

Kapitel 1

Einleitung

Die Magnetisierungsdynamik dünner ferromagnetischer Filme und Mikrostrukturen ist von großem Interesse für die Optimierung von magnetischen Speichern wie Festplatten und für die Entwicklung neuartiger magnetischer Speichersysteme. Seit einigen Jahren wird an nichtflüchtigen Speicherbausteinen auf der Basis von Ferromagneten gearbeitet, die sowohl die in tragbaren elektronischen Geräten eingesetzten nichtflüchtigen Flash-RAM-Bausteine als auch die in Personalcomputern verwendeten flüchtigen DRAM-Bausteine ersetzen könnten. Abbildung 1.1, die der Internetseite von IBM entnommen wurde, zeigt das Konzept eines solchen MRAM (*engl. Magnetic Random Access Memory*): es besteht aus einem Gitter von Bit- und Word-Leitungen. An jedem Kreuzungspunkt befindet sich ein Schichtstapel aus unterschiedlichen ferromagnetischen und antiferromagnetischen Schichten, die ein TMR-Element (*engl. Tunnel Magneto Resistance*) bilden. Der Magnetowiderstand dieses Elements ist groß, wenn die zwei ferromagnetischen Schichten antiparallel magnetisiert sind, und klein, wenn sie parallel magnetisiert sind. Eine der ferromagnetischen Schichten wird durch Kopplung an eine antiferromagnetische Schicht in ihrer Magnetisierung festgehalten. Die Magnetisierung der anderen ferromagnetischen Schicht kann durch gepulste Magnetfelder, die durch Ströme in den Word- und Bit-Leitungen erzeugt werden, umgeschaltet werden. Die Taktrate eines solchen Speicherbausteins ist durch die Schaltzeit begrenzt, die zum Umschalten der Magnetisierung erforderlich ist. Für die Entwicklung schneller Speicherbausteine ist es also essentiell, die Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen Mikrostrukturen durch zeitaufgelöste Meßmethoden und Simulationen genau zu analysieren. Insbesondere besteht die Herausforderung solche Meßmethoden zu entwickeln und einzusetzen, die die Charakterisierung einzelner magnetischer Strukturen ermöglichen.

Die Untersuchung der Dynamik ferromagnetischer Kristalle und Filme war über viele Jahrzehnte dominiert von der Meßmethode der ferromagnetischen Resonanz. Im Frequenzraum ist die Beobachtung von Umschaltprozessen der Magnetisierung allerdings nicht möglich. Begünstigt durch die Entwicklung neuer gepulster Lasersysteme und Fortschritte in der Mikrowellentechnik entstanden

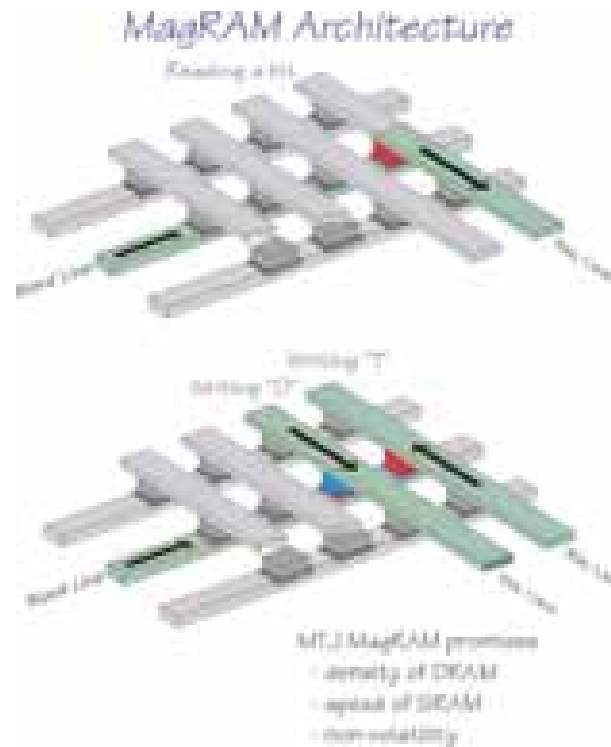


Abbildung 1.1: Architektur eines MRAM-Bausteins. An den Kreuzungspunkten der Bit- und Word-Zuleitungen sind Schichtstapel mit TMR-Elementen platziert. Jedes TMR-Element dient als ein Bit. Die freie Schicht eines TMR-Elements kann über das kombinierte Magnetfeld von Strompulsen in den Bit- und Word-Zuleitungen umgeschaltet werden. Dadurch ändert sich der Widerstand des TMR-Elements. Über die Zuleitungen kann der Widerstand und damit der Speicherinhalt jedes TMR-Elements ausgelesen werden.

in den vergangenen zehn Jahren neue experimentelle Methoden, die die Beobachtung der Magnetisierungsdynamik im Zeitbereich ermöglichen. Ein Auslöser für die jüngere Forschung zur Magnetisierungsdynamik dünner Filme waren die Pump-Probe-Experimente von Beaurepaire und Mitarbeitern [BMDB96] an Nickelfilmen. Hier wurde ein Nickelfilm mit einem starken Pump-Laserpuls angeregt und die Magnetisierung anschließend zeitaufgelöst über den magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) analysiert. Dabei wurde eine teilweise Entmagnetisierung der Probe durch den Pump-Puls auf einer Zeitskala von wenigen Pikosekunden beobachtet. Dieses Ergebnis war insofern überraschend, als die schnelle Entmagnetisierung nicht durch lokales Aufheizen der Probe über die Curie-Temperatur erklärt werden konnte. Weitere Pump-Probe-Experimente in den folgenden Jahren zeigten, daß bei optischer Anregung von ferromagnetischen Filmen nicht nur eine Magnetisierungsänderung induziert wurde, sondern auch elektronische Anregungen erzeugt wurden. Diese Signale vermischen sich bei magneto-optischer Detektion miteinander [KHdJK99], [KUL⁺02]. Daher wurden in den letzten Jahren auch Pump-Probe-Experimente an ferromagnetischen Filmen [HW99], [WMH00] und Mikrostrukturen durchgeführt, in denen die ferromagnetische Struktur durch einen Magnetfeldpuls angeregt wurde. Zur Erzeugung dieser Magnetfeldpulse werden elektrische Pulsgeneratoren, Photoschalter, mit Laserpulsen ausgelöste Photodioden und auch Elektronenstrahlen in einem Beschleuniger [BS99], [TSK⁺04] verwendet. Zur zeitaufgelösten Detektion der Magnetisierungsänderung werden der lineare oder nichtlineare magneto-optische Kerr-Effekt [CSTR99] benutzt. Durch die Verwendung von Mikroskop-Objektiven können zeitaufgelöste Experimente mit hoher Ortsauflösung [FHS98] realisiert werden, in denen eine ferromagnetische Mikrostruktur mit sub- μm -Auflösung abgerastert wird.

Bei der Anregung durch einen Magnetfeldpuls wird die Magnetisierung ausgelenkt und führt eine gedämpfte Präzessionsbewegung um das effektive Magnetfeld aus. Diese Präzessionsbewegung, die auch als 'Klingeln' (*engl. ringing*) bezeichnet wird, erschwert ein schnelles Umschalten der Magnetisierung. Die Kontrolle der Magnetisierungsdynamik ist ein Forschungsgebiet, das von hoher technologischer Relevanz ist und die Kombination neuer experimenteller Techniken und Simulationen erfordert. Durch die genaue Kontrolle der Magnetfeldpulse konnte die Magnetisierungsdynamik zunächst gezielt angeregt und dann das Klingeln unterdrückt werden [BLFH00]. Auch das vollständige Umschalten der Magnetisierung [GvdBH⁺02] in einzelnen Mikrostrukturen wurde vor kurzem zeitaufgelöst beobachtet. Besonders interessant ist es nun, den Einfluß der Formanisotropie auf die Magnetisierungsdynamik von Mikrostrukturen im Zeitbereich zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden optische und elektrische Methoden zur Beobachtung der Magnetisierungsdynamik aufgebaut und im Experiment an Mikrostrukturen eingesetzt. Dabei wird zum einen der magneto-optische Kerr-Effekt genutzt und zum anderen eine induktive Methode unter Verwendung von koplaren Wellenleitern. Die Arbeit gliedert sich in die folgenden Kapitel: in Kapitel 2 werden kurz die theoretischen Grundlagen des Ferromagnetismus und der Ma-

gnetisierungsdynamik erläutert und das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Simulationsprogramm erklärt. In Kapitel 3 wird der Entwurf und die Präparation der verwendeten Proben beschrieben. Kapitel 4 gibt einen Überblick über die Versuchsaufbauten, die in dieser Arbeit erstellt wurden. In Kapitel 5 werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert, die an Mikrostrukturen und dünnen Filmen gewonnen wurden. Diese Ergebnisse werden mit Simulationsrechnungen verglichen. Die Ergebnisse der Arbeit werden in Kapitel 6 abschließend zusammengefaßt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Magnetismus

Jeder Festkörper bildet in einem äußeren Magnetfeld $\vec{H}$ ein magnetisches Dipolmoment $\vec{m}$. Die Magnetisierung $\vec{M}$ eines Festkörpers ist definiert als Dipolmomentdichte:

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V}. \quad (2.1)$$

In den meisten Festkörpern ist die Magnetisierung proportional zum äußeren Magnetfeld. Die Proportionalitätskonstante χ ist die magnetische Suszeptibilität:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}. \quad (2.2)$$

Die magnetische Flußdichte¹ $\vec{B}$ im Festkörper ist gegeben durch die Summe aus Magnetisierung $\vec{M}$ und Magnetfeld $\vec{H}$:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad (2.3)$$

Hier ist $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ die magnetische Feldkonstante bzw. die Permeabilität des Vakuums. Anhand der magnetischen Suszeptibilität werden Festkörper in mehrere Kategorien eingeteilt: in paramagnetischen Festkörpern ist $\chi > 1$, in diamagnetischen Festkörpern ist $\chi < 1$. In einigen Festkörpern gilt die Proportionalitätsrelation 2.2 nicht: dazu gehören Ferromagnete, Antiferromagnete und Ferrimagnete. Im folgenden beschäftigen wir uns mit Ferromagneten: In ihnen kann sich auch für $\vec{H} = 0$ eine von Null verschiedene, makroskopische Magnetisierung ausbilden, die sogenannte spontane Magnetisierung. Die magnetische Suszeptibilität ist hier eine Funktion der Temperatur und der magnetischen Vorgeschichte des Festkörpers und kann Werte annehmen, die deutlich größer als 1 sind.

¹In der Halbleiterphysik wird zur Beschreibung angelegter Magnetfelder häufig die magnetische Flußdichte $\vec{B}$ in Tesla angegeben, in Publikationen zum Thema Magnetismus wird dagegen das Magnetfeld $\vec{H}$, entweder in der SI-Einheit $\frac{\text{A}}{\text{m}}$ oder in der Einheit Oersted (Oe: 1 Oe $\equiv 79,577 \frac{\text{A}}{\text{m}}$) verwendet.

2.2 Ferromagnetismus

Die Ursache für die Bildung einer makroskopischen Magnetisierung in Ferromagneten ist die Austauschwechselwirkung. Sie ist ein Vielteilchen-Effekt, der bei paralleler Ausrichtung der magnetischen Momente zu einer Energieabsenkung führt. In den ferromagnetischen Metallen Eisen (Fe) und Permalloy (eine Legierung mit 80 Prozent Nickel und 20 Prozent Eisen), die in dieser Arbeit untersucht werden, sind die Elektronen, deren magnetische Momente durch die Austauschwechselwirkung gekoppelt sind, delokalisiert. Sie bilden das 3d-Band. Diese Metalle werden deshalb auch als Band-Ferromagnete bezeichnet.

2.2.1 Energiebeiträge

Die Gesamtenergie eines Ferromagneten setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen, die im folgenden genauer beschrieben werden:

Austauschenergie

Bei der Berechnung der Austauschenergie muß, da es sich um einen Vielteilchen-effekt handelt, die Wechselwirkung aller magnetischen Momente der austauschgekoppelten Elektronenspins berücksichtigt werden. Für das Elektron $\mathbf{i}$ gilt:

$$E_{Ex} = -2A \sum \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_i. \quad (2.4)$$

Dabei ist A das Austauschintegral zwischen den Elektronen. $\mathbf{S}_j$ und $\mathbf{S}_i$ sind die Spinoperatoren.

Zeemanenergie

In einem äußeren magnetischen Feld $\vec{H}_{ext}$ besitzt ein magnetischer Dipol $\vec{\mu}$ die sogenannte Zeemanenergie $E_Z = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}_{ext}$. In der Atomphysik bezeichnet man daher die Aufspaltung von Spektrallinien eines Atoms als Funktion des externen Magnetfelds als Zeemaneffekt. Für einen ferromagnetischen Festkörper ist die Zeemanenergie der Energiebeitrag der Magnetisierung $\vec{M}$, integriert über das Volumen des Ferromagneten:

$$E_Z = - \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} dV. \quad (2.5)$$

Demagnetisierungsenergie

Die Magnetisierung eines Festkörpers hat eine Energie in ihrem eigenen Magnetfeld $\vec{H}_S$, die sogenannte Demagnetisierungsenergie E_D :

$$E_D = - \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_S dV. \quad (2.6)$$

Die Demagnetisierungsenergie kann auch beschrieben werden als die im Streufeld des Ferromagneten gespeicherte Energie.

2.2.2 Anisotropie

In einem unendlich ausgedehnten, isotropen Ferromagneten hat die Magnetisierung keine Vorzugsrichtung. In realen Systemen liegen dagegen häufig eine oder mehrere Anisotropien vor, die Vorzugsrichtungen für die Magnetisierung definieren und sowohl das quasistatische Umschaltverhalten als auch die Magnetisierungsdynamik beeinflussen.

Kristallanisotropie

In epitaktischen Filmen oder Einkristallen können Anisotropien durch die kristalline Ordnung des Ferromagneten entstehen. Die einfachste Form der Kristallanisotropie ist die uniaxiale Anisotropie. Sie läßt sich durch einen winkelabhängigen Energieterm E_{uni} beschreiben:

$$E_{uni} = -K_{uni} \cdot \cos^2(\phi). \quad (2.7)$$

Dabei ist K_{uni} die Anisotropiekonstante und ϕ der Winkel zwischen der sogenannten *leichten Achse* und dem Magnetisierungsvektor. Die Anisotropieenergie wird minimal für $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$, also wenn die Magnetisierung kollinear mit der leichten Achse ist. Senkrecht dazu ist die Anisotropieenergie maximal, diese Richtung wird als *harte Achse* bezeichnet. Anhand der in Abbildung 2.1 gezeigten Hysteresekurven eines epitaktisch gewachsenen NiMnSb-Films kann das Umschaltverhalten der Magnetisierung entlang der verschiedenen Achsen qualitativ verstanden werden. Betrachten wir zunächst die leichte Achse: Für ein Magnetfeld von +5 mT entlang der leichten Achse ist die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausgerichtet, es gilt $M_l/M_S = 1$. Wird das äußere Feld von hohen positiven Werten kommend auf Null verringert, so bleibt die Magnetisierung entlang der leichten Achse ausgerichtet. Die *Remanenz*, d.h. die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld für $\vec{B}$ gegen Null, liegt bei 100 Prozent. Wird das äußere Feld nun umgepolt und erhöht, springt die Magnetisierung irreversibel auf einen Wert von $M_l/M_S = -1$. Das Magnetfeld, bei dem dieser irreversible Sprung erfolgt, wird als *Koerzitivfeld* bezeichnet.

Entlang der harten Achse ist das Umschaltverhalten verschieden. Für ein Magnetfeld von +5 mT entlang der harten Achse ist die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausgerichtet, es gilt $M_h/M_S = 1$. Reduziert man nun das äußere Feld bis auf Null, so sinkt die Magnetisierung M_h bereits für positive Magnetfelder, bis sie im Nullfeld auf einen Wert von $M_h/M_S \approx 0$ reduziert wird. Die Remanenz entlang der harten Achse liegt also bei nahezu Null. Eine mikroskopische Betrachtung der Magnetisierung in diesem Zustand würde ergeben, daß der Film aus Domänen mit einer Magnetisierung parallel und antiparallel zur leichten Achse

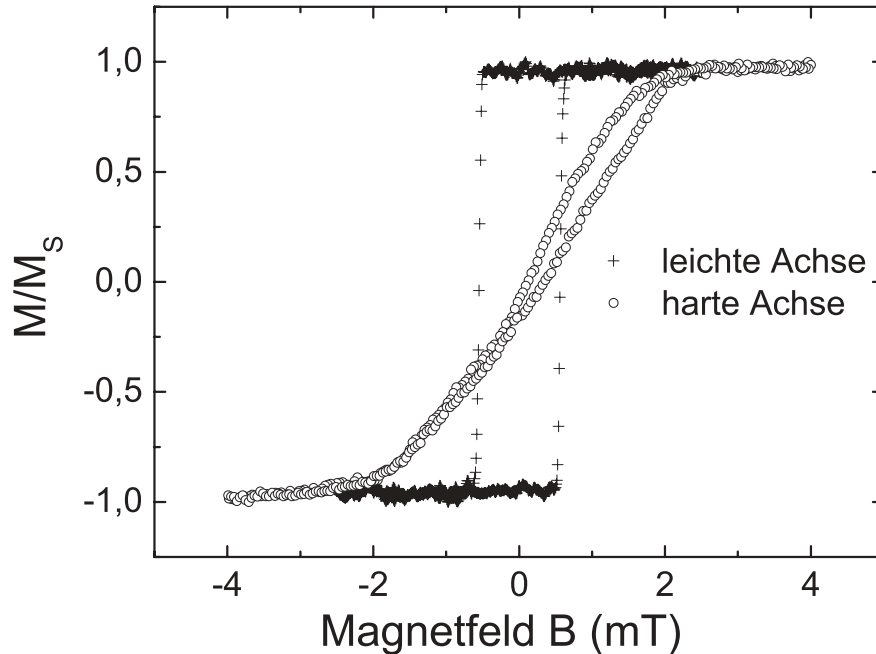


Abbildung 2.1: Hysteresekurven, gemessen entlang der leichten und der harten Achse eines epitaktisch gewachsenen Films der Heusler-Legierung NiMnSb, zeigen deutlich den Einfluß der uniaxialen Kristallanisotropie.

besteht. Wird nun das äußere Feld umgepolt und erhöht, sinkt die Magnetisierung reversibel auf einen Wert von $M_h/M_S = -1$. Dieser Ummagnetisierungsprozeß wird auch als *kohärente Rotation* bezeichnet.

Formanisotropie

Auch durch die äußere Form eines Ferromagneten können Anisotropien erzeugt werden. Sie entstehen durch die magnetostatische Selbstenergie, die die Magnetisierung im eigenen Feld besitzt. Betrachten wir zunächst einen unendlich ausgedehnten, infinitesimal dünnen Film, in dem die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet ist. Die mikroskopischen magnetischen Dipole können dann in einem Gedankenexperiment aus positiven und negativen 'magnetischen Ladungen'² zusammengesetzt werden, wie es Abbildung 2.2 zeigt. In diesem Fall

²Eine der Grundlagen der Magnetostatik ist, daß es keine magnetischen Monopole gibt: $\nabla \vec{B} = 0$. Dennoch hat sich das Konstrukt magnetischer Oberflächenladungen zur Beschreibung der Formanisotropie als hilfreich erwiesen.

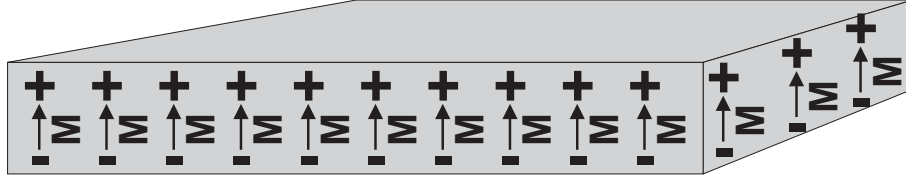


Abbildung 2.2: Magnetische Oberflächenladungen in einem infinitesimal dünnen Film.

erzeugen die fiktiven Ladungen ein homogenes magnetostatisches Feld H_{Demag} , das der Magnetisierung entgegengesetzt und so groß wie die Sättigungsmagnetisierung ist:

$$H_{Demag} = -M_S. \quad (2.8)$$

Ist die Magnetisierung nicht senkrecht zur Oberfläche des Films, sondern um einen Winkel θ aus der Filmebene gekippt, so ist das magnetostatische Feld H_{Demag} proportional zur z -Komponente der Magnetisierung:

$$H_{Demag} = -N_z \cdot M_S \sin \theta; (N_z = 1). \quad (2.9)$$

Die Proportionalitätskonstante N_i ($i = x, y, z$) wird als Entmagnetisierungsfaktor bezeichnet. Auch für eine in alle Raumrichtungen endliche, homogen magnetisierte ferromagnetische Struktur kann das magnetostatische Feld durch geeignete Wahl des Koordinatensystems über die Entmagnetisierungsfaktoren N_i berechnet werden. Dabei gilt:

$$\sum N_i = 1. \quad (2.10)$$

Allerdings ist die Magnetisierung im remanenten Zustand in ferromagnetischen Strukturen im allgemeinen nicht homogen. Eine Ausnahme bilden hier Rotationsellipsoide.

Die Strukturierung eines ferromagnetischen Films ermöglicht es, durch die Formanisotropie Vorzugsrichtungen der Magnetisierung in der Filmebene zu erzeugen. Abbildung 2.3 zeigt dies am Beispiel eines polykristallinen Eisenfilms, aus dem durch Laser-Interferenz-Lithographie und Ionenstrahlätzen ein periodisches Gitter aus Drähten präpariert wurde. In einem Magnetfeld entlang der langen Drahtachse zeigt die Hysteresekurve ein Leicht-Achsen-Verhalten mit hoher Remanenz. Senkrecht zur langen Drahtachse liegt dagegen ein Hart-Achsen-Verhalten vor.

2.3 Magnetisierungsdynamik

Auf die Magnetisierung $\vec{M}$ wirkt in einem homogenen Magnetfeld $\vec{H}$ ein Drehmoment $\vec{\tau}$:

$$\vec{\tau} = \mu_0 \cdot \vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.11)$$