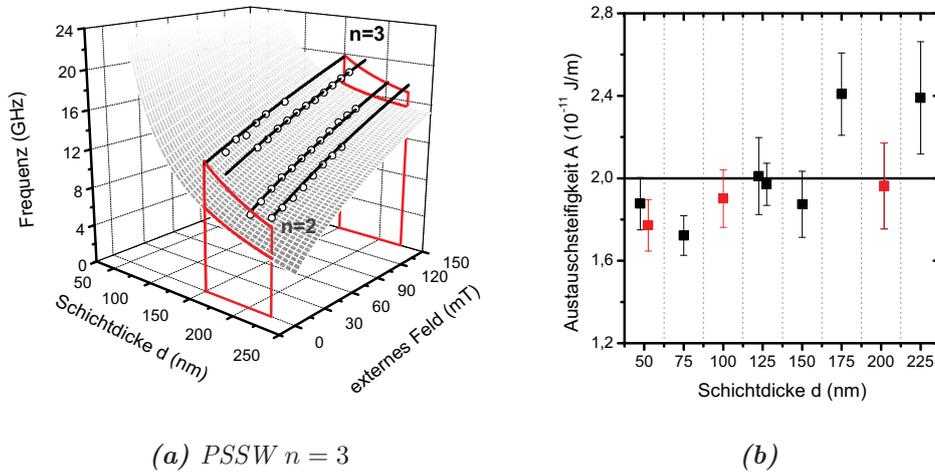


Abbildung 3.11: a) Stehende Spinwellen dritter Ordnung. b) Die Austauschsteifigkeit A in Abhängigkeit der Schichtdicke d . Die roten Punkte gehören zu den in Abbildung 3.6 und 3.7 gezeigten Leistungsspektren. Bei Proben gleicher Schichtdicke (50 nm, 125 nm) sind die Austauschsteifigkeiten leicht versetzt dargestellt.

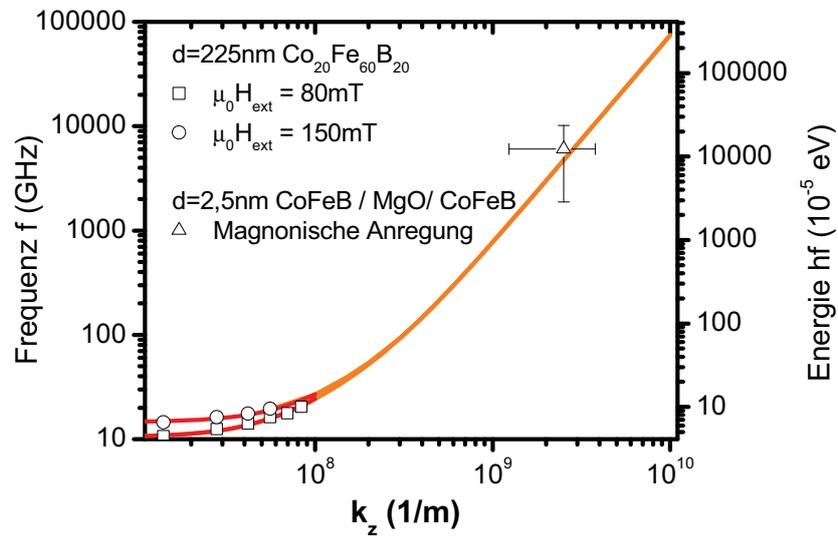


Abbildung 3.12: Stehende Spinwellen sehr hoher Ordnung in der dicksten Schicht ($d = 225$ nm) und magnonische Anregung in einem TMR-Übergang.

nung angibt, als eine exakte Bestimmung darstellt. Widersprüchlicherweise wird in [BDK⁺06] die Existenz einer Oberflächenanisotropie angenommen, ein daraus resultierendes Pinning der PSSW wird jedoch nicht berücksichtigt. Der hier experimentell bestimmte Wert lässt sich wesentlich besser mit theoretischen Vorstellungen verbinden. In kristallinen Materialien kann man die Austauschsteifigkeit A direkt mit den Heisenberg'schen Austauschkonstanten J verknüpfen:

$$A \propto \sum_i J_i.$$

Im amorphen CoFeB muss diese Summe über die J_i durch eine Mittelung über alle lokalen Konfigurationen ersetzt werden. Da die p-d-Hybridorbitale zwischen den TM- und Boratomen nicht polarisierbar sind, kann man generell erwarten, dass die Austauschsteifigkeit in CoFeB kleiner ist, als im kristallinen Eisen oder Kobalt. Vergleicht man den für CoFeB gefundenen Wert mit den Werten für Eisen und Kobalt in Tabelle 2.1, so sieht man, dass genau dies der Fall ist:

$$\begin{aligned} A_{av} &= 2,0(1) \cdot 10^{-11} \text{ J/m} \\ A_{Fe} &= 2,2 \cdot 10^{-11} \text{ J/m} \\ A_{Co} &= 2,8 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}. \end{aligned}$$

3.3.4 Dämpfung

Die Dämpfung der Spinwellen ist in CoFeB klein. Dies äußert sich im Experiment zunächst darin, dass die Oszillationsamplitude während der gesamten abgefragten Zeit von 1 ns nur unwesentlich abnimmt. Für die kleinste Schichtdicke von $d = 25$ nm zeigt die Messung nur eine Mode, für $d = 50$ nm zwei Moden:

$$25 \text{ nm: } m_z = A \cdot e^{-\tau/\tau_{\alpha,1}} \cdot \cos(\omega_1\tau + \phi_a) \quad (3.7)$$

$$50 \text{ nm: } m_z = A \cdot e^{-\tau/\tau_{\alpha,1}} \cdot \cos(\omega_1\tau + \phi_a) + B \cdot e^{-\tau/\tau_{\alpha,2}} \cdot \cos(\omega_2\tau + \phi_b) \quad (3.8)$$

Abbildung 3.13 zeigt die TRMOKE-Messungen nach Abzug des Hintergrunds, sowie Anpassungen von Gl. (3.7) bzw. (3.8). Dabei wurden nicht alle Parameter in Abhängigkeit bestimmt, sondern in mehrfacher Iteration entweder Amplitude und Abklingzeit fixiert, um Frequenz und Phase zu ermitteln oder umgekehrt. Ein simultanes Bestimmen aller Parameter führt insbesondere für die 50 nm-Schicht zu unrealistischen Resultaten. Die Folge dieser Vorgehensweise ist, dass die ermittelten Fehler für die Abklingzeiten $\tau_{\alpha i}$ zu klein sind. Für kleine externe Fel-

der konvergiert die Kurvenanpassung nicht im Sinne realistischer Parameter. Für die benutzte experimentelle Geometrie gibt es explizite Formeln (siehe Djordjević [Djo06], S.18-19), die die dimensionslosen LLG-Dämpfungskonstante α aus der Abklingzeit τ , dem externen Feld, der Sättigungsmagnetisierung M_S und der Austauschsteifigkeit A bestimmen. Für die Kittelmode gilt:

$$\alpha = \left(\tau \frac{g\mu_B\mu_0}{\hbar} \left(H_x + \frac{M_S}{2} \right) \right)^{-1}, \quad (3.9)$$

für stehende Spinwellen¹⁷

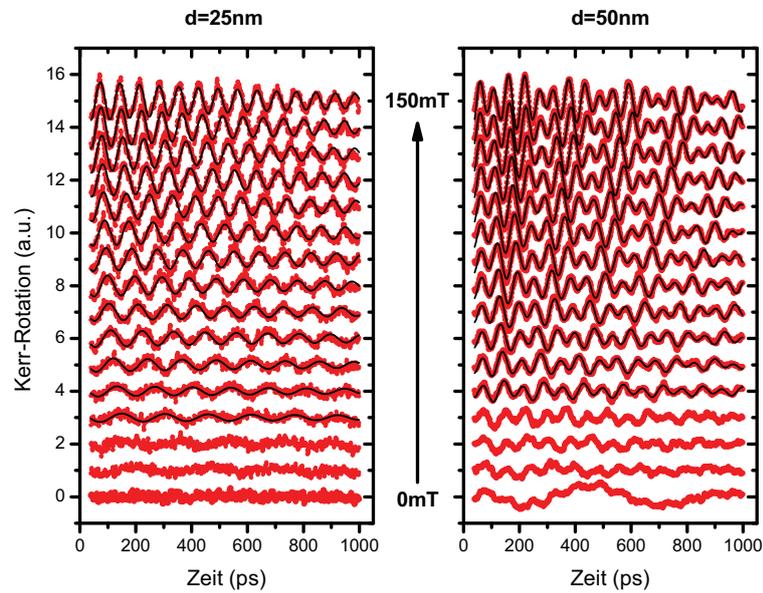
$$\alpha = \left(\tau \frac{g\mu_B\mu_0}{\hbar} \left(H_x - \frac{2A}{\mu_0 M_S} + \frac{M_S}{2} \right) \right)^{-1}. \quad (3.10)$$

Für die untersuchte 25 nm-Schicht ist $\mu_0 M_S = 1,82(1)$ T, für die 50 nm-Schicht $\mu_0 M_S = 1,6(1)$ T und $A = 1,8 \cdot 10^{-11}$ J/m. Die Leistungsspektren dieser Schichten sind in Abbildung 3.6 (25nm-Schicht) und in Abbildung 3.16 (Referenzmessung im unstrukturierten Bereich der Strukturserie σ) zu sehen. In Abbildung 3.13 werden für jede Messung einzeln ermittelte Dämpfungskonstanten gezeigt. Dazu wurden die aus den via Gl. (3.7) und (3.8) bestimmten Abklingzeiten gemäß den Gl. (3.9) und (3.10) in Dämpfungskonstanten umgerechnet. Die Dämpfung der Kittelmode liegt im Mittel bei $\alpha_{av} = 0,006(1)$. Die Zunahme der Dämpfung der Kittelmode in Anwesenheit einer PSSW kann als Energietransfer von der Kittelmode zur PSSW interpretiert werden.

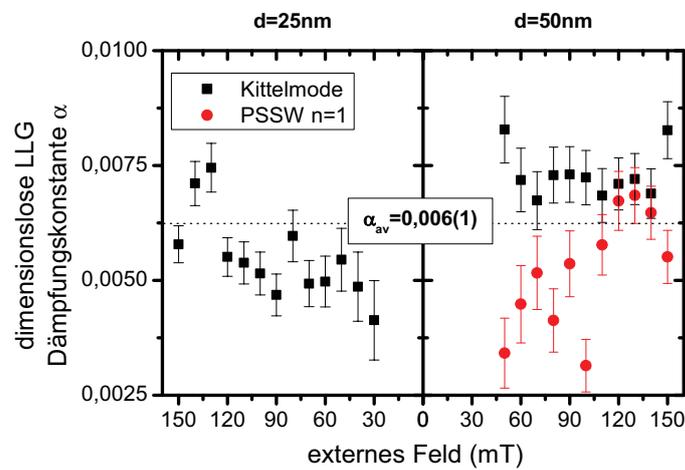
3.3.5 Spinpolarisation

Innerhalb der ersten Pikosekunden, nachdem der Pumpimpuls die Schicht erreicht hat, findet die Demagnetisierung statt. Im Drei-Temperatur-Modell von Beaupaire [BMDB96] wird dieser Prozess durch eine Kopplung von Elektronen- und Spinsystem erklärt. Mittels einfacher Ratengleichungen lässt sich die zeitliche Entwicklung der in diesem Modell separablen Gitter-, Elektronen- und Spintemperaturen beschreiben. Die kurze Pulslänge von ca. 80 fs ermöglicht im TRMOKE-Experiment eine Beobachtung der zeitlichen Entwicklung der Spintemperatur, die während der ersten Pikosekunden proportional zur Kerr-Rotation ist (siehe G.Müller et al. [Mül09]). Abbildung 3.14 zeigt die Differenz von Messungen für

¹⁷ Die Formeln (3.9) und (3.10) basieren auf der sogenannte Makrospinapproximation. In dieser Näherung wird α systematisch überschätzt (siehe Miltat et al. [MAT02]).



(a)



(b)

Abbildung 3.13: Spinwellendämpfung in CoFeB. a) Hintergrundbereinigte TRMOKE-Messungen und Kurvenanpassungen von Gl. (3.7) und (3.8). b) Bestimmung der Dämpfungskonstanten.

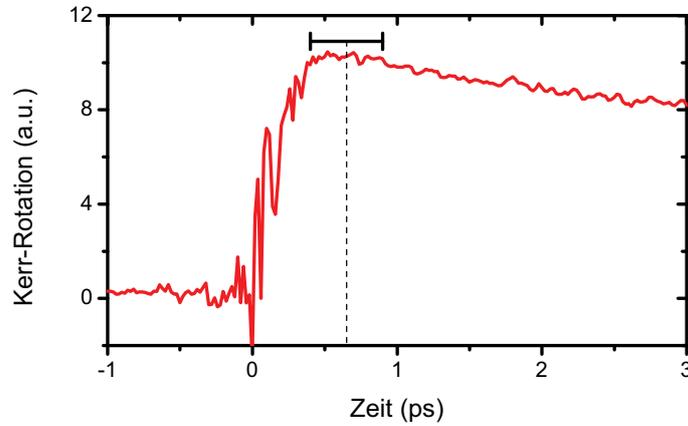


Abbildung 3.14: Ermittlung der Demagnetisierungszeit τ_M . Die Ausgangsleistung des Verstärkers lag bei 350 mW

± 150 mT. In dieser Differenz ist der Reflektivitätsanteil eliminiert. Das Maximum der Demagnetisierung ist nach $\tau_M = 650(250)$ fs erreicht. Da gemäß [Mül09]

$$\tau_m = \frac{C}{1 - P}$$

$$P := \frac{n^\uparrow - n^\downarrow}{n^\uparrow + n^\downarrow} \Big|_{E_F}$$

gilt, ergibt diese Zeit eine Spinpolarisation von $P = 70(10)\%$ ($C = 0,18$ ps). Da dieser Wert nur auf einer Messung beruht, ist die Aussagekraft zunächst gering. Allerdings stimmt die Größe mit Literaturangaben gut überein. So geben Huang et al. [HCC08] für ebenfalls amorphes, nicht ausgeheiztes $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ eine durch Punkt-Kontakt-Andreev-Reflektion bestimmte Polarisation von $P = 65(2)\%$ an.

3.3.6 Zusammenfassung und Diskussion I

Die Kombination aus TRMOKE- und SQUID-Experiment führt für die untersuchten CoFeB-Schichten auf die folgenden Materialparameter:

$$\begin{aligned}
 g &= 2,04(1) \\
 B_S &= 1,8(2) \text{ T} \\
 A &= 2,0(1) \cdot 10^{-11} \text{ J/m} \\
 \alpha &= 0,006(1) \\
 \tau_M &= 650(250) \text{ fs} \\
 P &= 70(10) \%.
 \end{aligned}$$

Der bestimmte durchschnittliche Landé-Faktor $g = 2,04(1)$ liegt unter dem für kristallines $\text{Fe}_{75}\text{Co}_{25}$ ermitteltem $g_{Lit} = 2,09$ (Schreiber et al. [SPF⁺95]). Die via $g = 2,04(1)$ bestimmten Sättigungsmagnetisierungen von durchschnittlich $1,8(2)$ T streuen um bis zu 10%. Paluskar et al. [PLS⁺09] haben mittels magnetischer, zirkularer Röntgenschichtabsorptionsspektroskopie (XMCD) einen minimalen g-Faktor für $\text{Co}_x\text{Fe}_{100-x}\text{B}_{20}$ bei $x \approx 20$ bestimmt. Dieser liegt bei $g_{Lit} = 2,09$. Da XMCD bei der Bestimmung des (kleinen) orbitalen Moments m_l methodenbedingt ungenau ist, ist dies kein direkter Widerspruch. Eine noch stärkere Reduktion des Bahnmoments, wie es die TRMOKE-Charakterisierung der im SQUID untersuchten CoFeB-Probe zunächst nahelegt, ist unwahrscheinlich. Ohne Bahnmoment kann es keine lokale magnetische Anisotropie geben, und die im Experiment genutzte Feldpulsanregung würde nicht stattfinden. Wie schon im Zuge der Auswertung ausführlich diskutiert wurde, hat der g-Faktor zudem im Rahmen dieser Auswertung einen stark effektiven Charakter.

Ein Grund für die Streuung der Materialparameter ist, dass $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ nicht nur bezüglich des Verhältnisses zwischen Eisen und Kobalt ein maximiertes magnetischen Moment μ (siehe Abbildung 2.10) aufweist, sondern auch bezüglich Eisen und Bor ein Extremum in μ vorliegt (siehe [HTB94]). Gleichzeitig ist der Anteil an Bahnmoment minimiert, was einen minimalen g-Faktor zur Folge hat. Aufgrund der besonderen Zusammensetzung von $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ reagieren $g \approx 2 + \frac{2m_l}{m_s}$ und $\mu = m_l + m_s$ besonders sensitiv auf leichte Änderungen der Zusammensetzung. Eine Ursache für eine solche Abweichung kann z.B. Bordiffusion von der Schicht in das Substrat oder Oxidation der TM-Atome an der Grenzfläche Substrat / CoFeB sein. Als Quelle für die Sauerstoffatome käme die unvermeidbare, native, amorphe SiO_2 -Schicht auf dem Si(100)-Substrat in Frage. S.U. Jen et al. [JYC⁺06] konnten mittels Auger-Elektronen-Tiefen-Profil-Analyse genau diese Prozesse für

amorphes $\text{Co}_{78}\text{Fe}_{11}\text{B}_{11}$ auf Glassubstrat nachweisen. Für die leicht veränderte Zusammensetzung kristallinen $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}$'s geben Meyer und Asch [MA61] einen g -Faktor von $g_{Lit} = 2,04$ an. Da auch das Sputtertarget Inhomogenitäten aufweisen kann, sowie die Präparationsbedingungen (Sputterrate, Druck etc.) für die unterschiedlichen Schichten nicht exakt identisch waren, ist die Streuung der Parameter unvermeidbar. Leider konnte keine keilförmige Schicht hergestellt werden. Eine solche Probe würde eine systematischere Analyse der Schichtdickenabhängigkeit ermöglichen. Im Nachhinein betrachtet wäre es zudem sinnvoll gewesen, die CoFeB-Schicht in eine Sandwichstruktur aus Substrat / Ru / CoFeB / Ru einzufügen, um Asymmetrien durch eventuelle einseitige Diffusion oder Oxidation ausschließen zu können.

Die geringe Dämpfung reflektiert den kleinen Anteil an Bahnmoment. Bei wenig Bahnmoment werden die auf Spin-Bahn-Wechselwirkung basierenden Elliot-Yafet-spin-flip-Prozesse¹⁸ unterdrückt:

$$\alpha \propto (g - 2)^2.$$

Oogane et al. [OWY⁺06] haben diese Relation systematisch für verschiedene Ferromagnete untersucht und bestätigt. Gleichzeitig gilt laut Koopmans [KRLdJ05]:

$$\tau_M \propto \frac{1}{\alpha}.$$

Je kleiner die Dämpfung ist, desto länger dauert der Energietransfer vom Gitter in das Spinsystem.

Im Fokus des zweiten Teils der experimentellen Ergebnisse stehen zweidimensionale Lochgitter auf dünnen CoFeB-Schichten, deren charakteristische Größen Radius r und Lochabstand a im μm -Bereich liegen. Welche Bedeutung hat die Dämpfung für diese Art magnonischer Kristalle? Wie in Abschnitt 2.4 gezeigt, kann man z.B. die in n -ter Ordnung quantisierte, propagierende Damon-Eshbach-Mode, d.h. $k_{DE} = \frac{n\pi}{a}$, zur näherungsweisen Beschreibung wichtiger Eigenmoden heranziehen. Damit sich eine solche Mode, ausgehend von der lokalen experimentellen Anregung, als Blochmode im Kristall ausbilden kann, muss sie eine Distanz von möglichst vielen Gitterkonstanten a überwinden können, ohne dabei wesentlich ihre Phasenkohärenz zu verlieren. Aus der Phasengeschwindigkeit v_{Ph} , einer Gitterkonstante von $a = 3\mu\text{m}$ sowie der Dämpfungszeit $\tau \approx \frac{1}{\alpha\omega}$ ergibt sich eine

¹⁸ Dies sind Elektron-Phonon-Streuprozesse mit Spin-Inversion, die zumindest für einen Teil der Dämpfung verantwortlich sind.

Abklinglänge l von:

$$l = v_{Ph} \cdot \tau = \frac{\omega}{k} \tau \approx \frac{a}{n2\pi\alpha}.$$

Mit $\alpha = 0,006$ folgt für die erste Ordnung $l \approx 80 \mu\text{m}$. Diese Mode kann also 25 Einheitszellen durchlaufen, bevor ihre Amplitude um einen Faktor $1/e$ kleiner geworden ist. Eigenmoden mit höheren Ordnungen dephasieren zu schnell bzw. propagieren zu langsam, um eine globale Blochmode auszubilden.

3.4 Teil II: Strukturierte Filme

Die Grundlage für die folgende Diskussion sind strukturierte CoFeB-Filme auf Si(100)-Substraten. Zur Herstellung der Strukturen wurde mit einem fokussierten Galliumionenstrahl¹⁹ Material, direkt nach dem Aufwachsen der CoFeB-Schicht, wieder entfernt. Die für CoFeB gewählten FIB-Parameter orientierten sich dabei an SiO₂ (dwell time 1 μs , $I = 300 \text{ pA}$). Nach der Strukturierung wurden die Proben mit einer 3 nm dicken Ruthenium-Schicht abgedeckt. Die Absicht dabei war es, eine durch die Galliumionen des FIBs verursachte Rutheniumimplantation zu vermeiden. Der Nachteil ist eine Oxidation des CoFeB beim Transfer zwischen UHV-Sputterkammer und FIB.

Tabelle 3.1 liefert einen Überblick über die erstellten und diskutierten Strukturen. Da die strukturierten Bereiche eine endliche Kantenlänge von 100 μm bis 180 μm haben, konnte für jede Probe zunächst eine Messreihe im unstrukturierten Bereich durchgeführt werden. Hierbei zeigte sich, dass die mögliche Oxidation keinen signifikanten Einfluss auf die Spektren hat. Mittels der in Abschnitt 3.3 benutzten Klassifizierung und Kurvenanpassung ergeben sich die ebenfalls in Tabelle 3.1 gezeigten Materialparameter. Abbildung 3.15 zeigt elektronenmikroskopische Aufnahmen fertiger Strukturen, aufgenommen im FIB. Die endliche Positioniergenauigkeit der Probe unter dem Ionenstrahl verursacht einen deutlich sichtbaren, periodischen Versatz (Repositionierungsartefakt) in Struktur $\sigma_{0,3}^{1,5}$. Für die Struktur $\lambda_{0,7}^{3,5}$ wurde ein anderes Verfahren benutzt, bei dem die volle Struktur als stream-file eingelesen wurde und dann, ohne die Probe zu Verfahren, nur der Ionenstrahl mittels Elektronenoptik repositioniert wurde. Da für das stream-file nur eine begrenzte Anzahl an Rasterpunkten benutzt werden kann, ist mit dieser Methode ein gewisser Auflösungsverlust verbunden, so dass die Ränder der einzelnen Löcher etwas schlechter definiert sind. Da jedoch das Repositionierungsartefakt

¹⁹ focused ion beam (FIB); FEI Company nova nanolab

Bezeichnung	Lochabstand a (μm)	Radius r (μm)	Füllfaktor $f = \frac{\pi r^2}{a^2}$	Schichtdicke d (nm)	$\mu_0 M_S$ (T)	A (10^{-11} J/m)
$\sigma_{0,7}^{3,5}$	3,5	0,7	0,13	50	1,7(1)	1,7(1)
$\sigma_{0,5}^{2,5}$	2,5	0,5	0,13			
$\sigma_{0,3}^{1,5}$	1,5	0,3	0,13			
$\lambda_{0,7}^{3,5}$	3,5	0,7	0,13	50	1,6(1)	1,8(1)
$S_{2,5}^{23}$	23	2,5	0,04	125	1,8(1)	2,0(1)
$S_{2,5}^{20}$	20	2,5	0,05			
$S_{2,5}^{17}$	17	2,5	0,07			
$S_{2,5}^{15}$	15	2,5	0,09			
Σ_2^{10}	10	2	0,13	125	1,8(1)	2,0(2)
$\Sigma_{1,5}^{7,5}$	7,5	1,5	0,13			
Σ_1^5	5	1	0,13			
$\Sigma_{0,5}^{2,5}$	2,5	0,5	0,13			

Tabelle 3.1: Übersicht über geometrische und magnetische Parameter der strukturierten Filme. Die Löcher der Strukturserien S und Σ durchdringen die Schicht nur bis zur Hälfte, die von σ und λ ganz. Da sich verschiedene Strukturen der gleichen Serie auf der selben Probe befinden, sind die Materialparameter nur einmal angegeben.

vermieden wird, ist diese Methode wesentlich besser.

Wie im Theorieteil begründet, wird zur Interpretation auf die Dispersionsrelation homogener Filme zurückgegriffen. Die Auswertung erfolgt im Wesentlichen anhand von Leistungsspektren. Die einzelnen TRMOKE-Messungen, sowie der Hintergrundabzug werden nicht gezeigt. Als neuer experimenteller Parameter kommt die relative Orientierung ψ zwischen externem Feld und Struktur hinzu.

3.4.1 Propagierende magnonische Blochmoden

Für die im Folgenden gezeigten Leistungsspektren wurden feldabhängige TRMOKE-Messungen ($\varphi = 30^\circ$, $P_{\text{Rega}} = 400 \text{ mW}$, $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0 \dots 150 \text{ mT}$) für $\psi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ aufgenommen. Die Genauigkeit von ψ liegt bei $\pm 5^\circ$. Auf die in allen Spektren auftretenden Moden konstanter Frequenz wird später eingegangen, da sich diese nicht mit Hilfe der bisher benutzten Spinwellentheorie interpretieren lassen.

Für $\psi = 0^\circ$ zeigt das Spektrum im Vergleich zum unstrukturierten Film eine zusätzliche Mode. Die Lage der Kittelmode und der PSSW ändert sich nicht signifikant. Eine Interpretation der minimalen Frequenzreduktion dieser Moden folgt in Abschnitt 3.4.3. Die Annahme, dass es sich bei der neuen Mode um eine Damon-Eshbach-Mode ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$) handelt, führt durch Kurvenanpassung von Gl.

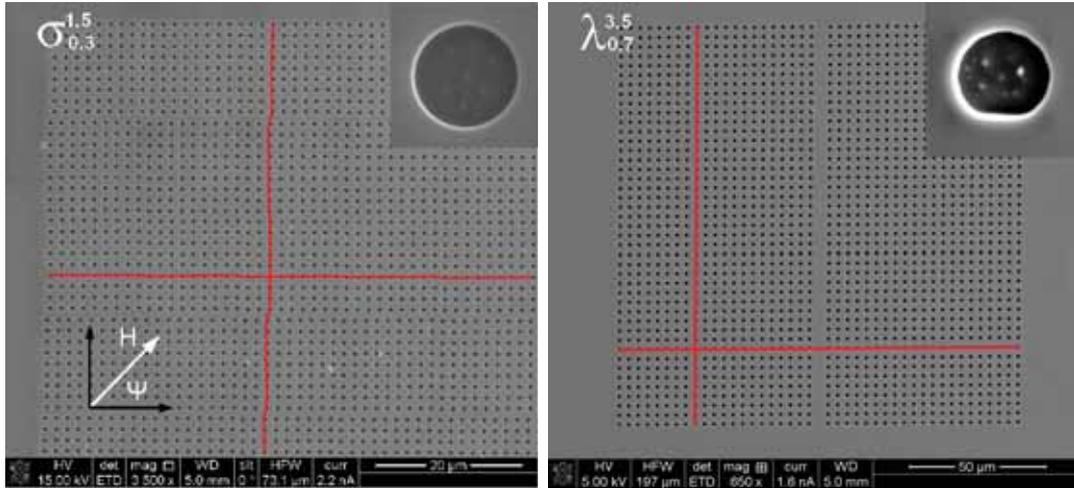


Abbildung 3.15: REM-Bilder der Strukturen. Die nur für die Struktur $\lambda_{0.7}^{3.5}$ benutzte stream-file-Methode verhindert das Repositionierungsartefakt.

(2.8) auf $k_{DE} = 10(1) \cdot 10^5$ 1/m. Dies entspricht der im Theorieteil diskutierten Eigenmode a (siehe Abbildung 2.9), die am Rand der ersten Brillouinzone bei $k = \frac{\pi}{a} = 9 \cdot 10^5$ 1/m liegt. Die leichte Abweichung nach oben deckt sich mit der aus der Bandstrukturrechnung folgenden Erwartung, dass der Rückgriff auf die Spinwellentheorie homogener Filme nur eine (gute) Näherung ist.

Bei $\psi = 45^\circ$ sind die, für $\psi = 0^\circ$ aufgrund des symmetriebrechenden externen Feldes unterschiedlichen Richtungen $\Gamma\mathbf{X}$ und $\Gamma\mathbf{X}'$ nun äquivalent.²⁰ Die Spinwellentheorie homogener Filme liefert für Propagationswinkel $\phi = 45^\circ$ und $\phi = 135^\circ$ die gleiche Frequenz (siehe Gl. (2.10) Abschnitt 2.1). Die für $\psi = 0^\circ$ gefundene Eigenmode a hat demnach für $\psi = 45^\circ$ dieselbe Frequenz wie Eigenmode c . Die Anpassung von (2.10) an die Mode liefert $k_{45^\circ} = 10(2) \cdot 10^5$ 1/m. Auch dieser Wert entspricht im Rahmen seines Fehlers dem theoretischen Wert. Die Leistungsamplitude ist deutlich größer als im Falle $\psi = 0^\circ$. Dies spricht dafür, dass hier sowohl die Mode mit einem Propagationswinkel von $\phi = 45^\circ$, als auch die Mode mit $\phi = 135^\circ$ angeregt wurden. Eine Drehung um $\psi = 90^\circ$ führt die Struktur wieder in sich selbst über. Das Leistungsspektrum für $\psi = 90^\circ$ entspricht daher dem für $\psi = 0^\circ$. Auch für $\psi = 90^\circ$ ist $k_{DE} = 8(2) \cdot 10^5$ 1/m $\approx \frac{\pi}{a}$.

Für kleinere Lochabstände a dominieren die Moden konstanter Frequenz die Spektren (siehe Abbildung 3.18). Die für $a = 3,5 \mu\text{m}$ gefundene Eigenmode mit $k \approx \frac{\pi}{a}$ lässt sich nur noch für $\psi = 45^\circ$ identifizieren. Die Kurvenanpassung von

²⁰ Für $\psi = 45^\circ$ wirkt sich der Symmetriebruch auf die Richtung $\Gamma\mathbf{M}$ aus.

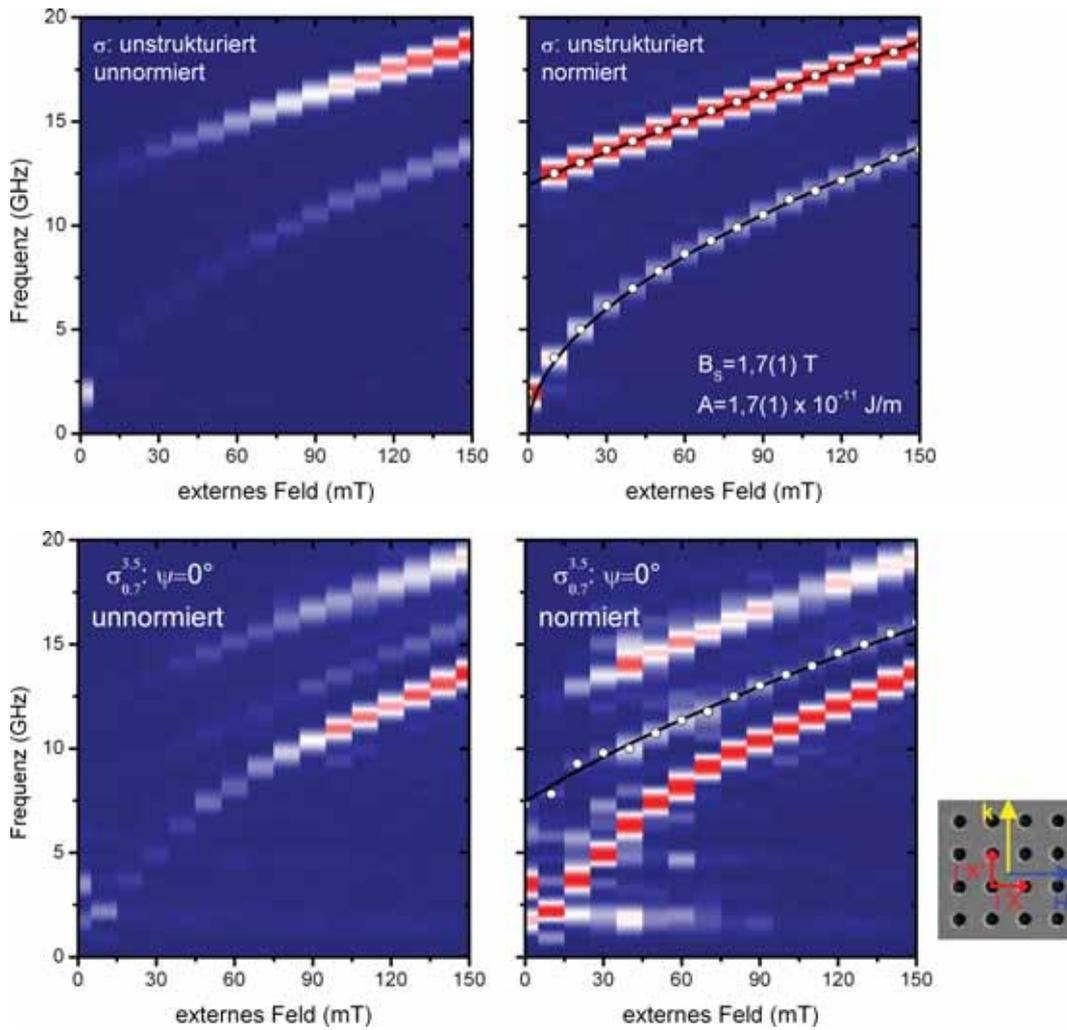


Abbildung 3.16: Leistungsspektren von $\sigma_{0.7}^{3.5}$ für $\psi = 0^\circ$, sowie im unstrukturiertem Bereich.

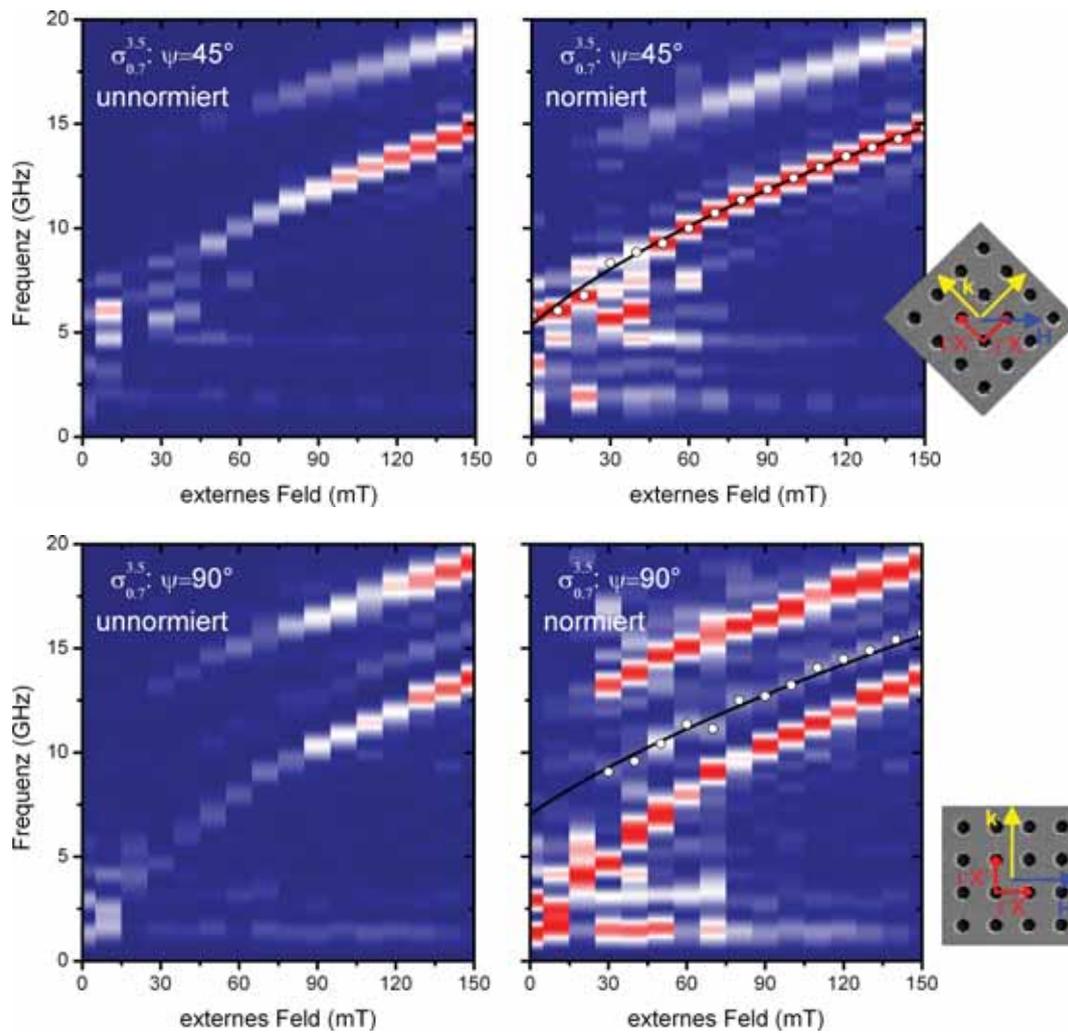


Abbildung 3.17: Leistungspektren von $\sigma_{0.7}^{3.5}$ für $\psi = 45^\circ$ und $\psi = 90^\circ$.

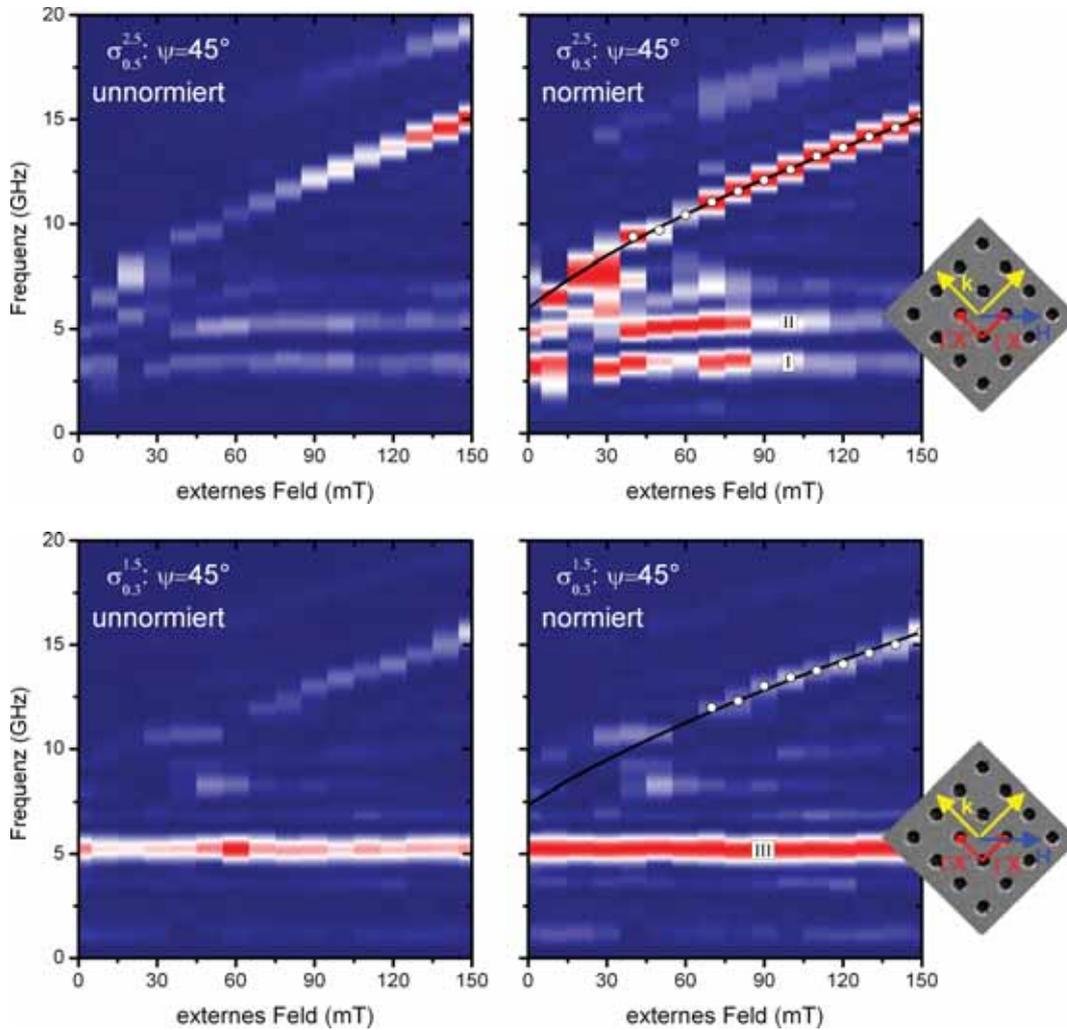


Abbildung 3.18: Leistungsspektren von $\sigma_{0.5}^{2.5}$ und $\sigma_{0.3}^{1.5}$ für $\psi = 45^\circ$.

(2.10) liefert:

$$\begin{aligned}
 k_{45^\circ}^{a=1,5 \mu\text{m}} &= 20(5) \cdot 10^5 \text{ 1/m} \approx 21 \cdot 10^5 \text{ 1/m} = \frac{\pi}{1,5 \mu\text{m}} \\
 k_{45^\circ}^{a=2,5 \mu\text{m}} &= 13(4) \cdot 10^5 \text{ 1/m} \approx 13 \cdot 10^5 \text{ 1/m} = \frac{\pi}{2,5 \mu\text{m}} \\
 k_{45^\circ}^{a=3,5 \mu\text{m}} &= 10(2) \cdot 10^5 \text{ 1/m} \approx 9 \cdot 10^5 \text{ 1/m} = \frac{\pi}{3,5 \mu\text{m}}
 \end{aligned}$$

Für alle Lochabstände a stimmen die Werte mit dem theoretischen Wert $k_{theo} = \frac{\pi}{a}$ im Rahmen des Fehlers überein.

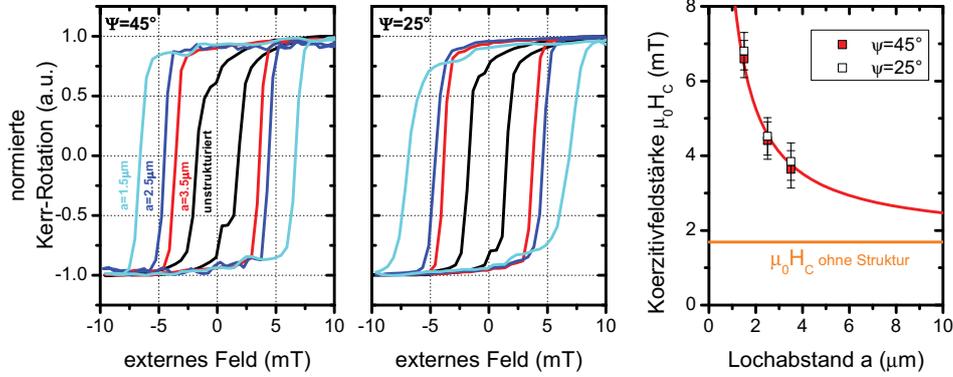


Abbildung 3.19: Hysteresekurven der Serie σ und Skalierungsverhalten des Koerzitivfelds. Die Ausgangsleistung des Verstärkers lag bei $P_{\text{Rega}} = 400 \text{ mW}$. Der Knick in den Kurven ist ein experimentelles Artefakt. Rechts sind aus den Hysterese-messungen bestimmte Koerzitivfelder als Funktion des Lochabstands, sowie eine Anpassung von Gl. (3.11) an die Koerzitivfelder (rote Kurve) zu sehen.

3.4.2 Geometrische Skalierung des Koerzitivfelds

Die Strukturierung der Oberfläche wirkt sich auch auf die statischen magnetischen Eigenschaften aus, wie Abbildung 3.19 zeigt. Die im statischen MOKE-Modus aufgenommenen in-plane Hysteresekurven zeigen keine signifikante Abhängigkeit von der relativen Orientierung zwischen externem Feld und Struktur ψ . Es zeigt sich, dass mit abnehmendem Lochabstand das Koerzitivfeld H_c zunimmt. Für diesen Effekt geben Ruiz-Feal et al. [RFLDH⁺02] die phänomenologische Formel

$$H_c = H_{c,\infty} + \frac{\beta}{a - 2r} \quad (3.11)$$

an.²¹ Die Interpretation von (3.11) ist, dass mit kleinerem Abstand der Lochränder $a - 2r$, in zunehmendem Maße Domänen zwischen den Löchern gepinnt werden. Abbildung 3.19 zeigt, dass Gl. (3.11) auch im vorliegenden Fall den Verlauf von H_c gut beschreibt.

²¹ Für die Serie σ ist $a - 2r = \frac{4a}{5}$. $H_{c,\infty}$ entspricht dem Koerzitivfeld einer Struktur mit unendlichem Lochabstand, also dem Koerzitivfeld einer unstrukturierten Probe.

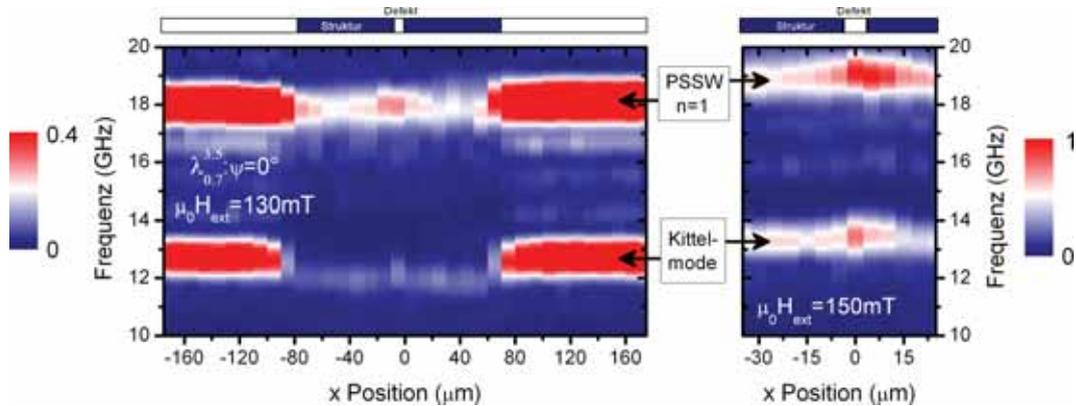


Abbildung 3.20: Ortsaufgelöste Leistungsspektren der Struktur $\lambda_{0,7}^{3,5}$. Zur Verdeutlichung der Signalreduktion hat das Spektrum für 130 mT eine andere farbliche Skala, als das auf das absolute Maximum normierte Spektrum für 150 mT.

3.4.3 Spinwellenleiter

Bei der Struktur $\lambda_{0,7}^{3,5}$ wurde die Lochreihe in der Mitte der Struktur weggelassen (siehe Abbildung 3.15). Im dadurch entstandenen Liniendefekt mit einer Breite von $7\ \mu\text{m}$ könnten theoretisch lokalisierte Defektmoden existieren. Wie die im Folgenden diskutierten Messungen zeigen, konnte diese Erwartung experimentell nicht bestätigt werden. Um den Einfluss des Defekts auf das Modenspektrum zu untersuchen, wurden ortsaufgelöste TRMOKE-Messung durchgeführt. Dazu wurde die horizontale Positionierbarkeit der Probe ausgenutzt. Da die hierzu benutzte, bereits vorhandene Schrittmotor-gesteuerte Mikrometerschraube ansonsten lediglich der Strahlcharakterisierung dient, liegt die Genauigkeit bei nur $\pm 5\ \mu\text{m}$. Der Gauß'sche Strahldurchmesser des Probepulses wurde durch einen Linsenwechsel auf $18\ \mu\text{m}$ verkleinert. Angesichts der Tatsache, dass der Defekt damit weniger als halb so breit wie der Probe-Strahl ist, wäre eine weitere Reduktion wünschenswert. Dies scheiterte aber am kompakten Aufbau des TRMOKE-Experiments. Um die Struktur und vor allem den Liniendefekt auf der Probe zu finden, wurde die horizontale Positionierbarkeit für eine ortsaufgelöste Reflektivitätsmessung²² benutzt. Trifft der Probe-Strahl auf die Struktur oder den Liniendefekt, so ändert sich die Reflektivität deutlich. Jeder Übergang zwischen unterschiedlichen Bereichen erzeugt im Reflektivitätssignal einen gaußförmigen Peak. Somit lässt sich der Liniendefekt leicht auffinden.

Für externe Felder von 130 mT und 150 mT ($\varphi = 30^\circ$, $\psi = 0^\circ$) wurde mit

²² Genauer gesagt gibt die Lock-in-Messung die durch den Pumpimpuls induzierte Änderung der Reflektivität an. Zur ortsaufgelösten Messung muss der Zeitpunkt, d.h. die Verzögerung zwischen Pump- und Probepuls, fixiert werden. Ein maximales Signal ergibt sich bei $\tau = 0\ \text{ps}$.

der beschriebenen Methode die in Abbildung 3.20 gezeigten orts aufgelösten Leistungsspektren bestimmt. Neue Moden sind nicht nachweisbar. Stattdessen sieht man sehr deutlich den Einbruch der Signalamplitude und eine leichte Abnahme der Frequenz der Kittelmode. Am Ort des Liniendefektes nimmt die Amplitude der PSSW und der Kittelmode wieder zu. Dies ist zu erwarten, da ohne Löcher der Bereich in dem diese Moden existieren können, und damit auch die Leistung mit der die Moden zum Messsignal beitragen, ansteigt. Das Verhältnis der Leistung der PSSW in der Struktur P_{strukt} zur Leistung im unstrukturierten Bereich $P_{unstrukt}$ liegt bei $P_{strukt}/P_{unstrukt} \approx 0,2$. Dies ist deutlich weniger, als aus dem geometrischen Füllfaktor $f = \frac{\pi r^2}{a^2}$ folgt: $1 - f = 0,87$.

Die Frequenzreduktion der Kittelmode um ca. 0,5 GHz kann auf verschiedene Arten interpretiert werden. Zunächst könnten Galliumionen des FIBs generell die Sättigungsmagnetisierung verringert haben. Ein solcher Effekt sollte auch die Frequenz der PSSW stark beeinflussen, was allerdings nicht der Fall ist. Weiter besteht die Möglichkeit, dass es sich im strukturierten Bereich bei der betrachteten Mode nicht um eine Kittelmode, sondern um eine Backward-Volume-Mode handelt. Bestimmt man den Wellenvektor durch Anpassung von Gl. (2.9) (Materialparameter aus Tabelle 3.1), so erhält man $k_{BV} = 4,1(1) \cdot 10^6 \text{1/m}$. Um diesen Wert in eine Beziehung zu den Strukturgrößen zu setzen, könnte man in Anlehnung an die Ergebnisse aus Abschnitt 3.4.1 die Mode als in fünfter Ordnung quantisierte Backward-Volume-Mode ($k_{BV} \approx \frac{5\pi}{a}$) interpretieren. Die Berechnungen des internen Feldes (Abschnitt 2.3) lassen allerdings erwarten, dass es in Propagationsrichtung der Backward-Volume-Mode eine sehr starke Inhomogenität des internen Feldes gibt, wodurch diese Mode unterdrückt werden sollte, oder so stark modifiziert wird, dass eine Beschreibung mit Hilfe von Gl. (2.9) eine schlechte Näherung ist. Modelliert man die Frequenzabnahme durch ein internes Feld $H_{int} = H_{ext} + H_{dem}$ in Gl. (2.11) an Stelle des reinen externen Feldes, so ergibt sich $\mu_0 H_{dem} = -10(6) \text{ mT}$. Eine noch kleinere Frequenzabnahme (0,1 GHz) im strukturierten Bereich kann auch für die PSSW bestimmt werden. Ersetzt man das externe Feld in Gl. (2.7) durch $H_{int} = H_{ext} + H_{dem}$, so ergibt sich ein ähnliches Demagnetisierungsfeld von $\mu_0 H_{dem} = -9(8) \text{ mT}$. Für den Existenzbereich von PSSW und Kittelmode bedeutet dieses Ergebnis, dass sich diese Moden in dem in Abschnitt 2.3 als effektiver Wellenleiter bezeichneten Bereich ausbilden (siehe Abbildung 2.6). Genau hier liegt das interne Feld leicht unter dem externen Feld. Wenn die Kittelmode und PSSW nur hier existieren, so erklärt sich auch die starke Signalreduktion.

Ausgehend von der Spinwellentheorie homogener Filme, kann man in Anlehnung an die Damon-Eshbach-Mode im Kristall, als Defektmode in dieser Geome-

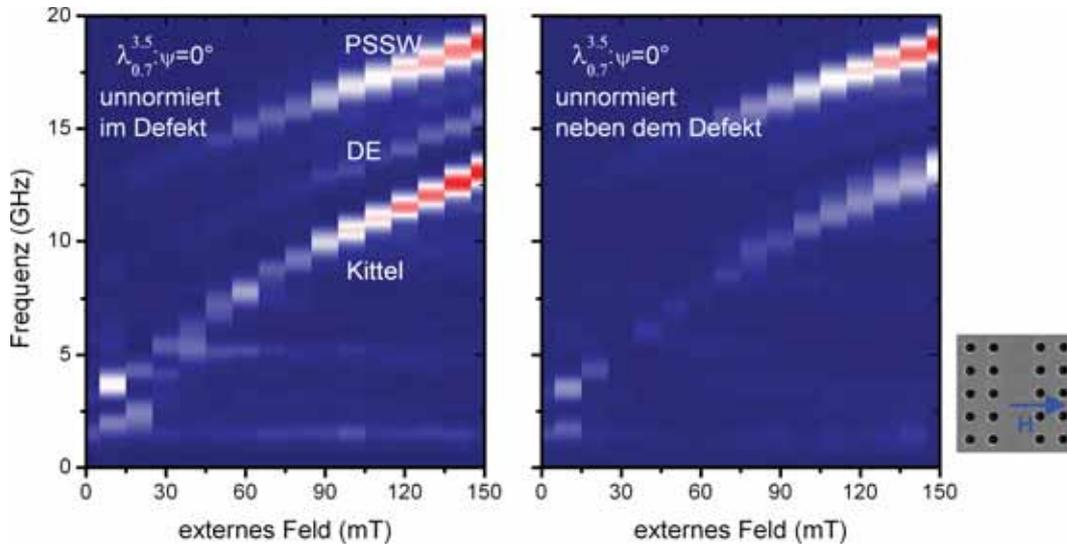


Abbildung 3.21: Feldaufgelöste Leistungsspektren von $\lambda_{0,7}^{3,5}$ im Defekt und links daneben.

trie eine Backward-Volume-Mode mit $k = \frac{\pi}{2a}$ erwarten. Bei $\mu_0 H_{ext} = 150$ mT sollte die Frequenz dieser Mode $f_{Defekt} - f_{Kittel} \approx 0,05$ GHz unter der Kittelmode liegen. Diese Differenz ist zu klein, als dass sie experimentell aufgelöst werden könnte. Im ortsaufgelösten Spektrum fehlt scheinbar die quantisierte Damon-Eshbach-Mode, die im Spektrum der Struktur $\sigma_{0,7}^{3,5}$ gefunden wurde. Für 150 mT ist diese Mode bei ca. 16 GHz andeutungsweise zu erkennen. Die Abbildung 3.21 zeigt feldaufgelöste Leistungsspektren, aufgenommen im Defekt und ca. $20 \mu\text{m}$ links vom Defekt. Diese Spektren zeigen, dass die quantisierte DE-Mode sehr schwach im perfekt strukturierten Bereich und etwas deutlicher im Liniendefekt vorhanden ist. Bei den Messungen für die ortsaufgelösten Spektren hat die Ungenauigkeit der Positionierung wahrscheinlich dazu geführt, dass der Liniendefekt nicht gut getroffen wurde. Die sehr schwache DE-Mode war eventuell aufgrund eines etwas schlechteren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses am Messtag schlecht detektierbar. Die Leistungszunahme im Defekt korreliert auch hier mit dem größeren Existenzbereich der DE-Mode (vergleiche Abbildung 2.6).

3.4.4 Moden konstanter Frequenz

Je kleiner die Strukturen werden, desto dominanter werden Moden, die im Spektrum so gut wie keine Feldabhängigkeit zeigen. Die Berechnungen des internen Feldes (siehe Abschnitt 2.3) zeigen, dass gleichzeitig die Inhomogenität des internen Feldes immer weiter zunimmt. Betrachtet man Abbildung 2.6, so kann man

insbesondere erkennen, dass es immer Bereiche am Lochrand gibt, in denen H_{int} stark absinkt. In einer sehr groben Näherung kann man für das interne Feld annehmen, dass es hier völlig verschwindet. Unter Benutzung der Spinwellentheorie homogener Filme ergibt sich für $H_{ext} = 0$ und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die folgende Dispersion für austauschdominierte Moden:

$$f = \frac{g\mu_B\mu_0}{h} \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S} \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \left(\frac{2A}{\mu_0 M_S} \frac{4\pi^2}{\lambda^2} + M_S \right)}. \quad (3.12)$$

Über Gl. 3.12 ergeben sich für die mit I, II und III in Abbildung 3.18 markierten Moden, Wellenlängen von

$$\begin{aligned} \lambda_I &= 340(60) \text{ nm} \\ \lambda_{II} &= 220(20) \text{ nm} \\ \lambda_{III} &= 230(20) \text{ nm}. \end{aligned}$$

Die Hälfte der Wellenlänge entspricht in etwa der Größe der Inhomogenität mit verschwindendem internem Feld. Es ist klar, dass diese Beschreibung viel zu simpel ist. Wie Abbildung 3.22 illustriert, kann man davon ausgehen, dass dieser Bereich des internen Feldes mit größer werdendem externen Feld immer kleiner wird. Folglich müsste die Frequenz zunehmen. Der für Abbildung 3.22 genutzte mikromagnetische Ansatz stößt allerdings für den betrachteten Bereich an seine Gültigkeitsgrenze: wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, tritt genau für den in Abbildung 3.22 gezeigten Schnitt am Lochrand eine sehr starke Richtungsveränderung der Magnetisierung auf. Die Längenskala hierfür liegt im Bereich der Austauschlänge λ_{M_S} , so dass die Austauschenergie nicht mehr vernachlässigt werden darf.

Der Ansatz (3.12) erklärt nicht die mitunter komplizierte Abhängigkeit von der relativen Verdrehung ψ . Ein weiteres Spezifikum der Moden konstanter Frequenz ist, dass sie bei Vorzeichenwechsel des externen Feldes nicht das Vorzeichen ihrer Amplitude ändern. Im Allgemeinen sollte man aber gerade dies von magnetischen Oszillationen erwarten. Dies führte auf die Vermutung, dass es sich bei den betrachteten Moden um phononische Schwingungen handelt. Zeitaufgelöste Reflektivitätsmessungen konnten diesen Verdacht jedoch widerlegen. Diese zeigen zwar eine Oszillation, deren Frequenz ist mit 0,5 GHz allerdings zu klein. Hierbei handelt es sich höchstwahrscheinlich um eine akustische Oberflächenwelle, die im Substrat propagiert. Solche Moden werden in strukturierten metallischen Filmen typischerweise durch die für das Substrat und den Film unterschiedliche Pumpulsabsorbtion induziert (siehe [Mül07], S.90ff.). Der benutzte experimen-

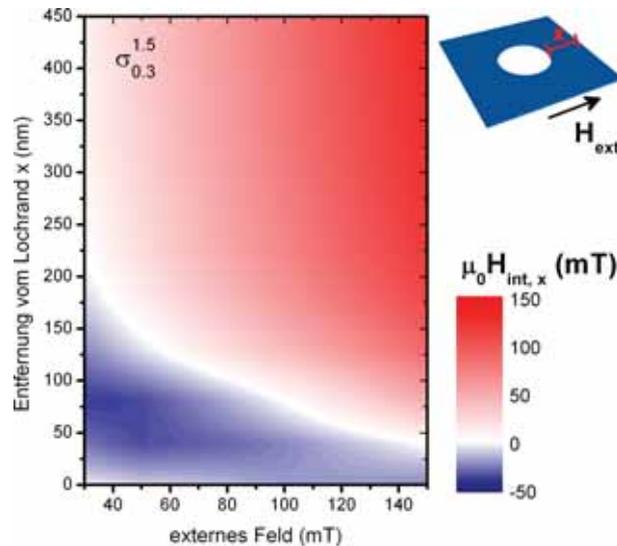


Abbildung 3.22: Berechnung der x -Komponente des internen Feldes. Die in der Simulation verwendete Geometrie entspricht der Struktur $\sigma_{0,3}^{1,5}$. Gezeigt ist der Feldverlauf entlang der roten Linie.

telle Aufbau wird in vereinfachter Form für die Anregung und Untersuchung von solchen Phononen genutzt (siehe Lin et al. [LMF⁺93]). Um eine phononenbasierte Herkunftshypothese der Moden konstanter Frequenz aufrecht zu erhalten, müsste man letztlich magneto-elastische Kopplung im Gesamtsystem Substrat-CoFeB bemühen. Stattdessen kann der ausbleibende Phasensprung auch als Hinweis auf den Existenzbereich einer magnetischen Mode gedeutet werden, der interne Felder unterschiedlicher Vorzeichen umfassen könnte (siehe Abbildung 2.5). Ein weiteres Indiz für diese Interpretation ist der experimentelle Befund, dass im Gegensatz zu den felldispersiven Moden, das externe Feld nicht aus der Filmebene herausgekippt werden muss, um die Moden konstanter Frequenz anzuregen. Wie Abbildung 2.5 zeigt, ist im Bereich großer Felddinhomogenität nicht nur der Betrag, sondern auch die Richtung des internen Feldes sehr variabel. Somit ist nachvollziehbar, dass der auf einer Nichtkollinearität von \mathbf{H}_{ext} und \mathbf{M} beruhende Anregungsmechanismus im homogenen Film (vergleiche Abschnitt 3.1), übertragen auf eine Anregung im internen Feld eines strukturierten Films, trotz eines externen Feldes in Filmebene, gut funktioniert.

3.4.5 Zusammenfassung und Diskussion II

In den Leistungsspektren der Strukturserie σ wurde eine neue, propagierende Mode identifiziert. Dazu wurde unter Vernachlässigung der Inhomogenität des inter-

nen Feldes auf die Spinwellentheorie homogener Filme zurückgegriffen. Die Untersuchungen der Struktur mit Liniendefekt legen nahe, dass die propagierende Mode zwischen den Löchern lokalisiert ist, d.h. genau da, wo die vereinfachte theoretische Beschreibung am Besten zutrifft. Dieser, bereits bei der numerischen Berechnung von H_{int} als effektiver Wellenleiter bezeichneter Bereich gibt eine vom externen Feld unabhängige Ausbreitungsrichtung vor, wie die Spektren für $\psi = 0^\circ$ und $\psi = 45^\circ$ zeigen. Wie die Bandstrukturrechnung (Kapitel 2.4) nahelegt, stellt sich ein Wellenvektor $k = \frac{\pi}{a}$ am Rand der ersten Brillouinzone ein. Nimmt der Lochabstand a ab, so kann die Mode erst ab einem größeren externen Feld im Spektrum nachgewiesen werden (vergleiche Spektren von $\sigma_{0.7}^{3.5}$ und $\sigma_{0.3}^{1.5}$ für $\psi = 45^\circ$). Dieser Trend zeigt sich auch für die Breite des effektiven Wellenleiters in den Berechnungen des internen Feldes (siehe Abbildung 2.6). Durch die Größe der Struktur, dessen Orientierung ψ im externen Feld, sowie der Feldstärke, können Wellenvektor, Frequenz und Leistung dieser Mode gezielt manipuliert werden.

Um mit dem vorhandenem Aufbau die Propagation nachzuweisen, wurde der ansonsten möglichst exakte Überlapp von Pump- und Probestrahl gezielt gestört. Die Idee ist hierbei, dass eine vom Pumpimpuls und der Struktur induzierte, propagierende Mode in diesem Fall am Ort des Probepulses zeitlich verzögert ankommt. Es zeigte sich, dass eine magnetische Oszillation nur dann signifikant nachweisbar war, wenn die Gauß'schen Strahlprofile sich überlappten. Dieses Signal konnte dann immer ohne eine zusätzliche, propagationsbedingte zeitliche Verzögerung gemessen werden. Das Experiment ist allerdings nur sinnvoll, wenn ein räumlicher Überlapp von Pump- und Probestrahl ausgeschlossen werden kann, da auch am Rand des Pumpimpulses noch Spinwellen angeregt werden. Aufgrund nicht perfekter Translationsinvarianz der Struktur und der Inhomogenität des internen Feldes ist der Wellenvektor nicht scharf im k -Raum lokalisiert. Für die Propagation ist daher die Gruppengeschwindigkeit $v_{gr} = \frac{d\omega}{dk}$ maßgeblich. Betrachtet man die Struktur $\sigma_{0.7}^{3.5}$, so ergibt sich aus Gl. (2.8) für die mit $k = \frac{\pi}{a}$ propagierende Mode ($\psi = 0^\circ$), bei einem externem Feld von 150 mT ($\varphi = 30^\circ$), eine Gruppengeschwindigkeit von $v_{gr} \approx 13000$ m/s. Es dauert damit 1,5 ns, bis diese lokal angeregte Spinwelle eine Strecke von $l = 20 \mu\text{m}$ zurückgelegt hat. Angesichts der Problematik der schlecht definierten Propagationsstrecke, sowie der maximalen zeitlichen Verzögerung zwischen Pump- und Probepuls von $\tau_{max} = 1$ ns und der zusätzlichen Energiedissipation verdeutlicht diese Rechnung, dass ein Propagationsnachweis mit dem vorhandenem Aufbau nicht möglich ist. Numerische Simulationen von lokal angeregten Spinwellen in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Lochgittern (Neusser et al. [NBG08]) zeigen, dass eine Propagation tatsächlich vor allem orthogonal zum externen Feld erfolgt und innerhalb einer Nanosekunde nur wenige Einheitszellen überwindet. Man kann also davon

ausgehen, dass die vom Pumpimpuls angeregten Spinwellen innerhalb der maximalen Messzeit von 1 ns nur unwesentlich propagieren. Somit ist auch verständlich, warum die Leistungsspektren der Serien S und Σ keine signifikante Veränderung im Vergleich zum unstrukturierten Film zeigen. Die Abstände der einzelnen Löcher sind in diesen Strukturen sehr groß (siehe Tabelle 3.1), so dass der Pumpimpuls nur wenige Einheitszellen anregt, und sich keine ausgedehnte Blochmode ausbildet. Das Fehlen von Moden mit konstanter Frequenz in den Spektren der Serien S und Σ verweist auf deren Existenzgebiet im stark inhomogenen Bereich des internen Feldes nahe am Lochrand. Diese Bereiche sind für große Lochabstände immer für jedes Loch separat und relativ unbedeutend (siehe Abbildung 2.6). Erst wenn bei hinreichend kleinem Lochabstand und externem Feld ein ausgedehnter inhomogener Bereich entsteht, können Moden mit konstanter Frequenz angeregt werden.

Diese Erklärung ist spekulativ, da sie von einer letztlich unbewiesenen magnonischen Herkunft dieser Moden ausgeht. Aktuelle TRMOKE-Experimente von B. Lenk an strukturierten Nickelfilmen²³ zeigen ebenfalls Moden, die eine vom externen Feld unabhängige Frequenz in der Größenordnung einiger GHz aufweisen. Nimmt man an, dass diese Oszillationen einen magnonischen Ursprung haben, so bietet der für separate Strukturelemente entwickelte Quantisierungsintegralformalismus (Abschnitt 2.2, Gl. (2.12)) einen Ausgangspunkt zur theoretischen Behandlung. Die Beschränkung der räumlichen Integration auf Orte mit reellem \mathbf{k} könnte zu Gunsten einer Integration über Wegstrecken durch die gesamte Einheitszelle ersetzt werden, um einem möglichen Blochcharakter auch dieser Moden gerecht werden zu können.

Die diskutierten Experimente zeigen, dass CoFeB ein vorteilhaftes Ausgangsmaterial für magnonische Kristalle ist. Einzelne Schichten können technologisch praktisch durch Sputtermethoden hergestellt werden. Nur unter speziellen Bedingungen realisierbare Epitaxie oder ein langwierige und damit für industrielle Anwendungen kostspielige Temperaturbehandlungen nach der Deposition sind nicht nötig. Ein Ausheizen der Schicht führt zu einer (partiellen) Kristallisation und verursacht damit einhergehend eine Zunahme der Dämpfung (siehe Bilzer et al. [BDK⁺06]). Dies ist jedoch zu vermeiden, da eine geringe Dämpfung große Kohärenzlängen für die Spinwellenpropagation ermöglicht. Wie magnetisch homogen eine solche amorphe CoFeB-Schicht ist, zeigen insbesondere die MOKE-Hysteresekurven (Abbildung 3.19). In ähnlichen Strukturen aus polykristallinem Nickel (siehe [Len08]) zeigt sich kein Einfluss auf das Hystereseverhalten im Ver-

²³ $d = 100$ nm; kubische Lochgitter mit Strukturabmessungen ähnlich der Serie σ

gleich zum unstrukturiertem Bereich. Die Ausbildung und das Pinning magnetischer Domänen wird hier von den einzelnen Kristalliten bestimmt, die kleiner als die Struktur sind. Die atomare Unordnung in CoFeB ist für magnetische Domänen und dipolare Spinwellen irrelevant. Andere gering gedämpfte Materialien wie Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, $\alpha = 0.008$) oder YIG (Yttriumeisengranat, $\alpha = 0.0003$) sind entweder polykristallin ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), oder müssen epitaktisch aufgewachsen werden (YIG). Die halbmetallischen Heuslerlegierungen weisen aufgrund der hohen Spinpolarisation eine noch viel geringere magnetische Dämpfung auf. Da gerade die letzteren Materialien nur unter großem Aufwand in guter Qualität und Quantität herstellbar sind, ist CoFeB eine physikalisch vielleicht weniger interessante Alternative, mit der funktionale magnonische Strukturen aber ohne viel Aufwand realisiert werden können. Über die genaue Zusammensetzung des ternären CoFeBs ergibt sich die Möglichkeit alle für Spinwellen maßgeblichen Materialparameter (g , M_S , A , α) zu beeinflussen. Da CoFeB gleichzeitig für TMR-Anwendungen ein beliebtes Material ist, könnte es in vielen zukünftigen spinellectronischen Bauelementen gewinnbringend eingesetzt werden.

Kapitel 4

Ausblick

Für zukünftige Experimente wäre eine Optimierung der Ortsauflösung vorteilhaft. Die gezeigten Messungen (Abbildung 3.20) deuten das Potential, das in dieser Technik vorhanden ist, nur an. Ein piezoelektrisches, zweidimensionales Abrastern sowie eine, wenn möglich, bis auf das Beugungsminimum reduzierte Strahl-taille könnten diese Art Messungen verbessern. Eine verbesserte Ortsauflösung würde zudem das Studium des Spektrums am Rand eines einzelnen Lochs ermöglichen. Vergleicht man die Vielzahl nah beieinanderliegender Frequenzen in der Bandstrukturechnung (siehe Abbildung 2.8) mit der theoretisch möglichen Linienbreite (Abbildung 3.4), so wäre eine bessere Frequenzauflösung vorteilhaft. Dies könnte durch längere delay-stage erreicht werden. Eine konkrete Anwendbarkeit der im Theorieteil diskutierten Bandstrukturechnung ist eigentlich nur in ferromagnetischen Kompositmaterialien gegeben. Neben aufwendigeren lithographischen Ansätzen, könnte man mit dem FIB durch Galliumionen- oder Deck-schichtatomimplantation gezielt Bereiche mit modifizierten Materialeigenschaften erzeugen, anstatt das Material ganz wegzunehmen. Die skizzierte Methode zur Bandstrukturberechnung kann auf Defektstrukturen erweitert werden. Dazu muss im wesentlichen das Profil der Sättigungsmagnetisierung modifiziert werden (periodischer Defekt in Übergitterapproximation). Ein solches Profil muss nicht durch eine analytische Lösung beschrieben werden, es kann genauso gut die FFT eines REM-Bilds benutzt werden. Zur Diagonalisierung des Eigenwertproblems (2.20) wurde bisher immer die volle Matrix \tilde{M} berücksichtigt. Aufgrund der Blockstruktur kann man sicherlich intelligentere Methoden nutzen, um Rechenzeit zu sparen oder um eine größere Anzahl reziproker Gittervektoren zu verwenden. Wichtiger als diese zusätzlichen Ideen wäre allerdings eine Berücksichtigung des internen Feldes - in der linearisierten Landau-Lifshitz-Gleichung (2.4) wird nur das externe Feld berücksichtigt. Dieser Nachteil ließe sich leicht beheben. Ein periodisches internes Feld könnte man entweder analytisch berechnen oder numerisch simulieren. Das Resultat müsste dann nur noch fouriertransformiert werden. Die analy-

tische Lösung ist aus Gründen der Zeitökonomie vorzuziehen. Man könnte durch eine Reihe von Simulationen Parameter bestimmen, die die analytische Lösung an die realistischere Simulation anpassen (effektiver Lochradius bzw. ellipsoides Loch und effektive Sättigungsmagnetisierung). Eine realistische Simulation verlangt zunächst eine Berücksichtigung der Austauschenergie, und daher eine feinere Diskretisierung der Makrozelle. Hierbei ist das benutzte Programm Nmag klar im Vorteil gegenüber oomf, da es über beliebig viele CPUs parallelisierbar ist. Bisherige Erfahrungen mit dieser Option zeigten, dass es dennoch mehrere Wochen dauern kann, bis eine solche Simulation abgeschlossen ist. Ein intelligenter Ansatz die Rechenzeit zu kürzen, ist die Ausnutzung der Variabilität der Mikrozellengröße in Nmag. So kann man nah am Lochrand fein diskretisieren und einen Einfluss der Austauschenergie ermöglichen. Weit weg vom Lochrand, also da wo aufgrund der homogenen Magnetisierungskonfiguration die Austauschenergie unbedeutend wird, können sehr große Mikrozellen gewählt werden. Bei der Berechnung des Gitternetzes mit netgen geschieht dies bereits in gewisser Weise, allerdings um die Rundung des Lochs gut zu nähern.

Kapitel 5

Appendix

5.1 Demagnetisierungstensor des Zylinders

In zylindrischen Koordinaten ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\theta = \arctan \frac{y}{x}$, z) gilt gemäß [Kra73]:

$$\phi(r, z) = 2\pi R \left\{ \left(\frac{z}{|z|} + \frac{d-z}{|d-z|} \right) I(1, 0; -2|0|) - \frac{z}{|z|} I(1, 0; -2|z|) - \frac{d-z}{|d-z|} I(1, 0; -2|d-z|) \right\}, \quad (5.1)$$

es ist dabei

$$I(m, n; p|x) = \int_0^\infty J_m(tR) J_n(tr) e^{-|x|t} t^p dt,$$

sowie J_m die Besselfunktion m -ter Ordnung. Einsetzen von Gl. (5.1) in (2.13) liefert (siehe [Kra73]):

$$\begin{aligned} T_{zz} &= \frac{R}{2} \left\{ \frac{z}{|z|} I(1, 0; 0|z|) + \frac{d-z}{|d-z|} I(1, 0; 0|d-z|) \right\} \\ T_{\theta\theta} &= \frac{R}{2r} \left(\frac{z}{|z|} + \frac{d-z}{|d-z|} \right) I(1, 1; -1|0|) \\ &\quad - \frac{R}{2r} \left\{ \frac{z}{|z|} I(1, 1; -1|z|) + \frac{d-z}{|d-z|} I(1, 1; -1|d-z|) \right\} \\ T_{rr} &= a - T_{zz} - T_{\theta\theta} \\ T_{xx} &= T_{rr} \cos^2 \theta + T_{\theta\theta} \sin^2 \theta \end{aligned}$$

wobei $a = 1$ im Zylinder und $a = 0$ außerhalb. Zur Berechnung des internen Feldes muss insbesondere das Integral (5.1) gelöst, oder numerisch integriert werden. Letzteres wurde für Abbildung 2.3 durchgeführt. Dabei wurde nur bis zum 100-fachen Radius anstatt bis ∞ integriert. Diese Näherung war notwendig, da das benutzte Programm (Scilab) nicht auf tabellierte, komplette elliptische Integrale

zurückgreifen kann.

5.2 Details zur Bandstrukturrechnung

Für das dynamische Feld \mathbf{h} folgt gemäß (2.16):

$$\begin{aligned}
 h_y &= \sum_{\mathbf{G}} h_{y,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}} \\
 &= \sum_{\mathbf{G}} \left(-m_{y,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) \frac{|\mathbf{k} + \mathbf{G}| \cdot d}{4} \sin^2 \phi_{\mathbf{G}} \right) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}} \\
 h_z &= \sum_{\mathbf{G}} h_{z,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}} \\
 &= \sum_{\mathbf{G}} \left(-m_{z,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) + m_{z,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) \frac{|\mathbf{k} + \mathbf{G}| \cdot d}{4} \right) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}}. \tag{5.2}
 \end{aligned}$$

Es ist dabei $\phi_{\mathbf{G}}$ der Winkel zwischen externem Feld \mathbf{H} und $\mathbf{K} = \mathbf{k} + \mathbf{G}$. Für die hier relevanten Lochgitter (Radius r , Abstand a) kann man eine analytische Lösung für die Fourierkomponenten $M_S(\mathbf{G})$ bestimmen (siehe J.O. Vasseur et al. [VDDRP96]):

$$M_S(\mathbf{G}) = \frac{2f(M_S^1 - M_S^2)}{P} J_1(P),$$

wobei $P = r|\mathbf{G}|$, $f = \frac{\pi r^2}{a^2}$ der Füllfaktor, J_1 die Besselfunktion erster Ordnung, M_S^1 die Sättigungsmagnetisierung im Loch und M_S^2 die Sättigungsmagnetisierung im restlichen Material ist. Der nächste Schritt orientiert sich an [KP08]. Einsetzen von (2.18), (5.2) und (2.19) in (2.15) liefert nach einer Indexvertauschung für die einzelnen Fourierkomponenten:

$$\begin{aligned}
 i\Omega m_{y,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) - m_{z,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) + \sum_{\mathbf{G}'} M_S(\mathbf{G} - \mathbf{G}') m_{z,\mathbf{k}}(\mathbf{G}') \left(-1 + \frac{|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|d}{4} \right) &= 0 \\
 i\Omega m_{z,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) + m_{y,\mathbf{k}}(\mathbf{G}) + \sum_{\mathbf{G}'} M_S(\mathbf{G} - \mathbf{G}') m_{y,\mathbf{k}}(\mathbf{G}') \frac{|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|d}{4} \sin^2 \phi_{\mathbf{G}'} &= 0. \tag{5.3}
 \end{aligned}$$

Bricht man die Summation nach einer endlichen Anzahl N reziproker Gittervektoren ab, so lässt sich das obige Gleichungssystem (5.3) in das Eigenwertproblem (2.20) umformen:

$$\tilde{M} \vec{m}_{\mathbf{k}}^j = i\Omega_j \vec{m}_{\mathbf{k}}^j.$$

Die $2N \times 2N$ -Matrix \tilde{M} hat dabei die folgende Blockform:

$$\tilde{M} = \left\{ \tilde{M}_{yy}, \tilde{M}_{yz}; \tilde{M}_{zy}, \tilde{M}_{zz} \right\}.$$

Es ist dabei $\tilde{M}_{yy}^{ij} = \tilde{M}_{zz}^{ij} = 0$ und

$$\begin{aligned} \tilde{M}_{yz}^{ij} &= \delta_{ij} - \frac{1}{H} \left(-1 + \frac{|\mathbf{k} + \mathbf{G}^j|d}{4} \right) M_S(\mathbf{G}^i - \mathbf{G}^j) \\ \tilde{M}_{zy}^{ij} &= -\delta_{ij} - \frac{1}{H} \frac{|\mathbf{k} + \mathbf{G}^j|d}{4} \sin^2 \phi_{\mathbf{G}^j} M_S(\mathbf{G}^i - \mathbf{G}^j), \end{aligned}$$

wobei $i, j = 1 \dots N$. Das Eigenwertproblem (2.20) führt auf $2N$ Eigenwerte, wobei jeder Eigenwert mit unterschiedlichem Vorzeichen zweimal vorhanden ist. In Abbildung 2.8 sind Punkte zu sehen, an denen sich einzelne Bänder scheinbar kreuzen (z.B. Punkt d). Eine feinere Abrasterung im \mathbf{k} -Raum zeigt, dass dies nicht der Fall ist.

5.3 Leistungsspektren von Strukturen mit großen Lochabständen

In den Strukturserien S und Σ sind die Lochabstände relativ groß (siehe Tabelle 3.1). Wie die Abbildung 5.1 belegt, zeigt sich kein signifikanter Einfluss auf das Leistungsspektrum. Nur für $\psi = 45^\circ$ kann für in den Spektren der Strukturserie Σ eine leichte Zunahme der Frequenz der Kittelmode festgestellt werden. In Anlehnung an die Interpretation der Spektren der Serie σ könnte man vermuten, dass die unterste Mode in diesem Fall eine propagierende Mode mit $k = \frac{\pi}{a}$ und $\phi = 45^\circ$ ist. Die begrenzte Frequenzauflösung der diskreten Fouriertransformation erschwert die Trennung von der PSSW erster Ordnung und verhindert deswegen eine quantitative Analyse.

5.3 Leistungsspektren von Strukturen mit großen Lochabständen

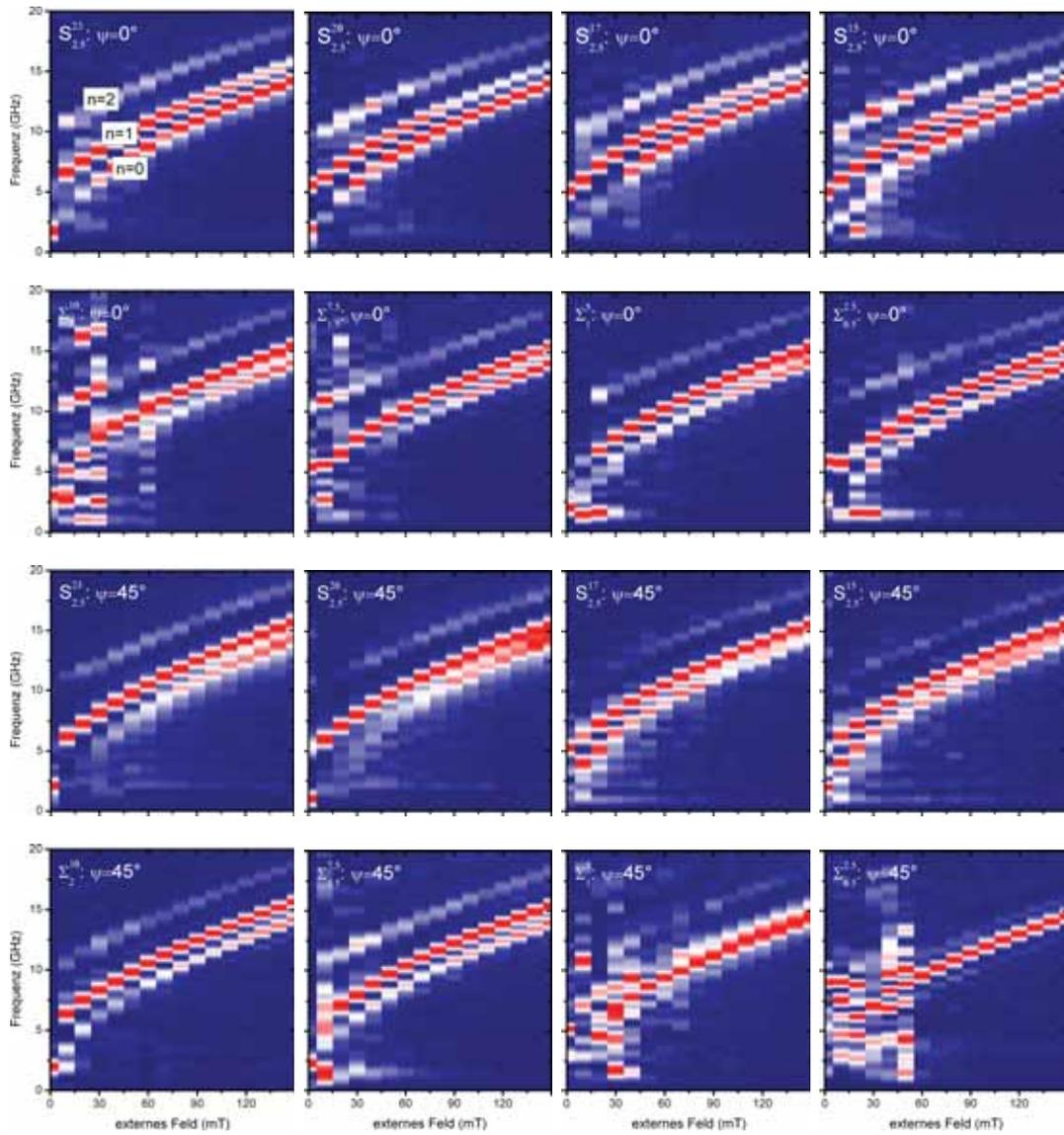


Abbildung 5.1: Normierte Leistungsspektren der Serien S und Σ .

Literaturverzeichnis

- [AM01] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2001. Zitiert auf S. 38.
- [BBF⁺88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61:2472–2475, 1988. Zitiert auf S. 10.
- [BDHS03] C. Bayer, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, and A.N. Slavin. Spin-wave wells with multiple states created in small magnetic elements. *Applied Physics Letters*, 82(4):607–609, 2003. Zitiert auf S. 1.
- [BDK⁺06] C. Bilzer, T. Devolder, J. Kim, G. Counil, and C. Chappert. Study of the dynamic magnetic properties of soft CoFeB films. *Journal of Applied Physics*, 100:053903, 2006. Zitiert auf S. 25, 40, 41, 43, 62.
- [BGSZ89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39:4828–4830, 1989. Zitiert auf S. 10.
- [BJ06] C. Bayer and J. Jorzick. *Spin-Wave Excitations in Finite Rectangular Elements, in Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, chapter 2, pages 57–103. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2006. Zitiert auf S. 10.
- [BMDB96] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel. *Physical Review Letters*, 76:4250–4253, 1996. Zitiert auf S. 44.
- [BPW⁺04] C. Bayer, J.P. Park, H. Wang, M. Yan, C.E. Campbell, and P.A. Crowell. Spin waves in an inhomogeneously magnetized stripe. *Physical Review B*, 69:134401, 2004. Zitiert auf S. 1, 11.

-
- [BSMM05] I.N. Bronstein, K.A. Semendjaew, G. Musiol, and H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 2005. Zitiert auf S. 30.
- [CRM83] R.E. Camley, T.S. Rahman, and D.L. Mills. Magnetic excitations in layered media: Spin waves and the light-scattering spectrum. *Physical Review B*, 27(1):261–277, 1983. Zitiert auf S. 10.
- [DE61] R.W. Damon and J.R. Eshbach. Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19:308–320, 1961. Zitiert auf S. 8, 10.
- [Djo06] M. Djordjević. *Magnetization dynamics in all-optical pump-probe experiments: spin-wave modes and spin-current damping*. PhD thesis, Universität Göttingen, 2006. Zitiert auf S. 6, 29, 44.
- [DL67] P. Duwez and S.C.H. Lin. Amorphous Ferromagnetic Phase in Iron-Carbon-Phosphorus Alloys. *Journal of Applied Physics*, 38:4096–4097, 1967. Zitiert auf S. 3.
- [DP99] M.J. Donahue and D.G. Porter. OOMMF User’s Guide, Version 1.0, Interagency Report NISTIR 6376. Technical report, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999. Zitiert auf S. 13.
- [DTN⁺05] D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, and N. Watanabe. 230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 86:092502, 2005. Zitiert auf S. 4.
- [DYH⁺04] I. Drikis, S.Y. Yang, H.E. Horng, C. Hong, and H.C. Yang. Modified frequency-domain method for simulating the electromagnetic properties in periodic magnetoactive systems. *Journal of Applied Physics*, 95(10):5876–5881, 2004. Zitiert auf S. 3.
- [DZ91] P. H. Dederichs and R. Zeller. Ab-initio calculations of the electronic structure of impurities and alloys of ferromagnetic transition metals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 100:241–260, 1991. Zitiert auf S. 24.

- [Ega84] T. Egami. Magnetic amorphous alloys: physics and technological applications. *Reports on Progress in Physics*, 74:1601–1725, 1984. Zitiert auf S. 4, 25.
- [EUM⁺09] G. Eilers, H. Ulrichs, M. Münzenberg, A. Thomas, K. Thiel, and M. Seibt. Long-range order on the atomic scale induced at Co-FeB/MgO interfaces. *Journal of Applied Physics*, 105:073701, 2009. Zitiert auf S. 40.
- [FBF⁺09] H. Fangohr, G. Bordignon, M. Franchin, A. Knittel P.A.J de Groot, and T. Fischbacher. A new approach to (quasi) periodic boundary conditions in micromagnetics: The macrogeometry. *Journal of Applied Physics*, 105:07D529, 2009. Zitiert auf S. 13.
- [FFBF] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, and H. Fangohr. A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag. *IEEE Transactions on Magnetism*, 43:2896–2898. Zitiert auf S. 13.
- [Gil04] T.L. Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetism*, 40:3443–3449, 2004. Zitiert auf S. 6.
- [GTG⁺05] L. Giovannini, S. Tacchi, G. Gubbiotti, G. Carlotti, F. Casoli, and F. Albertini. Brillouin light scattering study of exchange-coupled Fe/Co magnetic multilayers. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 17:6483–6464, 2005. Zitiert auf S. 25.
- [Gub61] A.I. Gubanov. Quasi-classical theory of amorphous ferromagnetics. *Soviet Physics: Solid State Physics*, 2:468–470, 1961. Zitiert auf S. 3.
- [HCC08] S.X. Huang, T.Y. Chen, and C.L. Cien. Spin polarization of amorphous CoFeB determined by point-contact Andreev reflection. *Applied Physics Letters*, 92:242509, 2008. Zitiert auf S. 4, 46.
- [HH93] Ch. Hausleitner and J. Hafner. Structural modeling of transition-metal-metalloid glasses by use of tight-binding-bond forces. *Physical Review B*, 47:5689–5708, 1993. Zitiert auf S. 4, 24.

-
- [Hil93] B. Hillebrands. *Spinwellen in dünnen Schichten und Schichtsystemen*, chapter 26, pages 26.1–26.16. Forschungszentrum Jülich GmbH, 1993. Zitiert auf S. 10.
- [HO02] B. Hillebrands and K. Ounadjela, editors. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1. edition, 2002. Zitiert auf S. 1.
- [HP95] M.J. Hurben and C.E. Patton. Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized isotropic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139:263–291, 1995. Zitiert auf S. 7, 8, 18.
- [HR79] R. Hasegawa and R. Ray. Magnetization of glassy Co-B alloys. *Journal of Applied Physics*, 50:1586–1588, 1979. Zitiert auf S. 24.
- [HTB94] J. Hafner, M. Tegze, and Ch. Becker. Amorphous magnetism in Fe-B alloys: First-principles spin-polarized electronic-structure calculations. *Physical Review B*, 49:285–298, 1994. Zitiert auf S. 4, 24, 47.
- [JDM⁺99] J. Jorzick, S.O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Barthenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, and A.N. Slavin. Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron sized magnetic wires. *Physical Review B*, 60(22):15194–15200, 1999. Zitiert auf S. 1.
- [JJWM08] J.D. Jouannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, and R.D. Meade. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 2. edition, 2008. Zitiert auf S. 2.
- [JS65] R.I. Joseph and E. Schlömann. Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Bodies. *Journal of Applied Physics*, 36:1579–1593, 1965. Zitiert auf S. 10.
- [JYC⁺06] S.U. Jen, Y.D. Yao, Y.T. Chen, J.M. Wu, C.C. Lee, T.L. Tsai, and Y.C. Chang. Magnetic and electrical properties of amorphous CoFeB films. *Journal of Applied Physics*, 99:053701, 2006. Zitiert auf S. 47.
- [Kit02] Ch. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 13 edition, 2002. Zitiert auf S. 39.

- [KKB⁺09] D. Kirk, A. Kohn, K.B. Borisenko, C. Lang, J. Schmalhorst, G. Reiss, and D.J.H. Cockayne. Structural study of amorphous CoFeB thin films exhibiting in-plane uniaxial magnetic anisotropy. *Physical Review B*, 79:014203, 2009. Zitiert auf S. 22.
- [KP08] M. Krawczyk and H. Puszkarski. Plane-wave theory of three-dimensional magnonic crystals. *Physical Review B*, 77:054437, 2008. Zitiert auf S. 16, 18, 67.
- [Kra73] L. Kraus. The Demagnetization Tensor of a Cylinder. *Czechoslovakian Journal of Physics B*, 23:512–519, 1973. Zitiert auf S. 11, 12, 66.
- [KRLdJ05] B. Koopmans, J. J. M. Ruigrok, F. Dalla Longa, and W. J. M. de Jonge. Unifying Ultrafast Magnetization Dynamics. *Physical Review Letters*, 95:267207, 2005. Zitiert auf S. 48.
- [KS86] B.A. Kalinikos and A.N. Slavin. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 19:7013–7033, 1986. Zitiert auf S. 7, 10, 28.
- [LDG08] K.M. Lebecki, M.J. Donahue, and M.W. Gutowski. Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41:175005, 2008. Zitiert auf S. 13.
- [Len08] B. Lenk. Beobachtung von Damon-Eshbach-Moden mittels Femtosekundenspektroskopie. Master's thesis, Universität Göttingen, 2008. Zitiert auf S. 3, 40, 62.
- [LMF⁺93] H.-N. Lin, H. J. Maris, L. B. Freund, K. Y. Lee, H. Luhn, and D. P. Kern. Study of vibrational modes of gold nanostructures by picosecond ultrasonics. *Journal of Applied Physics*, 73:37–45, 1993. Zitiert auf S. 60.
- [LP92] E.M. Lifshitz and L.P. Pitajewski. *Lehrbuch der theoretischen Physik IX: Statistische Physik Teil 2*. Akademie Verlag GmbH Berlin, 4. edition, 1992. Zitiert auf S. 5.

- [Lüt04] M. Lüttich. Wiederaufbau eines Titan-Saphir-Lasers und magnetische Simulation. Master's thesis, Universität Göttingen, 2004. Zitiert auf S. 13, 29.
- [MA61] A.J.P. Meyer and G. Asch. Experimental g' and g Values of Fe, Co, Ni and Their Alloys. *Journal of Applied Physics*, 3:330S–333S, 1961. Zitiert auf S. 48.
- [MAT02] J. Miltat, G. Albuquerque, and A. Thiaville. *An Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime*, chapter 1, pages 1–33. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2002. Zitiert auf S. 5, 44.
- [MDN⁺05] J. Moritz, B. Dieny, J. P. Nozières, R. J. M. van de Veerdonk, T. M. Crawford, D. Weller, and S. Landis. Magnetization dynamics and thermal stability in patterned media. *Applied Physics Letters*, 86:063512, 2005. Zitiert auf S. 2.
- [Mül07] G. M. Müller. Laser-induzierte Magnetisierungsdynamik in Halbleitern und ferromagnetischen Nanostrukturen. Master's thesis, Universität Göttingen, 2007. Zitiert auf S. 59.
- [Mül09] G. Müller. Spin polarization in half-metals probed by femtosecond spin excitation. *Nature Materials*, 8:56–60, 2009. Zitiert auf S. 44, 46.
- [NBG08] S. Neusser, B. Botters, and D. Grundler. Localization, confinement, and field-controlled propagation of spin waves in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. *Physical Review B*, 78:054406, 2008. Zitiert auf S. 1, 61.
- [NBSLG08] S. Neusser, M. Becherer, D. Schmitt-Landsiedel, and D. Grundler. Spin-wave localization between nearest and next-nearest neighboring holes in an antidot lattice. *Applied Physics Letters*, 93:122501, 2008. Zitiert auf S. 1.
- [NG09] S. Neusser and D. Grundler. Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale. *Advanced Materials*, 21:1–6, 2009. Zitiert auf S. 1.
- [OHRC76] R.C. O'Handley, R. Hasegawa, R. Ray, and C.-P. Chou. Ferromagnetic properties of some new metallic glasses. *Applied Physics Letters*, 29:330–332, 1976. Zitiert auf S. 24, 38.

- [OWY⁺06] M. Oogane, T. Wakitani, S. Yakata, R. Yilgin, Y. Ando, A. Sakuma, and T. Miyazaki. Magnetic Damping in Ferromagnetic Thin Films. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(5A):3889–3891, 2006. Zitiert auf S. 25, 48.
- [PLS⁺09] P.V. Paluskar, R. Lavrijsen, M. Sicot, J.T. Kolhepp, H.J.M. Swagten, and B. Koopmans. Correlation between Magnetism and Spin-Dependent Transport in CoFeB Alloys. *Physical Review Letters*, 102:016602, 2009. Zitiert auf S. 47.
- [RFLDH⁺02] I. Ruiz-Feal, L. Lopez-Diaz, A. Hirohata, J. Rothman, C.M. Guertler, J.A.C. Bland, L.M. Garcia, J.M. Torres, J. Bartolome, M. Natali, D. Decanini, and Y. Chen. Geometric coercivity scaling in magnetic thin film antidot arrays. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245:597–600, 2002. Zitiert auf S. 55.
- [RW59] G. Rado and J. Weertman. Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 11:315–333, 1959. Zitiert auf S. 7.
- [SAC76] C.G. Sykes, J.D. Adam, and J.H. Collins. Magnetostatic wave propagation in a periodic structure. *Applied Physics Letters*, 29:388–391, 1976. Zitiert auf S. 1.
- [SCB06] C. Scheck, L. Cheng, and W.E. Bailey. Low damping in epitaxial sputtered iron films. *Applied Physics Letters*, 88:252510, 2006. Zitiert auf S. 25.
- [Sch97] J. Schöberl. NETGEN An advancing front 2D/3D-mesh generator based on abstract rules. *Computing and Visualization in Science*, 1:41–52, 1997. Zitiert auf S. 14.
- [SPF⁺95] F. Schreiber, J. Pflaum, Z. Frait, Th. Mühge, and J. Pelzl. Gilbert damping and g-factor in Fe_xCo_{1-x} alloy films. *Solid State Communications*, 93:965–968, 1995. Zitiert auf S. 47.
- [SS06] J. Stöhr and H.C. Siegmann. *Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2006. Zitiert auf S. 23, 25.

- [TH92] I. Turek and J. Hafner. Magnetism of amorphous iron: From ferromagnetism to antiferromagnetism and spin-glass behavior. *Physical Review B*, 46:247–256, 1992. Zitiert auf S. 4, 24.
- [VDDRP96] J.O. Vasseur, L. Dobrzyinski, B. Djafari-Rouhani, and H. Puzkarski. Magnon band structure of periodic composites. *Physical Review B*, 54(2):1043–1049, 1996. Zitiert auf S. 67.
- [Wal09] M. Walter. Untersuchung der Transporteigenschaften von CoFeB / MgO / CoFeB-Tunnelmagnetowiderstandselementen. Master’s thesis, Universität Göttingen, 2009. Zitiert auf S. 41.
- [Zel09] R. Zeller. *Electronic Basis of Magnetism, in Spintronics - 40th IFF springschool 2009*, chapter A2, pages A2.1–A2.18. Forschungszentrum Jülich GmbH, 2009. Zitiert auf S. 23.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die mir bei der Durchführung, Interpretation und Dokumentation der Experimente geholfen haben herzlich bedanken: Prof. Dr. M. Münzenberg, Benjamin Lenk, Jakob Walowski, Gerrit Eilers, Andreas Mann, sowie Matthias Derichs und Hilke Davids.