

Magnetische Untersuchung epitaktischer Magnetit- und Eisenschichten mit Hilfe von Vektor-VSM

Bachelorarbeit vorgelegt im Rahmen der Prüfung
für den Zwei-Fächer-Bachelor-Studiengang im Teilstudiengang Physik

Matrikel-Nummer: 979638
Osnabrück, 12. Juli 2023

Autorin: Jana THOLEN

Erstprüfender: Prof. Dr. Joachim WOLLSCHLÄGER

Zweitprüfender: Dr. Karsten KÜPPER

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Magnetismus	3
2.1.1	Grundlagen	3
2.1.2	Materie im Magnetfeld	4
2.1.3	Magnetische Anisotropie dünner Schichten	6
2.1.4	Magnetische Domänen und Domänenwände	7
2.1.5	Magnetisierungskurven	9
2.1.6	STONER-WOHLFARTH-Modell	9
2.2	VSM - Vibrationsmagnetometer	13
3	Materialsystem	15
3.1	Magnesiumoxid	15
3.2	Eisen	15
3.3	Magnetit	16
3.4	Silizium	16
4	Experimentelle Grundlagen	19
4.1	Aufbau und Funktionsweise	19
4.2	Verarbeitung der Messdaten	20
5	Ergebnisse und Diskussion	23
5.1	Einfluss des Probenalters auf das magnetische Verhalten der Probe Fe_3O_4 .	23
5.2	Eisen auf Magnesiumoxid	26
5.2.1	Einfluss der Siliziumschuttschicht	26
5.2.2	STONER-WOHLFARTH-Modell	29
6	Zusammenfassung und Ausblick	35
	Literaturverzeichnis	37

1 Einleitung

Magnetische Eigenschaften verschiedener Materialien sind in der Industrie und besonders in der Elektronik von großer Bedeutung. Eine Einsatzmöglichkeit ist die Steigerung von Leistung und Effizienz elektronischer Geräte. Dabei wird die klassische Elektronik durch die sogenannte Spintronik weiterentwickelt, welche sich zu einem Forschungsschwerpunkt der Nanoelektronik entwickelt hat. Mithilfe eines äußeren Magnetfeldes können Informationen übertragen werden, indem die Elektronenspins „geschaltet“ werden.

Um dies durchzuführen, muss eine spezielle Materialanordnung vorliegen. Ein Beispiel dafür ist die Anordnung aus zwei Ferromagneten, die eine dünne Schicht einschließen, welche nicht magnetisch aber elektrisch leitfähig ist. An solchen Bauelementen wurde 1988 der Riesenmagnetowiderstand (en.: giant magneto resistance, kurz: GMR) [1, 3] entdeckt. Dieser Effekt wird bspw. in Leseköpfen von Computerfestplatten ausgenutzt und beschreibt, dass der elektrische Widerstand enorm steigen kann, wenn die Magnetisierungen der beiden Ferromagneten antiparallel ausgerichtet werden.

Wird die dünne, leitende Schicht durch einen Isolator mit passender Dicke ersetzt, kann ein Tunnelstrom gemessen werden, welcher erneut von den Richtungen der Magnetisierung abhängt. Dieser Effekt wird Tunnelmagnetwiderstand (en.: tunneling magneto resistance, kurz: TMR) genannt. Er wurde 1975 entdeckt und wird unter anderem in nichtflüchtigen Speichermedien, den MRAM-Bauteilen (en.: magnetoresistive random access memory) ausgenutzt [9, 23, 24].

Um magnetische Materialien wie Eisen (Fe) oder Magnetit (Fe_3O_4) in der Industrie richtig anwenden zu können, ist es notwendig, magnetische Eigenschaften von Schichten aus diesen Materialien zu kennen. Dabei sind besonders die charakteristischen Eigenschaften des Koerzitivfeldes und der Remanenz essentiell. Soll bspw. für den TMR-Effekt eine unabhängige Ausrichtung der magnetischen Schichten erreicht werden, sind hohe Koerzitivfelder nützlich [10, 17].

Aus diesem Grund beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der Untersuchung von Magnetit- und Eisen-Schichten auf Magnesiumoxid. Die Untersuchungen werden mittels eines Vibrationsmagnetometers (VSM) durchgeführt. Der Fokus liegt dabei auf der Anisotropie der Materialien.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen erläutert. Bevor in Kapitel 5 die Messergebnisse diskutiert werden, wird in Kapitel 3 das Materialsystem und in Kapitel 4 die experimentellen Grundlagen vorgestellt. Zum Schluss wird in Kapitel 6 eine Zusammenfassung zu dieser Arbeit und ein Ausblick gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen erläutert. Dabei handelt es sich hauptsächlich um den Magnetismus von Festkörpern und die Theorie des Vibrationsmagnetometers (VSM).

2.1 Magnetismus

Beim Magnetismus wird allgemein zwischen Dia-/Paramagnetismus, Ferro-/Ferrimagnetismus sowie dem Antiferromagnetismus unterschieden. Diese Klassifizierungen sind abhängig vom Material und unterscheiden sich im Verhalten der Materialien in äußeren Magnetfeldern. Im Folgenden werden die Grundlagen des Magnetismus, die magnetische Anisotropie, magnetische Domänen sowie Magnetisierungskurven erläutert. Die Informationen für dieses Kapitel entstammen [5], [6], [8] und [22].

2.1.1 Grundlagen

Besitzt ein Atom ein magnetisches Moment \vec{m}_i , kann im Allgemeinen ein makroskopisches magnetisches Moment

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{m}_i, \quad (2.1)$$

welches die Dichte der magnetischen Momente bezüglich eines Volumens V berücksichtigt, eingeführt werden. Diese Größe wird als Magnetisierung bezeichnet. Die magnetischen Momente sind dabei entweder bereits in dem vorliegenden Material enthalten oder werden durch ein äußeres Magnetfeld erzeugt und sind für die magnetische Polarisierung verantwortlich.

Die Magnetisierung ist proportional zur magnetischen Erregung \vec{H} . Es gilt

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

Der Proportionalitätsfaktor χ beschreibt die magnetische Suszeptibilität. Diese ist stoffabhängig und nimmt im Allgemeinen mit wachsenden Temperaturen ab, da thermische Fluktuationen dafür sorgen, dass die atomaren magnetischen Momente nicht mehr vollkommen gerichtet sind und somit die Magnetisierung fallen muss.

Eine weitere wichtige Größe ist die magnetische Feldstärke \vec{B} . Im Vakuum gilt

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad (2.3)$$

wobei μ_0 die Permeabilitätskonstante ist. In Materie muss die materialabhängige relative Permeabilität μ zusätzlich berücksichtigt werden. Es gilt

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \vec{H} (1 + \chi). \quad (2.4)$$

2.1.2 Materie im Magnetfeld

Bei mikroskopischer Betrachtung der Wechselwirkung eines Magnetfeldes auf einen Festkörper lassen sich Materialien als diamagnetisch, paramagnetisch, ferro-, ferri oder antiferromagnetisch klassifizieren. Die magnetischen Eigenschaften der einzelnen Typen von Magnetismus werden nachfolgend erläutert.

Diamagnetismus

Diamagnetische Materialien besitzen ohne äußeres Magnetfeld kein magnetisches Moment. Erst durch ein externes Magnetfeld werden in dem Material magnetische Dipole induziert, welche gemäß der LENZschen Regel dem angelegten Magnetfeld entgegengesetzt sind. Sie besitzen somit eine Suszeptibilität von $\chi_{\text{dia}} < 0$. Aufgrund des Einflusses quasi-freier Elektronen auf das magnetische Moment eines Festkörpers wird zwischen LARMOR-Diamagnetismus, welcher in Atomen mit vollständig gefüllten Elektronenschalen auftritt, und LANDAU-Diamagnetismus, welcher bei freien Elektronengasen auftritt, unterschieden.

Paramagnetismus

Besitzt ein Material, anders als beim Diamagnetismus, ohne externes Magnetfeld magnetische Dipolmomente, wird dieses als paramagnetisch bezeichnet. Dabei sind die Dipole zufällig in alle Raumrichtungen orientiert, sodass sie sich gegenseitig kompensieren und sich eine Gesamtmagnetisierung von $\vec{M} = 0$ ergibt. Die magnetischen Momente in dem Material können aus der Bahnbewegung oder dem Spin der Elektronen resultieren. Neben dem BOHRschen Magneton μ_B und dem LANDÉschen g-Faktor g_J ist das magnetische Moment eines Atoms

$$\vec{\mu}_J = -g_J \mu_B \frac{\vec{J}}{\hbar} \quad \text{mit} \quad \langle J^2 \rangle = J(J+1)\hbar^2 \quad (2.5)$$

vom Gesamtdrehimpuls \vec{J} abhängig. Wirkt ein äußeres Magnetfeld auf das Material, richten sich die magnetischen Momente in Richtung des angelegten Felds aus, wodurch sich eine Suszeptibilität von $\chi_{\text{para}} > 0$ ergibt. Aus Gleichung (2.5) wird ersichtlich, dass Diamagnetismus nur auftritt, wenn die Summe von Spin- und Bahnmoment null wird, also alle Orbitale komplett gefüllt sind.

Ferromagnetismus

Ferromagnetische Materialien besitzen auch ohne anregendes Magnetfeld unterhalb einer materialabhängigen ferromagnetischen CURIE-Temperatur ($T < T_{C,\text{ferro}}$) eine spontane Gesamtmagnetisierung. Diese Eigenschaft ergibt sich daraus, dass die quantenmechanische Austauschwechselwirkung zwischen den permanenten magnetischen Momenten für eine räumliche Ordnung von diesen sorgt. In Abbildung 2.1 a) ist die parallele Ausrichtung abgebildet.

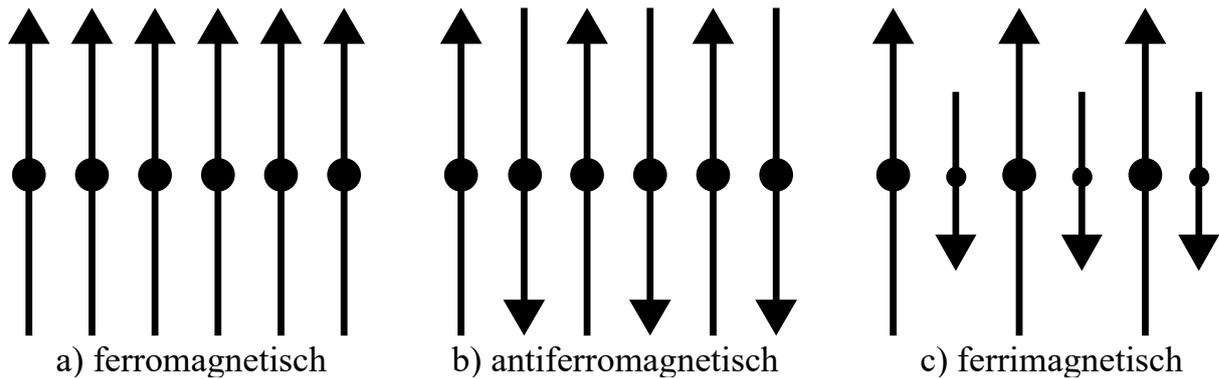


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der drei Grundformen magnetischer Ordnung. a) ferromagnetisch: Alle magnetischen Momente sind gleich ausgerichtet. b) antiferromagnetisch: Die magnetischen Momente sind entgegengerichtet und besitzen dieselben Beträge, was zur Aufhebung der Magnetisierung führt. c) ferrimagnetisch: Die magnetischen Momente sind entgegengerichtet, besitzen aber unterschiedliche Beträge.

Bei Temperaturen von $T > T_{C,\text{ferro}}$ wird diese Ordnung aufgelöst, weil dann die thermische Energie größer ist als die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten.

In einem äußeren Magnetfeld ist die Magnetisierung von ferromagnetischen Materialien um einige Größenordnungen größer als beim Paramagnetismus. Da alle magnetischen Momente in die gleiche Richtung gerichtet sind, ergibt sich eine Suszeptibilität von $\chi \gg 1$. Für Temperaturen oberhalb der ferromagnetischen CURIE-Temperatur ($T > T_{C,\text{ferro}}$) werden diese Materialien paramagnetisch und es lässt sich die temperaturabhängige Suszeptibilität

$$\chi_{\text{ferro}}(T) \propto \frac{C}{T - T_{C,\text{ferro}}} \quad (2.6)$$

mit der CURIE-Konstante C nach dem CURIE-WEISS-Gesetz bestimmen.

Beispiele für ferromagnetische Materialien sind Eisen (Fe), Cobalt (Co) oder Nickel (Ni).

Antiferromagnetismus

Beim Antiferromagnetismus orientieren sich die magnetischen Momente alternierend an. Dabei können die Momente, welche in einer Richtung zeigen, als eigenes Untergitter erfasst werden. Die beiden resultierenden Untergitter weisen dann eine betragsmäßig gleichgroße Magnetisierung auf. Es gilt also

$$M_A = -M_B, \quad (2.7)$$

wodurch sie sich vollständig kompensieren (vgl. Abb. (2.1) b)). Analog zur CURIE-Temperatur beim Ferro- und Ferrimagnetismus gibt es eine NÉEL-Temperatur T_N , oberhalb welcher der Antiferromagnetismus in ein paramagnetisches Verhalten übergeht. Für die Suszeptibilität im Temperaturbereich $T > T_N$ gilt

$$\chi_{\text{Af}}(T) \propto \frac{C}{T + \Theta_N} \quad (2.8)$$

mit der paramagnetischen NÉEL-Temperatur

$$\Theta_N = |\gamma_{AB} + \gamma_{AA}|C. \quad (2.9)$$

Dabei ist zu beachten, dass sich die CURIE-Konstante C nur auf ein Untergitter bezieht und $C_A = C_B$ gilt.

Für Temperaturen $T < T_N$ ist die Suszeptibilität stark abhängig von der Richtung des anregenden Magnetfelds relativ zur Spin-Richtung auf den Untergittern. Für den senkrecht orientierten Fall ergibt sich aufgrund von gegenseitiger Verkippung der Untergitter ein resultierendes magnetisches Moment. Die temperaturunabhängige Suszeptibilität ist

$$\chi_{\perp} = \frac{1}{|\gamma_{AB}|}. \quad (2.10)$$

Ist das äußere Magnetfeld parallel zur Untergittermagnetisierung ausgerichtet, muss für eine Nettomagnetisierung eines der Untergitter umgeklappt werden (Spinflip). Dies ist nur mit thermischer Anregung möglich, da sich sonst die magnetischen Momente der Untergitter kompensieren, sodass für die Suszeptibilität bei $T = 0$ K

$$\chi_{\parallel} = 0 \quad (2.11)$$

gilt. Unter Berücksichtigung des Spinflips zeigt sich mit steigender Temperatur eine Zunahme der Suszeptibilität. Bei $T = T_N$ wird der Wert $\frac{1}{|\gamma_{AB}|}$ erreicht. Ein Beispiel für ein antiferromagnetisches Material ist Manganoxid (MnO).

Ferrimagnetismus

Ferrimagnetische Materialien besitzen sogenannte Untergittermagnetisierungen, die antiparallel zueinander orientiert sind. Diese Orientierung ist in Abbildung 2.1 c) skizziert. Die Länge der Pfeile veranschaulichen die Beträge der magnetischen Momente.

Die Magnetisierungen M_A und M_B sind unterschiedlich groß, sodass auch ohne externes Magnetfeld eine Nettomagnetisierung, wie beim Ferromagnetismus, vorliegt. Auch beim Ferrimagnetismus gibt es eine CURIE-Temperatur $T_{C,\text{ferri}}$ und eine temperaturabhängige Suszeptibilität

$$\chi_{\text{ferri}}(T) = \frac{(C_A + C_B)T - 2|\gamma_{AB}|C_A C_B}{T^2 - T_{C,\text{ferri}}^2} \quad (2.12)$$

oberhalb von $T_{C,\text{ferri}}$. Es ist für jedes der beiden Untergitter eine separate CURIE-Konstante C_A und C_B notwendig, da die Anzahl der paramagnetischen Ionen auf den Untergittern unterschiedlich sein kann. Außerdem muss im Vergleich zu Gleichung (2.6) die Stärke der Wechselwirkung zwischen den beiden Untergittern berücksichtigt werden. Dies geschieht durch die Molekularfeldkonstante γ_{AB} . Ein Beispiel für ein ferrimagnetisches Material ist Magnetit (Fe_3O_4).

2.1.3 Magnetische Anisotropie dünner Schichten

Allgemein wird bei Kristallen beobachtet, dass die Magnetisierung \vec{M} eine oder mehrere Vorzugsrichtungen aufweist. Diese Richtungen werden magnetisch leichte Achsen genannt.

Magnetisch schwere Achsen sind dagegen die Orientierungen, bei der die Magnetisierung weniger stark ausgeprägt ist. Die Energie, die aufgebracht werden muss, um die Magnetisierung von einer leichten Achse zur schweren Achse zu bewegen, wird dabei magnetische Anisotropieenergie E_{ani} genannt. Besäße ein Stoff also keine magnetische Anisotropie, ließe sich die Magnetisierungsrichtung ohne Energieaufwand ändern.

Eine Betrachtung der freien Energiedichte F gibt Aufschluss über die magnetische Anisotropie von Festkörpern. Sie setzt sich aus der ZEEEMAN-Energie und mehreren Anisotropiebeiträgen zusammen zu

$$F = F_{\text{ZEEEMAN}} + F_{\text{Form}} + F_{\text{Kristall}} + F_{\text{Uni}} + \dots \quad (2.13)$$

Die ZEEEMAN-Energie F_{ZEEEMAN} ist die potentielle Energiedichte in einem Körper mit Magnetisierung \vec{M} , der einem externen Magnetfeld \vec{H} ausgesetzt ist. Sie bestimmt sich durch

$$F_{\text{ZEEEMAN}} = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M}. \quad (2.14)$$

Eine Minimierung der Gesamtenergie erfolgt demnach durch eine Ausrichtung der Magnetisierung parallel zum äußeren Magnetfeld.

Die magnetokristalline Anisotropie F_{Kristall} ist eine intrinsische Materialeigenschaft, welche durch Kristallfelder erzeugt wird. Die Symmetrieeigenschaften der Kristalle führen sowohl zu einer Vorzugsrichtung des Bahndrehimpulses als auch, bedingt durch die Spin-Bahn-Kopplung, zu einer Vorzugsrichtung des Spins.

Die Formanisotropie F_{Form} ist abhängig von der speziellen Form eines Feststoffes, da sie von den Entmagnetisierungsfeldern verursacht wird. Für eine Kugel wäre diese also Null, da der Entmagnetisierungsfaktor für jede Richtung identisch ist.

Die wachstumsinduzierte uniaxiale Anisotropie wird häufig durch mechanische Spannungen und hohe Rauheiten des Substrats, welche durch Gitterfehlanpassungen hervorgerufen werden, verursacht. Auch ein schräges Aufdampfen oder die Anwesenheit eines magnetischen Feldes während des Wachstums einer Schicht können eine Ursache darstellen. Die Beschreibung erfolgt durch den Zusammenhang

$$F_{\text{Uni}} = K_u \sin^2(\theta - \theta_u). \quad (2.15)$$

Dabei beschreibt K_u den Anisotropiekoeffizienten, θ den Winkel zwischen der Magnetisierung \vec{M} und einer Kristallachse und θ_u den Winkel zwischen einer Kristallachse und der Richtung minimaler Energie der uniaxialen Anisotropie. Die freie Energiedichte kann von weiteren Anisotropiebeiträgen abhängen, auf die an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden soll.

2.1.4 Magnetische Domänen und Domänenwände

Bei Ferromagneten wird für eine Temperatur $T \ll T_C$ erwartet, dass alle magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind und ab einer Magnetisierung M sich die Sättigungsmagnetisierung $M_{\text{sätt}}$ einstellt. In der Realität gilt aber meistens $M \ll M_{\text{sätt}}$ und das Material ist fast unmagnetisch. Der Grund für dieses Phänomen sind die sogenannten magnetischen Domänen oder auch WEISSschen Bezirke. Diese sind in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Innerhalb dieser Domänen sind die magnetischen Momente gleich ausgerichtet und

die spontane Magnetisierung entspricht der Sättigungsmagnetisierung $M_{\text{sätt}}$. Die Magnetisierungen der einzelnen Domänen zeigen allerdings in verschiedene Richtungen, sodass sie sich nach außen hin aufheben können [6].

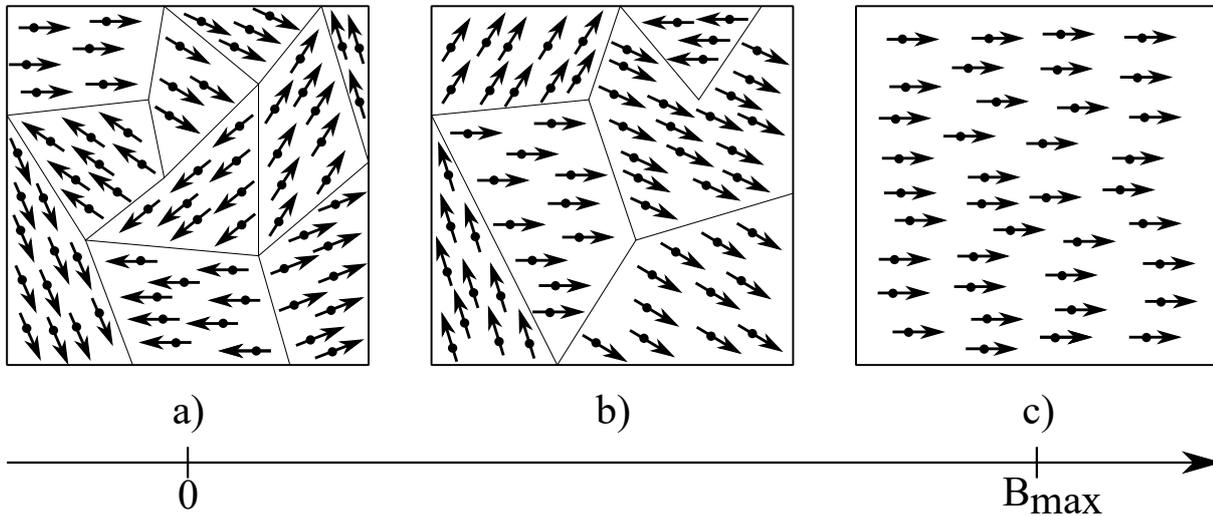


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der WEISS'schen Bezirke. a) ursprünglichen Zustand der Magnetisierung: Es liegt kein äußeres Magnetfeld vor. b) es wurde das Magnetfeld erhöht: Die Domänenwände haben sich verschoben und die Bezirke sich vergrößert. Es liegt ein äußeres Magnetfeld vor. c) alle magnetischen Momente sind gleich ausgerichtet: Die Sättigungsmagnetisierung ist erreicht.

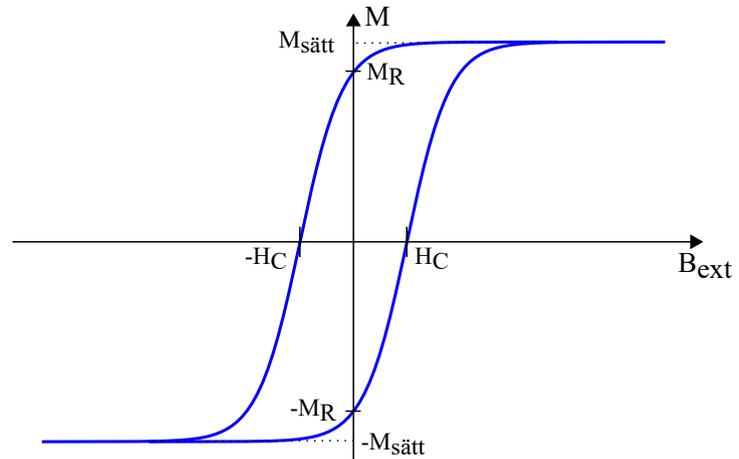
Werden Ferromagnete einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt, erfolgt bei kleiner Feldstärke zunächst eine Wandverschiebung. Dabei wachsen Domänen, welche relativ zum äußeren Feld günstig orientiert sind, auf Kosten der anderen Domänen. Bei weiterer Erhöhung der Feldstärke wachsen die günstig ausgerichteten Domänen immer weiter, bis alle magnetischen Momente in dieselbe Richtung zeigen. Anschließend werden alle magnetischen Momente durch Drehung relativ zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet (siehe Abbildung 2.2 c)) [12].

Zwischen zwei Domänen, die in unterschiedliche Richtungen magnetisiert werden, tritt ein Bereich auf, in dem sich die lokale Magnetisierung ändert. Dies findet in der so genannten Domänenwand in vielen kleinen Schritten statt. Je nachdem wie die Änderung der Magnetisierung verläuft, wird zwischen der BLOCH-Wand und der NEÈL-Wand unterschieden. Bei einer BLOCH-Wand erfolgt die Änderung in einer Ebene, die parallel zur Domänenwand liegt. Je dicker eine BLOCH-Wand ist, desto höher die Anisotropieenergie und niedriger der Energiezuwachs der Austauschkopplung. Die Dicke ist dabei materialabhängig und so, dass die Summe der beiden Energien minimal ist. Erfolgt die Änderung der Spin-Richtung orthogonal zur Domänenwand, heißt sie NEÈL-Wand. Diese treten bevorzugt in dünnen Filmen auf, da bei einer parallelen Änderung der Spin-Richtung die Magnetisierungsrichtung im Wandbereich aus der Filmebene herausdrehen müsste, was zu einem großen Streufeld führen würde. In sehr dünnen Filmen können allerdings wieder BLOCH-Wände auftreten, da große Oberflächenbeiträge auftreten, die zur magnetokristallinen Anisotropie beitragen [6].

2.1.5 Magnetisierungskurven

Wird das magnetische Moment \vec{M} gegenüber einem externen Magnetfeld $\vec{B}_{\text{ext}} = \mu_0 \vec{H}_{\text{ext}}$ gemessen, entsteht eine sogenannte Hysteresekurve, wie sie beispielhaft in Abbildung 2.3 dargestellt ist.

Abbildung 2.3: Darstellung eine Hysteresekurve. M bezeichnet das magnetische Moment, B_{ext} das externe Magnetfeld mit $B_{\text{ext}} = \mu_0 H_{\text{ext}}$. Charakteristische Punkte sind das Koerzitivfeld H_C : Das Magnetfeld bei dem die Magnetisierung null ist; die Remanenz M_R : Die Magnetisierung bei der das Magnetfeld null ist und die Sättigungsmagnetisierung $M_{\text{sätt}}$: Die Magnetisierung bei der sich die Hysteresekurve schließt und die Sättigung eintritt.



Bei sehr hohen externen Magnetfeldern tritt die Sättigungsmagnetisierung $M_{\text{sätt}}$ ein und die Magnetisierung bleibt konstant, da alle Domänen in dieselbe Richtung orientiert sind. Wird das Magnetfeld wieder auf null gefahren, bleibt eine Restmagnetisierung in dem ferromagnetischen Material zurück. Diese wird Remanenz M_R genannt. Bei weiterer Abnahme der externen Feldes \vec{B}_{ext} wird irgendwann die Restmagnetisierung dadurch aufgehoben. Die dazu benötigte Feldstärke wird Koerzitivfeld H_C genannt. Nach weiterer Abnahme von B_{ext} stellt sich irgendwann wieder eine Sättigungsmagnetisierung ein. Beim Wiederhochfahren des externen Feldes werden dieselben Effekte, wie bei der Abnahme von B_{ext} beobachtet [5].

Bei Ferromagneten wird zwischen magnetisch weichen und magnetisch harten Materialien unterschieden. Harte Materialien besitzen ein hohes Koerzitivfeld, weshalb die Hysteresekurve breiter verläuft. Dies sind häufig Permanentmagneten, da sie nach einer Magnetisierung durch ein externes Magnetfeld magnetisch bleiben, wenn das äußere Magnetfeld entfernt wird und ein starkes externes Magnetfeld benötigt wird, um die Restmagnetisierung aufzuheben. Weiche Materialien erzeugen dagegen, aufgrund des niedrigeren Koerzitivfeldes schmalere Hysteresekurven. Diese Materialien sind temporäre Magneten, welche ihre Magnetisierung verlieren, sobald das externe Magnetfeld entfernt wird [4].

2.1.6 Stoner-Wohlfarth-Modell

Das STONER-WOHLFARTH-Modell beschreibt magnetische Hysteresen von Ferromagneten. Solche Magneten werden in diesem Modell als eine einzelne magnetische Domäne homogener Magnetisierung angenommen ($\vec{M}(\vec{r}) = \text{konst.}$). Alle atomaren magnetischen Momente besitzen in dieser Theorie also eine konstante Phasenbeziehung zueinander und der Magnetisierungsvektor \vec{M} hat einen konstanten Betrag M_s [21]. Diese Eigenschaften gelten allein bei ellipsoidförmigen Körpern, da nur für diese das durch die Formanisotropie hervorgerufene Streufeld im Körper homogen ist. Beispiele für diese Art von Körpern sind

die Kugel, der Rotationsellipsoid, der Zylinder und eine unendlich ausgedehnte Schicht. Da ein Rotationsellipsoid eine magnetisch leichte und senkrecht dazu magnetisch schwere Richtungen besitzt, ergibt sich die Gesamtenergiedichte $F^* := \frac{F}{\mu_0}$ aus der Summe von ZEEMANN-Energie und dem Betrag einer uniaxialen Anisotropie

$$F^* = -HM_s \cos(\alpha - \theta) + K_u \sin^2(\theta). \quad (2.16)$$

Der Winkel α wird dabei von der magnetisch leichten Achse und dem Magnetfeld \vec{H} eingeschlossen und θ von der magnetisch leichten Achse und der Magnetisierung \vec{M} . Dies in Abbildung 2.4 graphisch dargestellt.

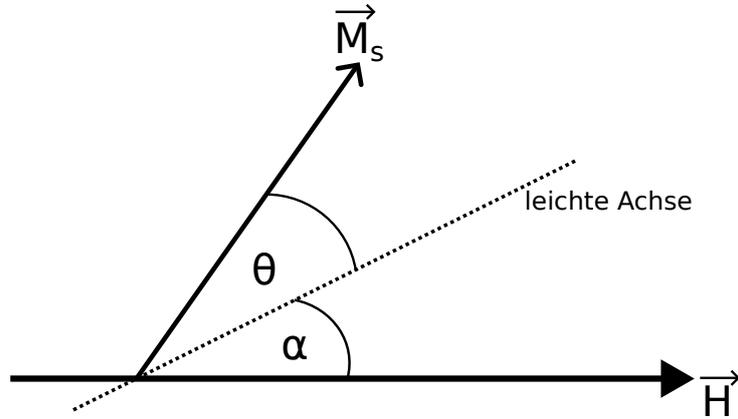


Abbildung 2.4: Darstellung der Winkel in Gleichung (2.16) für die Gesamtenergiedichte. Dabei ist \vec{M}_s die Magnetisierung, \vec{H} das äußere Magnetfeld und α und θ die jeweiligen Winkel.

Ein stabiler Zustand liegt vor, wenn die Gesamtenergie minimal ist. Da Extrema der Energiedichte den Nullstellen der ersten Ableitung entsprechen und die Richtung von \vec{H} und somit auch α konstant sind, gilt es,

$$\frac{\partial F^*}{\partial \theta} = -M_s H \sin(\alpha - \theta) + K_u \sin(2\theta) = 0 \quad (2.17)$$

zu lösen. Mit der Bedingung $H_k = \frac{2K_u}{M_s}$ und der reduzierten Variablen $h = \frac{H}{H_k}$ ergibt sich direkt

$$\frac{1}{2} \sin(2\theta) - h \sin(\alpha - \theta) = 0. \quad (2.18)$$

Für Minima muss außerdem die Bedingung $\frac{\partial^2 F^*}{\partial \theta^2} > 0$ gelten. Analog gilt es,

$$\frac{\partial^2 F^*}{\partial \theta^2} = M_s H \cos(\alpha - \theta) + 2K_u \cos(2\theta) = h \cos(\alpha - \theta) + \cos(2\theta) > 0 \quad (2.19)$$

zu lösen. Nach Verwenden von $h_x := h \cos(\alpha)$ und $h_y := h \sin(\alpha)$ ergibt sich das folgende Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sin(2\theta) + h_x \sin(\theta) - h_y \cos(\theta) &= 0 \\ \cos(2\theta) + h_x \cos(\theta) + h_y \sin(\theta) &> 0. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Wird die Ungleichung gleich null gesetzt, lassen sich Sattelpunkte finden, welche auf einen metastabilen Zustand hindeuten. Die Lösungen für h_x und h_y lauten dann

$$\begin{aligned} h_x &= -\cos^3(\theta) \\ h_y &= \sin^3(\theta). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Nach Verwendung des Satzes von PYTHAGORAS und Einsetzen der zuvor verwendeten Bedingungen ergibt sich die kritische Kurve

$$(H \cos(\alpha))^{\frac{2}{3}} + (H \sin(\alpha))^{\frac{2}{3}} = H_x^{\frac{2}{3}} + H_y^{\frac{2}{3}} = H_k^{\frac{2}{3}}, \quad (2.22)$$

welche in Abbildung 2.5(a) dargestellt ist. Zur Veranschaulichung der kohärenten Drehung der Magnetisierung wird die Achse des äußeren Magnetfeldes \vec{H} eingezeichnet. Anschließend wird eine Tangente so an die kritische Kurve gelegt, dass sie aus einer magnetisch leichten Richtung kommend die Achse des Magnetfeldes in einem Punkt schneidet (Abbildung 2.5(b) Pfeil 1). Dabei gibt der Abstand des Schnittpunktes zum Koordinatenursprung die Stärke des angelegten Magnetfeldes ($H > 0$) und die Tangente die Richtung des Magnetisierungsvektors für die Magnetfeldstärke an.

Bei Verringerung des externen Magnetfeldes muss eine weitere Tangente durch einen Punkt auf der Magnetfeldachse, der näher am Koordinatenursprung liegt, gezeichnet werden (Pfeil 2). Für $H = 0$ und $\alpha = 0$ liegt der Magnetisierungsvektor direkt in magnetisch leichter Richtung (Pfeil 3). Wird das Magnetfeld invertiert ($H < 0$), müssen die Tangenten an einen anderen Zweig der kritischen Kurve gezeichnet werden (Pfeile 4-6).

Ab einer kritischen Magnetfeldstärke $|H| > H_{\text{krit}}$ wird erneut der Zweig gewechselt und der Magnetisierungsvektor \vec{M} macht eine Sprung in die andere magnetisch leichte Richtung (Pfeile 6-7). Im Falle einer uniaxialen Anisotropie ist die kritische Magnetfeldstärke direkt durch die kritische Kurve gegeben [13].

Dieses Verfahren kann analog für eine vierzählige Anisotropie durchgeführt werden. Die freie Energiedichte F^* ist dann gegeben durch

$$F^* = -HM_s \cos(\alpha - \theta) + \frac{K_1}{4} \sin^2(2\theta). \quad (2.23)$$

Mit den Bedingungen $\frac{\partial F^*}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 F^*}{\partial \theta^2} = 0$ und $H_k = \frac{K_1}{2M_s}$ sowie der Zuhilfenahme einer GÖBNERbasis [2] ergibt sich das Polynom

$$\begin{aligned} &-4194304 + 7864320h^2 - 4362240h^4 + 643840h^6 \\ &+ \frac{10935}{2}h^8 + 729h^{10} - \frac{84375}{2}h^8 \cos(8\alpha), \end{aligned} \quad (2.24)$$

dessen Nullstellen die gesuchte Relation darstellen. Die Nullstellen $\frac{H_k}{H}(\alpha)$ können mit numerischen Verfahren bestimmt werden. Bei kohärenter Drehung der Magnetisierung, was in diesem Modell angenommen wird, stimmt H mit dem Koerzitivfeld H_c überein, sodass die in Abbildung 2.6 dargestellten Lösungen $\frac{H_k}{H}(\alpha)$ alle möglichen Verläufe des inversen Koerzitivfeldes in Abhängigkeit des Drehwinkels α wiedergeben. Der tatsächliche Verlauf muss daraus noch ermittelt werden.

Da nach dem STONER-WOHLFARTH-Modell keine Domänen entstehen, verlaufen die Hysteresen für den Fall einer uniaxialen Anisotropie wie in Abbildung 2.7. Nachdem die

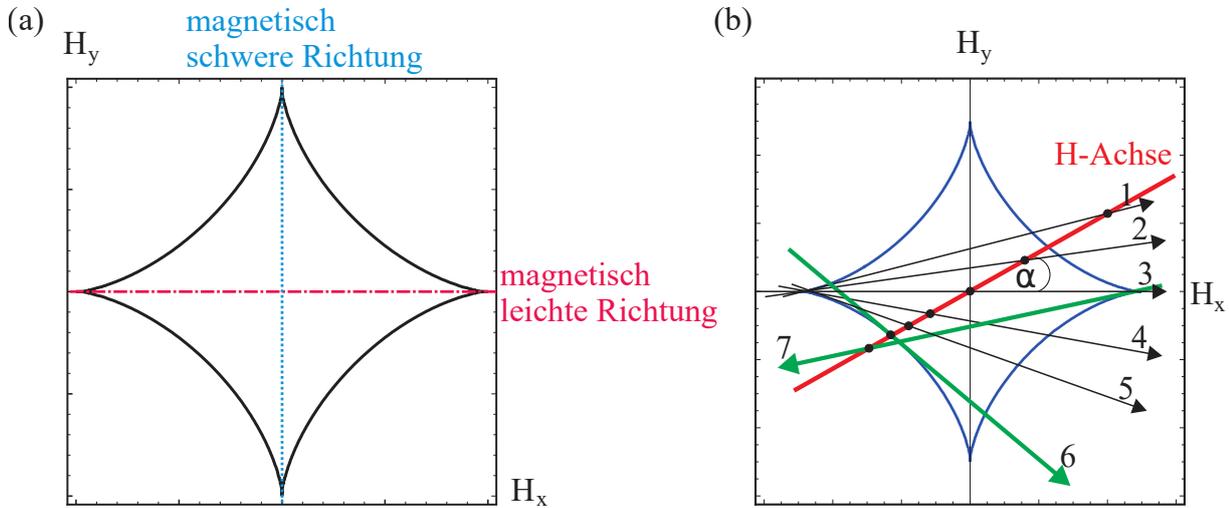


Abbildung 2.5: (a) Kritische Kurve einer uniaxialen Anisotropie mit eingezeichneten magnetisch leichten (rot) und schweren (blau) Richtungen. (b) Schematische Darstellung der kohärenten Drehung des Magnetisierungsvektors als Tangente an die kritische Kurve (nummerierte schwarze Pfeile). Der Schnittpunkt mit der Magnetfeldachse gibt die Stärke des magnetischen Feldes H an und die Tangente die Richtung des Magnetisierungsvektors. Nach dem Verringern der Magnetfeldstärke H auf null (1-3) liegt der Magnetisierungsvektor in der magnetisch leichten Richtung. Wird das Magnetfeld umgepolt ($H < 0$), wird ein anderer Zweig der kritischen Kurve für das Zeichnen einer Tangente gewählt (4-6). Wird die kritische Magnetfeldstärke ($|H| > h_{\text{krit}}$) überschritten, so macht der Magnetisierungsvektor einen Sprung (6-7). Entnommen aus [13].

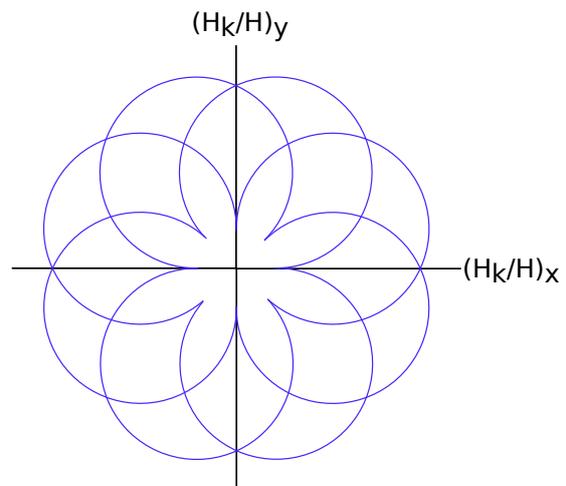


Abbildung 2.6: Kartesische Auftragung der numerisch bestimmten Lösungen $\frac{H_k}{H}(\alpha)$. Die Darstellung enthält somit alle möglichen Verläufe des inversen Koerzitivfeldes in Abhängigkeit des Drehwinkels α .

Sättigungsmagnetisierung eingetreten ist und das äußere Magnetfeld H wieder in die entgegengesetzte Richtung gefahren wird, bleibt für die leichte Achse die Magnetisierung bis zum Erreichen des Koerzitivfeldes konstant, da sich keine Domänen bilden, und sobald dieses erreicht wurde, richten sich alle Momente schlagartig in Richtung des äußeren Magnetfeldes aus. Daher entsteht ein rechteckiger Verlauf. Wenn das äußere Feld in Richtung der schweren Achse zeigt, bilden sich ebenfalls keine Domänen, allerdings drehen sich in diesem Fall alle magnetischen Momente bei Abnahme des äußeren magnetischen Feldes in dessen Richtung, bis wieder die Sättigungsmagnetisierung eingetreten ist. Daher ist der theoretische Verlauf dieser Kurve im Bereich $H < H_C$ linear.

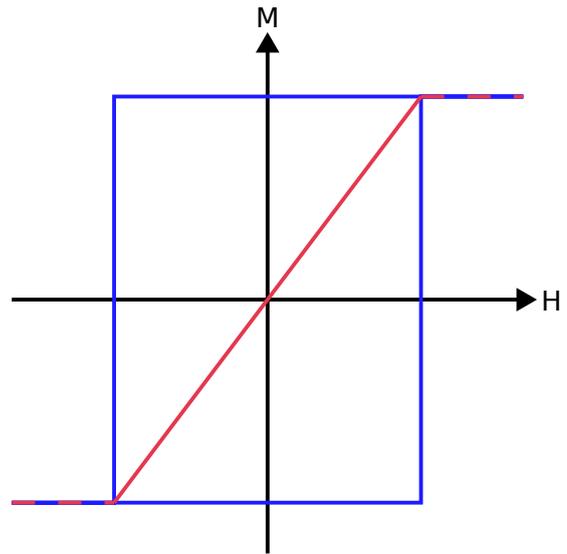


Abbildung 2.7: Theoretischer Verlauf der Hysteresen nach dem STONER-WOHLFARTH-Modell. In rot ist die Magnetisierungskurve für die schwere Achse und in blau für die leichte Achse dargestellt. Dabei ist H das äußere Magnetfeld und M das magnetische Moment.

2.2 VSM - Vibrationsmagnetometer

Die Funktionsweise des Vibrationsmagnetometers (en.: vibrating sample magnetometer, kurz: VSM) beruht auf dem FARADAYschen Induktionsgesetz, welches besagt, dass in einer Spule eine elektromagnetische Kraft erzeugt wird, sobald sich dort der magnetische Fluss ändert.

Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Der Probenstab wird zwischen den Aufnehmerspulen zentriert, um ein möglichst homogenes Magnetfeld bei der Probe zu erreichen. Durch die periodische Bewegung des Probenstabs, welcher mithilfe des Head-drives (Oszillator) in Bewegung gesetzt wird, wird eine Spannung U_{ind} induziert. Es gilt

$$U_{\text{ind}} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (2.25)$$

wobei mit Φ die magnetische Flussstärke bezeichnet wird, die sich hier durch das Streufeld der Probe ergibt. Für die Aufnehmerspulen mit der Fläche A , Anzahl der Windungen N und der magnetischen Flussdichte \vec{B} wird Gleichung (2.25) zu

$$U_{\text{ind}} = -NA \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (2.26)$$

Die Änderung der Flussdichte in den Spulen ist abhängig von mehreren Faktoren. Diese sind die Frequenz ω und die Amplitude Z , mit der die Probe oszilliert, das magnetische Moment m der Probe sowie der Abstand zu den Aufnehmerspulen y_0 . Darüber hinaus kann die Flussdichte und somit auch die induzierte Spannung erhöht werden, indem die Anzahl der Windungen N der Spulen oder die Anzahl der Spulen n_c erhöht werden. Dies könnte z.B. bei unterschiedlichen Versuchsaufbauten relevant sein. Das äußere Magnetfeld hat dabei keinen Einfluss auf die induzierte Spannung und dient lediglich dazu, die Probe zu magnetisieren. Damit und mit Gleichung(2.26) gilt

$$U_{\text{ind}} \propto -m\omega Z y_0 N n_c G \cos(\omega t). \quad (2.27)$$

Dabei ist G ein Geometriefaktor, welcher die Form der Probe berücksichtigt. Die Informationen für dieses Kapitel stammen aus [11].

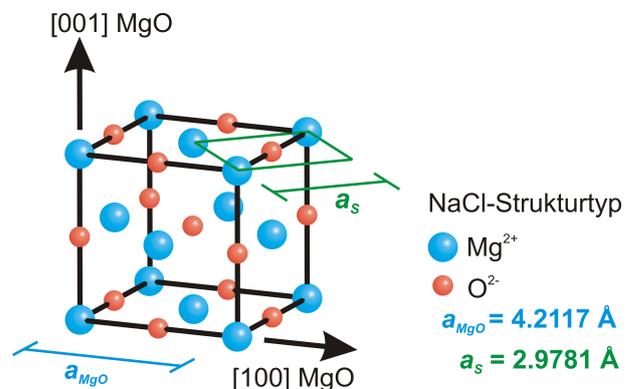
3 Materialsystem

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den in dieser Arbeit verwendeten Materialien. Dazu zählt das Substrat Magnesiumoxid und die aufgedampften Materialien Eisen, Magnetit und Silizium.

3.1 Magnesiumoxid

Das Salz Magnesiumoxid (MgO) besteht aus Magnesiumionen (Mg^{2+}) und Sauerstoffionen (O^{2-}) im Verhältnis 1:1. Es kristallisiert in einer Natriumchlorid-Struktur und bildet ein kubisch flächenzentriertes (en.: face-centered cubic, kurz: fcc) Kristallgitter mit der Gitterkonstante $a_{\text{MgO}} = 4.2117 \text{ \AA}$ und mit MgO als Basismolekül [14]. Die schematische Darstellung der Struktur ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Es dient in dieser Arbeit als Substrat und ist diamagnetisch. Außerdem hat es eine Bandlücke von $7,8 \text{ eV}$, sodass es elektrisch isolierend ist. Es ist für sichtbares Licht transparent und hat seinen Schmelzpunkt bei $2852 \text{ }^\circ\text{C}$.

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung von Magnesiumoxid. Es kristallisiert in einer Natriumchloridstruktur mit einer Gitterkonstante von $a_{\text{MgO}} = 4.2117 \text{ \AA}$. Entnommen aus [20].



3.2 Eisen

Das Übergangsmetall Eisen (Fe) kommt je nach Temperatur in den Formen α -, γ - oder δ -Eisen vor. Bis zu einer Temperatur von 1184 K liegt Eisen als α -Eisen vor, auch Ferrit genannt. Es kristallisiert in einer kubisch raumzentrierten Kristallstruktur (en.: body-centered cubic, kurz: bcc) mit einer Gitterkonstante von $a_{\text{Fe}} = 2.8665 \text{ \AA}$. Bis zu seiner CURIE-Temperatur $T_C = 1041 \text{ K}$ ist es ferromagnetisch und darüber hinaus paramagnetisch. Die schematische Darstellung der Struktur ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Bei über 1184 K bildet Eisen γ - und bei über 1673 K δ -Eisen, wobei diese jeweils in fcc und in bcc kristallisieren. Diese Formen werden in dieser Arbeit allerdings nicht verwendet. Außerdem oxidiert Eisen vollständig an Luft.

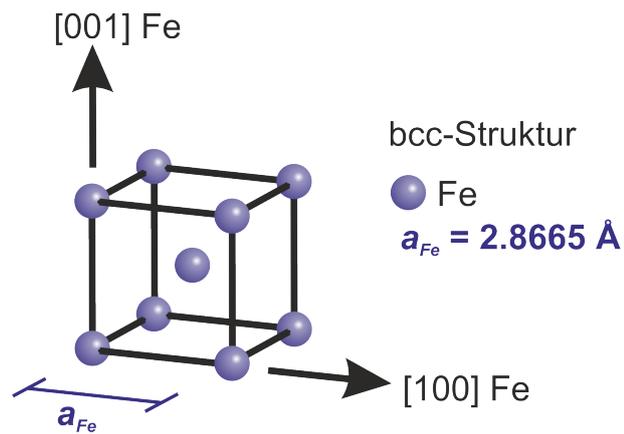


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung von Ferrit (α -Eisen). Es kristallisiert in einem bcc-Gitter (kubisch raumzentriert) mit einer Gitterkonstante von $a_{\text{Fe}} = 2.8665 \text{ \AA}$. Entnommen aus [20].

3.3 Magnetit

Das Mineral Magnetit (Fe_3O_4), welches die Summenformel $\text{Fe}^{2+}(\text{Fe}^{3+})_2\text{O}_4$ hat, ist eine Eisenoxidverbindung, welches sowohl zweiwertige als auch dreiwertige Eisenionen enthält. Es ist ferrimagnetisch und kristallisiert in einer inversen Spinellstruktur mit einer Gitterkonstante von $a_{\text{Fe}_3\text{O}_4} = 8.3963 \text{ \AA}$. Das heißt, dass die Tetraeder- bzw. Oktaederlücken eines aus O^{2-} -Ionen aufgebauten fcc-Gitters teilweise mit Eisenionen besetzt werden. Dabei werden ein Viertel der Oktaederlücken und ein Achtel der Tetraederlücken mit Fe^{3+} -Ionen besetzt. In einem weiteren Viertel der Oktaederplätze sind Fe^{2+} -Ionen zu finden [7]. Es ist die stabilste Eisenoxid-Verbindung und bis zu seiner CURIE-Temperatur von $T_C = 858 \text{ K}$ ferrimagnetisch [25]. Magnetit hat bei tiefen Temperaturen eine Bandlücke von $0,1 \text{ eV}$ und gehört damit zu den Halbmetallen [18]. Die schematische Darstellung der Struktur ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

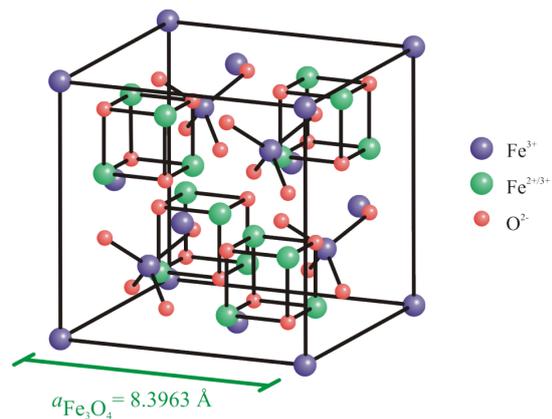


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Einheitszelle von Magnetit (Fe_3O_4). Es besitzt eine kubisch-flächenzentrierte Einheitszelle mit inverser Spinellstruktur. Die Gitterkonstante beträgt $a_{\text{Fe}_3\text{O}_4} = 8.3963 \text{ \AA}$. Entnommen aus [15].

3.4 Silizium

Silizium (Si) ist ein Halbleiter und wie Magnesiumoxid diamagnetisch. Es gehört zu den Halbmetallen der vierten Hauptgruppe und kristallisiert in einer Diamantstruktur mit einer Gitterkonstante von $a_{\text{Si}} = 5.4307 \text{ \AA}$. Dabei handelt es sich um zwei fcc Gitter, wobei

die Basis aus zwei Si-Atomen gebildet wird. Die Achse dieses Si-Dimers weist in (111)-Richtung und der Abstand der Si-Atome beträgt $1/4$ der Raumdiagonalen der kubischen Einheitszelle [16]. In dieser Arbeit wurde es bei einer Probe als Schutzschicht auf Eisen aufgedampft, um die Eisenoberfläche vor Oxidation zu schützen. Die Si-Schicht ist nicht einkristallin, sondern polykristallin oder amorph.

4 Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Messungen erläutert, welche im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden sind. Diese wurden alle mit einem VSM bei Raumtemperatur gemessen, weshalb in diesem Kapitel nur darauf eingegangen wird. Außerdem wird in dieser Arbeit mit den Einheiten "Elektromagnetische Einheit" (emu) und "Oersted" (Oe) gearbeitet. Diese berechnen sich wie folgt aus den SI-Einheiten

$$1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ Am}^2 \quad \text{und} \quad 1 \text{ Oe} = 79,5775 \frac{\text{A}}{\text{m}}. \quad (4.1)$$

4.1 Aufbau und Funktionsweise

Für die Messungen wurde ein Vibrationsmagnetometer (en.: Vibration Sample Magnetometer, kurz: VSM) der Firma *LakeShore* vom Typ 7407 verwendet.

Das VSM besteht aus einem Head-drive, Aufnehmerspulen und zwei Elektromagneten. Der genaue schematische Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Probe wird an dem Probenhalter befestigt, welcher durch den Head-drive in Schwingung versetzt wird. Durch die Elektromagneten wird die Probe magnetisiert und die Bewegung der Schwingung sorgt dafür, dass eine Spannung U_{ind} induziert wird (vgl. Kapitel 2.2). Der Abstand der Elektromagneten lässt sich dabei variabel verändern, wodurch Magnetfelder von bis zu 2.62 T möglich sind. Die Spannung U_{ind} wird durch die Aufnehmerspulen detektiert und über einen Analog-Digital-Wandler in ein digitales Signal umgewandelt. Die Messsoftware *IDEASVSM* am PC zeichnet diese Signale auf und misst die entstandenen Hysteresekurven (vgl. Kapitel 2.1.5).

An dem Probenstab lassen sich verschiedene Aufsätze zur Befestigung von Proben anbringen. Diese werden mit einem Kleber am Aufsatz befestigt. Innerhalb dieser Arbeit wurden alle Proben so ausgerichtet, dass die Oberfläche der Probe parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist (in plane Magnetisierung). Über die eingebaute Rotationseinheit kann der Probenstab zwischen den Elektromagneten gedreht werden. Dies geschieht über die Messsoftware, welche die Rotationseinheit elektronisch ansteuert. Der einstellbare Bereich liegt zwischen -10° und 730° , bei einer Winkelauflösung von $< 1^\circ$. Für die vollständige Untersuchung der magnetischen Anisotropie muss das magnetische Moment sowohl in x -Richtung, als auch in y -Richtung gemessen werden. Dazu werden die sogenannten vector coils genutzt, indem die ursprünglichen Aufnehmerspulen (in x -Richtung) durch Spulen in y -Richtung, also senkrecht zum Magnetfeld, ergänzt werden (vgl. Abbildung 4.2). Dies führt dazu, dass das maximale Magnetfeld geringer wird, da bei dieser Anordnung der minimale Abstand der Spulen, im Vergleich zu der Messung in nur eine Richtung, größer ist. Die Magnetisierung, welche in Richtung des Magnetfeldes ausgerichtet ist, wird mit m_x bezeichnet, während sie senkrecht dazu mit m_y bezeichnet wird.

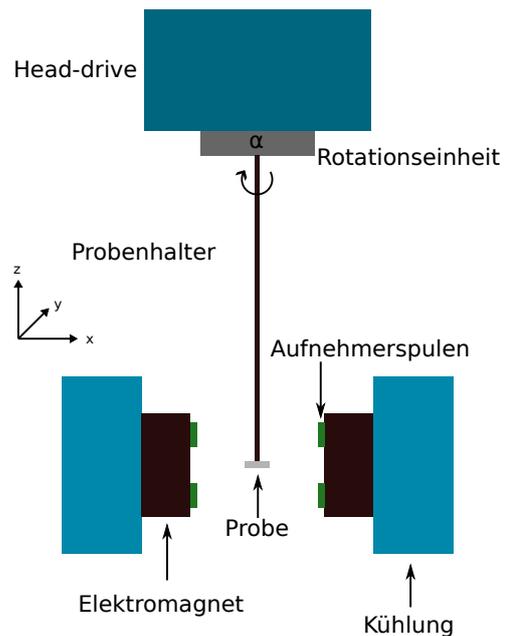


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des VSM (Seitenansicht). Der Head-drive versetzt den Probenhalter und somit die Probe in Schwingung. Die Elektromagneten erzeugen ein Magnetfeld. Die Aufnehmerspulen detektieren die Magnetisierung, welche aufgrund von Induktion durch die Probe entsteht. Durch die Rotationseinheit lässt sich die Probe stufenlos um einen Winkel α drehen.

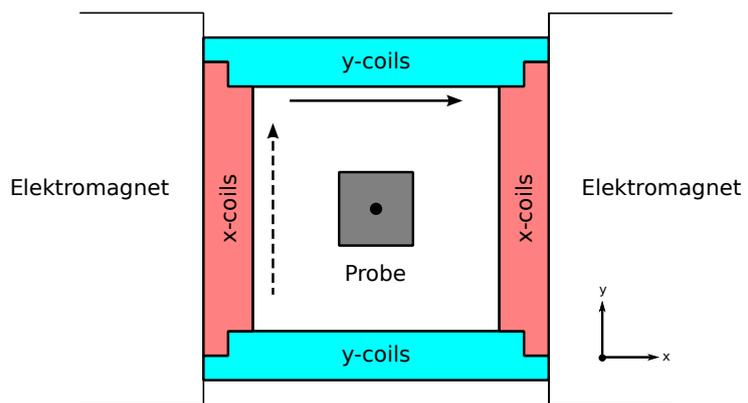


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der vector coils in der Draufsicht. Die normale Anordnung, bestehend aus Spulen in x -Richtung vor dem Elektromagneten, wird durch Spulen orthogonal dazu ergänzt. Es werden dadurch magnetische Momente gleichzeitig in x - und y -Richtung gemessen.

Außerdem ist es möglich, temperaturabhängige Messungen durchzuführen. Dabei wird durch Kryostaten ein Temperaturbereich von 78 K bis 950 K erreicht. Da in dieser Arbeit allerdings keine temperaturabhängigen Messungen durchgeführt werden, wird hierauf im Folgenden nicht näher eingegangen.

4.2 Verarbeitung der Messdaten

Werden Hysteresen mit dem VSM gemessen, entstehen Verläufe wie in Abbildung 4.3 in blau dargestellt. Die gelangen also nicht in einen Sättigungsbereich, sondern haben auch bei großen Magnetfeldern einen linearen Verlauf. Dies liegt daran, dass neben dem Schichtmaterial auch die para- und diamagnetischen Anteile vom Probenhalter und Substrat einen Einfluss auf die Messergebnisse haben. Da allerdings nur das Material der Schicht untersucht werden soll, ist der Verlauf verfälscht. Um ausschließlich das Signal der zu untersuchenden Schicht zu erhalten, muss der lineare Untergrund, welcher durch den Probenhalter und dem Substrat verursacht wurde, von den realen Messwerten abgezogen werden. Dazu wird im Sättigungsbereich eine lineare Regression durchgeführt

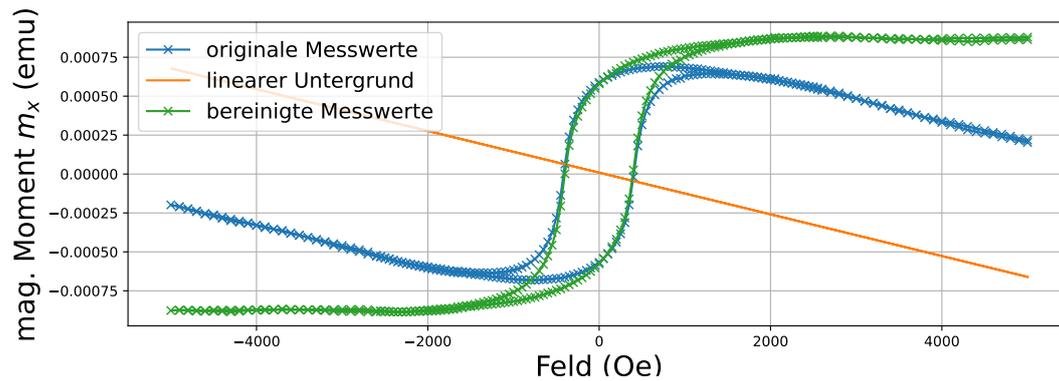


Abbildung 4.3: Abzug des linearen Untergrunds am Beispiel einer Magnetit-Probe. Die realen Messwerte (blau) besitzen einen linearen Untergrund, da diese durch paramagnetische Anteile vom Probenhalter und Substrat beeinflusst werden. Zur Bereinigung wird eine lineare Regression (orange) des Sättigungsbereiches durchgeführt und diese von den realen Messwerten abgezogen. Die entstehende Hysterese (grün) wird dann nur noch vom magnetischen Material der Schicht erzeugt.

und die entstehende Gerade (in Abbildung 4.3 in orange dargestellt) von der gemessenen Hysterese abgezogen. Dadurch ergibt sich ein Verlauf wie in Abbildung 4.3 in grün dargestellt.

5 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse vorgestellt und diskutiert. Dabei wird zunächst auf den Einfluss des Probenalters eingegangen, indem eine ältere Probe mit Magnetitschicht mit einer neuen Probe verglichen wird. Im Anschluss werden zwei Proben mit Eisenschichten miteinander verglichen, wobei auf eine Eisenschicht zusätzlich Silizium als Schutzschicht aufgedampft wurde. Zum Schluss werden für die beiden Proben mit Eisenschichten noch die inversen Koerzitivfelder und die Remanenzen mit den theoretischen Werten aus dem STONER-WOHLFARTH-Modell mit den Messwerten verglichen.

5.1 Einfluss des Probenalters auf das magnetische Verhalten der Probe Fe_3O_4

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit einer Magnetitschicht, welche 2016 auf MgO(001) im Rahmen einer Bachelorarbeit [19] hergestellt wurde. Diese Probe, welche im Folgenden als Probe A bezeichnet wird, wurde erneut vermessen und mit einer Probe mit Magnetitschicht, welche im Folgenden als Probe B bezeichnet wird und die 2021 auf MgO(001) hergestellt wurde, verglichen. Beide Proben besitzen eine Schichtdicke von etwa 20 nm und eine Probengröße von (1×1) cm, wodurch die Proben vergleichbar sind.

Zunächst werden die magnetischen Momente m_x verglichen, die in Abbildung 5.1 dargestellt sind. Es fällt auf, dass die Remanenz der Probe A kleiner ist, als die, der Probe B. Andererseits ist das Koerzitivfeld und die Sättigungsmagnetisierung von Probe B kleiner. Auch die Form der Hysteresen ist unterschiedlich. Dies könnte allerdings an der Messung liegen, da bei der Probe B Messwerte um den Nullpunkt von m_x fehlen.

Eine Gemeinsamkeit der Proben ist vor allem der geringe Unterschied zwischen der leichten und der schweren Achse, was auf eine geringe Anisotropieenergie hinweist.

Bei den magnetischen Momenten m_y (Abbildung 5.2) sind ebenfalls Unterschiede zu sehen, wobei zu erwähnen ist, dass beide Kurven ein geringes Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen. Bei der Probe B ist für die leichte Achse keine Öffnung der Magnetisierungskurve zu sehen. Für die Sättigungsmagnetisierung gilt $m_y = 0$ da $m_x = \text{max}$. Insgesamt weichen also alle vier Kurven von der Sättigungsmagnetisierung ab. Bei der Probe A ist die Öffnung der Kurve leicht in die negative Richtung verschoben.

Die Beträge der magnetischen Momente sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Bei den beiden Proben sind kaum Unterschiede zwischen der leichten und der schweren Achse zu sehen. Die beiden Minima sind bei Probe A deutlich ausgeprägter und besitzen einen größeren Abstand zueinander als bei Probe B. Bei beiden Proben sind die Minima bei der schweren Achse etwas stärker als bei der leichten. Außerdem ist bei der Probe A der Betrag der magnetischen Momente, bis auf die ausgeprägten Minima, durchweg größer.

Der Bereich, bei dem der Betrag des magnetischen Moments nicht mehr maximal ist, ist

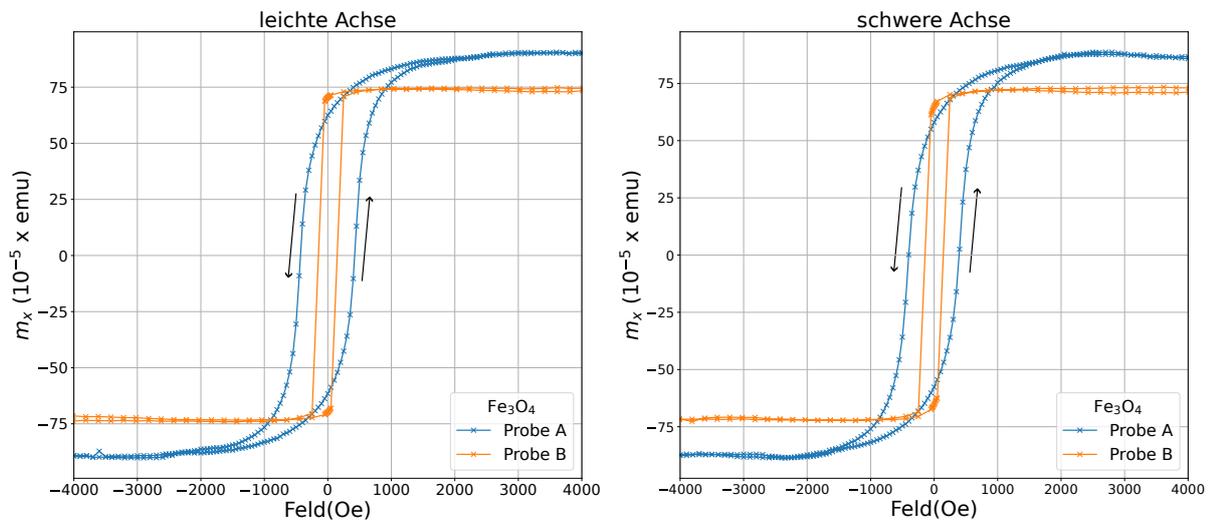


Abbildung 5.1: Vergleich der magnetischen Momente m_x der Fe_3O_4 -Proben. Links sind die Hysterese der leichten und rechts die Hysterese die der schweren Achsen abgebildet. Probe A ist die Probe aus dem Jahr 2016 und Probe B wurde im Jahr 2021 hergestellt. Die schwarzen Pfeile geben die Richtung an, in der sich das äußere Magnetfeld bei der entsprechenden Teilkurve ändert und gelten jeweils für beide Proben.

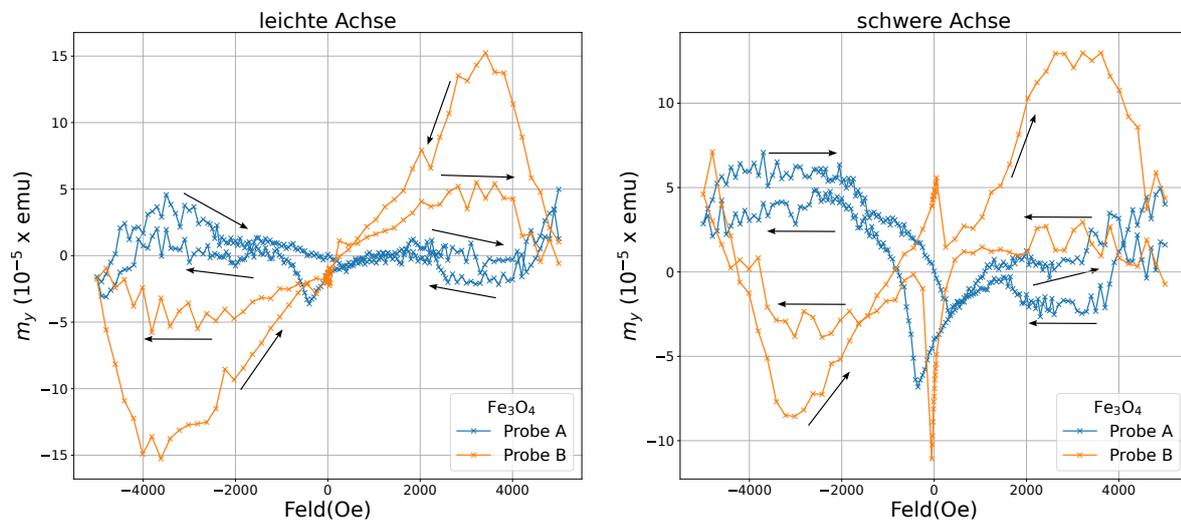


Abbildung 5.2: Vergleich der magnetischen Momente m_y der Fe_3O_4 -Proben. Links sind die Magnetisierungskurven der leichten und rechts die der schweren Achsen abgebildet. Probe A ist die Probe aus dem Jahr 2016 und Probe B wurde im Jahr 2021 hergestellt. Die schwarzen Pfeile geben die Richtung an, in der sich das äußere Magnetfeld bei der entsprechenden Teilkurve ändert.

der Bereich bei dem sich Domänen bilden. Dies ist bei Probe A sowohl bei der leichten als auch bei der schweren Achse bei einem äußeren Feld von ca. ± 2000 Oe der Fall. Bei Probe

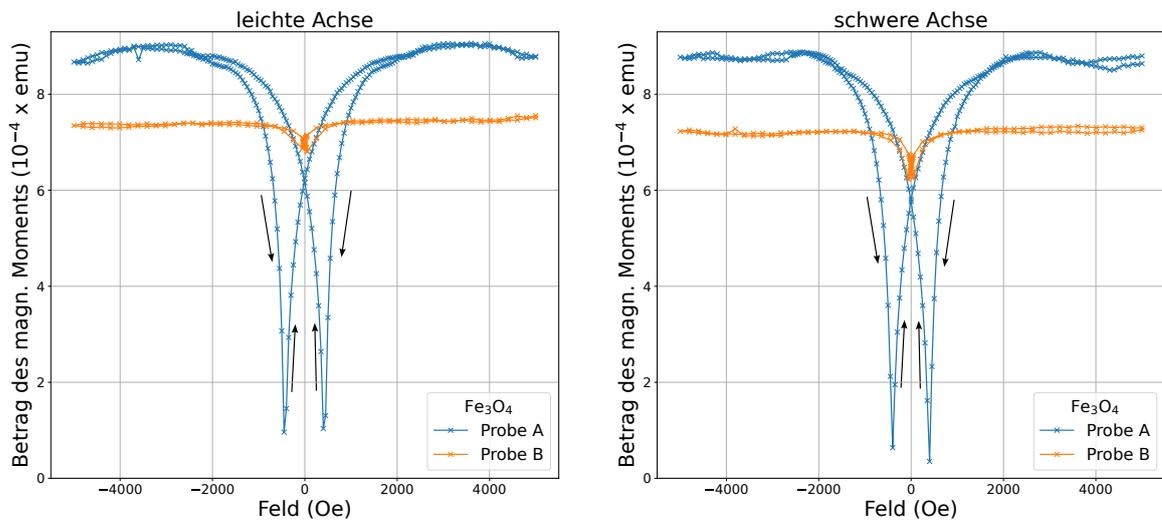


Abbildung 5.3: Vergleich der Beträge der magnetischen Momente der Fe_3O_4 -Proben. Links sind die Kurven der leichten und rechts, die der schweren Achsen abgebildet. Probe A ist die Probe aus dem Jahr 2016 und Probe B wurde im Jahr 2021 hergestellt. Die schwarzen Pfeile geben die Richtung an, in der sich das äußere Magnetfeld bei der entsprechenden Teilkurve ändert.

B ist dieser Bereich deutlich kleiner und schwerer abzulesen. Er liegt bei der schweren Achse bei ca. ± 650 Oe und bei der leichten bei ca. ± 350 Oe. Die Domänenbildung lässt sich auch in den Abbildungen zu m_x (Abbildung 5.1) und m_y (Abbildung 5.2) erkennen. Dort fällt auf, dass m_y durchgehend bei ca. 0 emu liegt. m_x dagegen, ist im Bereich der Sättigung deutlich größer und sinkt, gerade bei Probe A, im Bereich von 0 Oe stark. Dies bedeutet, dass im Bereich der Sättigung die Summe von m_x und m_y deutlich größer ist, als im Bereich vom Koerzitivfeld. Dieses Phänomen lässt sich wieder durch die Bildung von Domänen erklären, da sich, wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, die Momente der einzelnen Domänen gegenseitig, zumindest teilweise, aufheben.

Bei den Auftragungen von m_y gegen m_x (Abbildung 5.4) sind deutliche Unterschiede zwischen den Proben zu erkennen, wobei zu erwähnen ist, dass bei Probe B wenig Punkte in dem Bereich aufgenommen wurden, bei dem sich die Kurve aufteilt. Der maximale Wert für m_x ist bei Probe A deutlich höher als bei Probe B, wobei bei Probe B der maximale Wert für m_y höher ist.

Der Bereich, bei dem sich die Probe öffnet, ist gleichzeitig der Bereich, bei dem die magnetischen Momente entweder herausdrehen oder in Domänen zerfallen. Zusammen mit Abbildung 5.3 lässt sich sagen, dass dieser offene Bereich den Zerfall in Domänen kennzeichnet.

Abschließend lässt sich beim Vergleich der Proben feststellen, dass es deutliche Unterschiede gibt, was auf einen Alterungsprozess der Probe hindeutet. Es ist allerdings zu beachten, dass Probe A mit einer kleineren Schrittweite gemessen wurde. Zudem können die Unterschiede auch auf den Herstellungsprozess zurückzuführen sein, da nicht dieselbe Probe gemessen wurde.

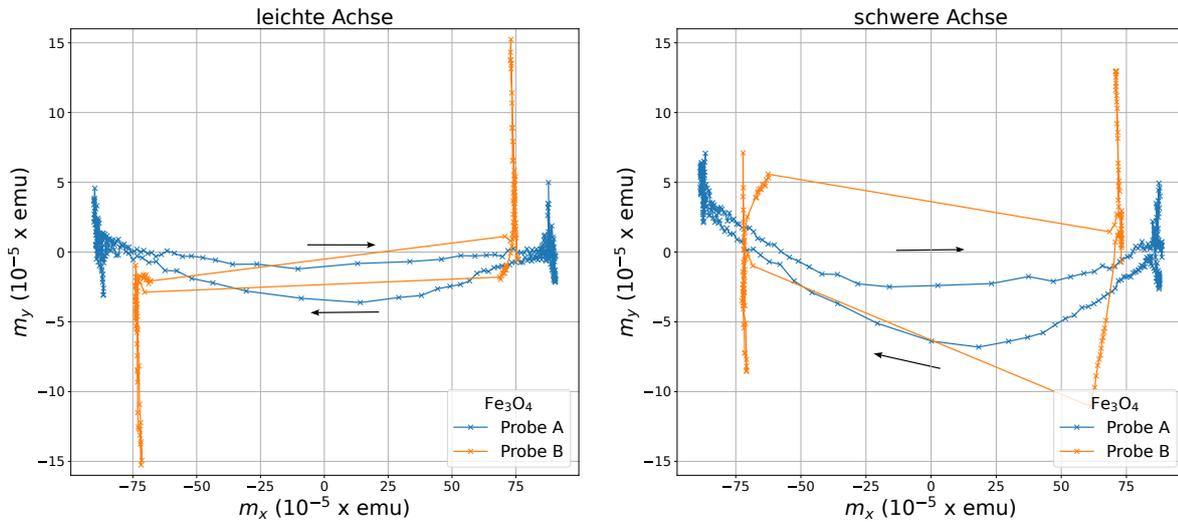


Abbildung 5.4: Vergleich der magnetischen Momente m_y , aufgetragen gegen die magnetischen Momente m_x der Fe_3O_4 -Proben. Links sind die Kurven der leichten und rechts, die der schweren Achsen abgebildet. Probe A ist die Probe aus dem Jahr 2016 und Probe B wurde im Jahr 2021 hergestellt. Die schwarzen Pfeile geben die Richtung an, in der sich das äußere Magnetfeld bei der entsprechenden Teilkurve ändert und gelten jeweils für beide Proben.

5.2 Eisen auf Magnesiumoxid

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden zwei Eisenschichten auf Magnesiumoxid untersucht. Beide Proben haben eine Oberfläche von $A = 100 \text{ mm}^2$ sowie eine Schichtdicke von ungefähr $d = 20 \text{ nm}$. Bei einer der Proben wurde auf die Fe-Schicht eine zusätzliche Si-Schicht aufgedampft, um die Fe-Schicht vor Oxidation zu schützen.

5.2.1 Einfluss der Siliziumschicht

Von beiden Proben wurde eine 360° VSM-Messung in 5° Schritten gemessen. Das Koerzitivfeld sowie die Remanenz wurde dann für jede einzelne Messung ermittelt und ist in Abbildung 5.5 in Abhängigkeit des Probenwinkels dargestellt.

Es fällt auf, dass bei beiden Achsen die Probe mit Siliziumschicht überwiegend ein höheres Koerzitivfeld aufweist. Allerdings wechselt dies immer wieder und die Werte streuen, was die Beurteilung schwierig macht. Bei der Remanenz lässt sich ein deutlicheres Verhalten beobachten. Für die Eisenschicht mit Siliziumschicht zeigt sich bei dem gesamten Verlauf ein deutlich höherer Wert. Es sind die leichten und schweren Achsen deutlich zu erkennen.

Mithilfe der 360° -Messung wurden die leichten und schweren Achsen für beide Proben ermittelt. Die zugehörigen Hysteresen für das magnetische Moment m_x sind in Abbildung 5.6 dargestellt.

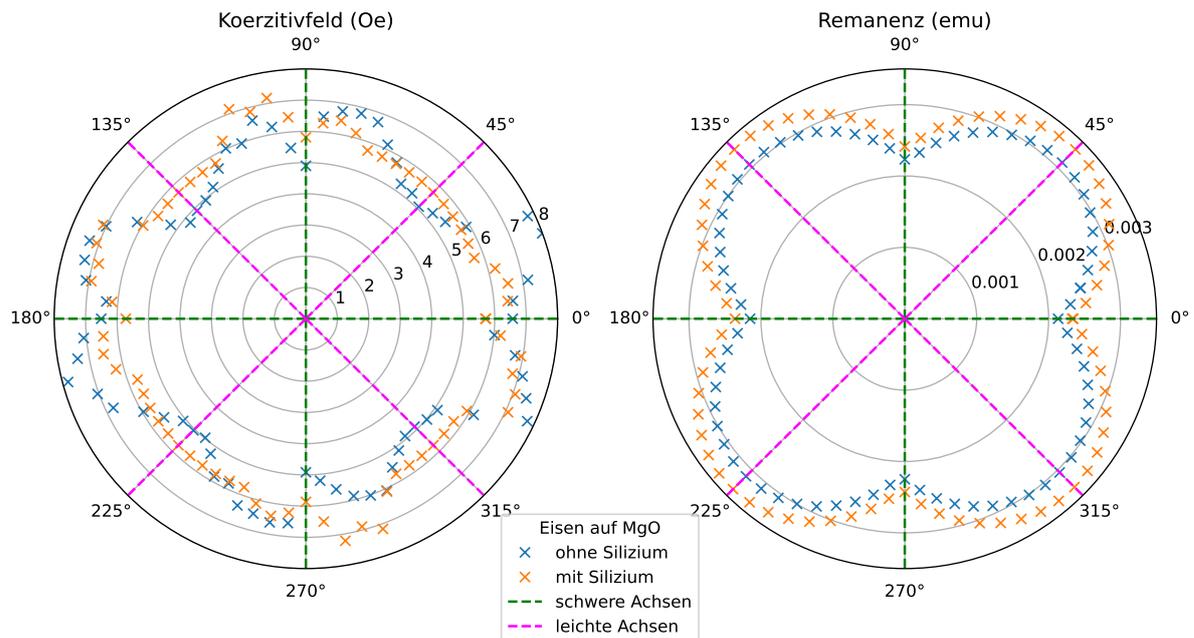


Abbildung 5.5: Koerzitivfeld (links) und Remanenz (rechts) von Eisen auf Magnesiumoxid. Aufgetragen gegen den Drehwinkel. Zum Vergleich einmal mit und einmal ohne Silizium. Zusätzlich sind in grün die schweren und in magenta die leichten Achsen eingezeichnet.

Es ist ebenfalls zu sehen, dass die Sättigungsmagnetisierung der Probe mit Siliziumschicht höher ist. Abgesehen davon, sind die Verläufe der Hysteresen fast identisch.

Sehr gut zu erkennen an dieser Messung ist der Unterschied zwischen leichter und schwerer Achse. Bei den leichten Achsen ähneln die Hysteresen sehr der theoretischen Kurve aus dem STONER-WOHLFARTH-Modell aus Abbildung 2.7. Für die schwere Richtung unterscheidet sich die reale Hysterese stärker von der Theoriekurve aus dem STONER-WOHLFARTH-Modell. Dies liegt daran, dass sich in der Realität Domänen bilden. Diese entstehen, sobald das magnetische Moment nicht mehr in der Sättigungsmagnetisierung ist. Abbildung 5.6 ist zu entnehmen, dass dies bei ca. ± 750 Oe der Fall ist. Somit ist dann die Gesamtmagnetisierung schwächer und bei Intensivierung des äußeren Magnetfeldes wachsen die Domänen, die in Richtung des Feldes liegen, bis die magnetischen Momente beim Koerzitivfeld umklappen und die Domänen sich wieder zurückbilden. Dieser Verlauf ist in Abbildung 5.9 zu erkennen. Da nach dem STONER-WOHLFARTH-Modell die Beträge konstant bleiben, findet die Domänenbildung statt, sobald die Beträge vom Maximum abweichen.

Die Verläufe für m_y sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Dort lässt sich erkennen, dass die Öffnungen der Kurven der Probe ohne Siliziumschicht breiter verlaufen, das äußere Feld bei $m_y = 0$, also größer ist. Außerdem ist die Kurve der schweren Achse stärker abgerundet. Für die leichten Achse lässt sich sagen, dass die Bildung von m_y vernachlässigbar ist, da beide Kurven sehr nah bei 0 emu verlaufen. Daraus und aus den Beobachtungen von m_x lässt sich schließen, dass im Wesentlichen keine Domänenbildung, sondern ein Umklappen der Magnetisierung stattfindet. Bei den schweren Achsen lässt sich erkennen, dass die Magnetisierung bei ungefähr ± 750 Oe von der schweren Achse weg rotiert, da m_y steigt

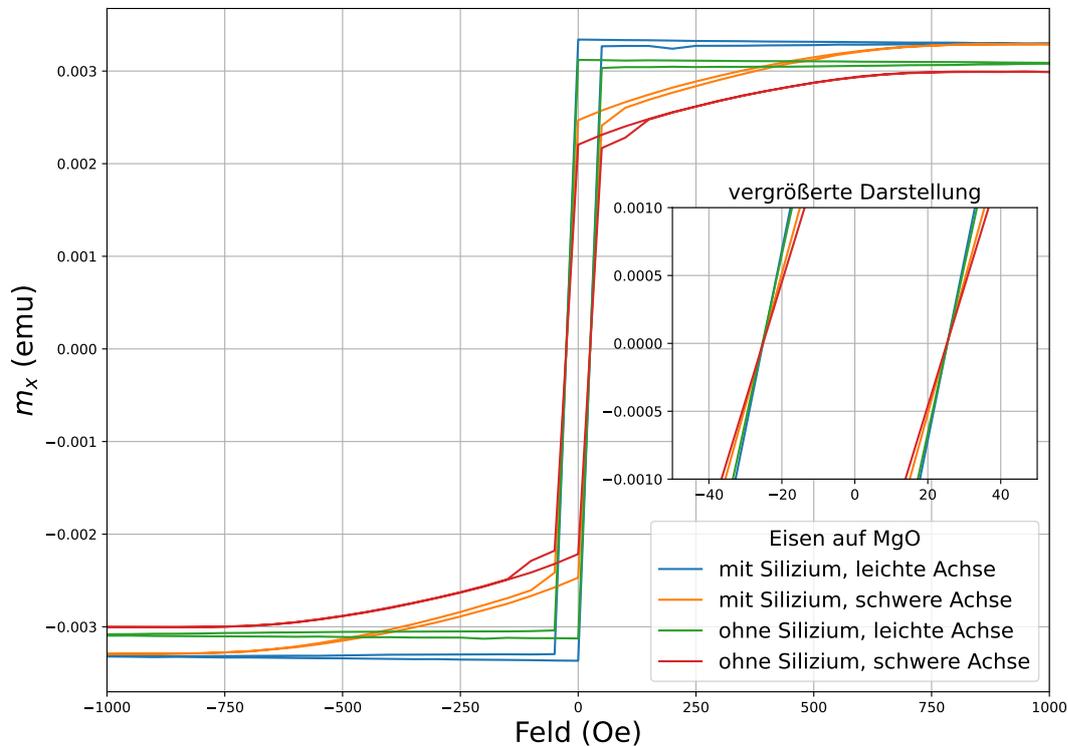


Abbildung 5.6: Magnetische Momente m_x von Eisen auf Magnesiumoxid. Zum Vergleich wurden für beide Proben (mit und ohne Silizium) die schwere und die leichte Achse dargestellt. Die vergrößerte Darstellung um den Ursprung dient der besseren Anschauung der Koerzitivfelder.

und m_x abnimmt (vgl. Abbildung 5.6). Der Grund dafür könnte zum Einen das Drehen einer Domäne und zum Anderen das Entstehen einer neuen Domäne sein. Welcher dieser Gründe zutrifft, ist bei der Auftragung der Beträge in Abbildung 5.9 genauer zu sehen.

In Abbildung 5.8 wurde das magnetische Moment m_y gegen das magnetische Moment m_x für die schweren Achsen aufgetragen. Die leichten Achsen müssen hier nicht berücksichtigt werden, da m_y gegenüber m_x verschwindend gering ist (vgl. Abbildung 5.7). Auch in dieser Auftragung ist kein großer Unterschied zwischen der Probe mit Silizium und der Probe ohne Silizium zu erkennen. Im Bereich zwischen -25×10^{-4} emu und 25×10^{-4} emu von m_x ist ein Vergleich schwierig, da die Dichte der Messpunkte in dem Bereich klein ist. Es lässt sich aber wieder gut erkennen, dass für die schwere Achse eine Drehung der magnetischen Momente im Bereich von ungefähr -25×10^{-4} emu und 25×10^{-4} emu stattfindet. Dies ist durch den rechteckigen Bereich erkennbar. Da die Vektoren der magnetischen Momente, welche durch die schwarzen Pfeile gekennzeichnet sind, beim Ändern des äußeren Magnetfeld ihre Richtung ändern und der Betrag annähernd gleich bleibt, drehen die magnetischen Momente sich in Richtung des äußeren Magnetfeld, bilden jedoch keine Domänen.

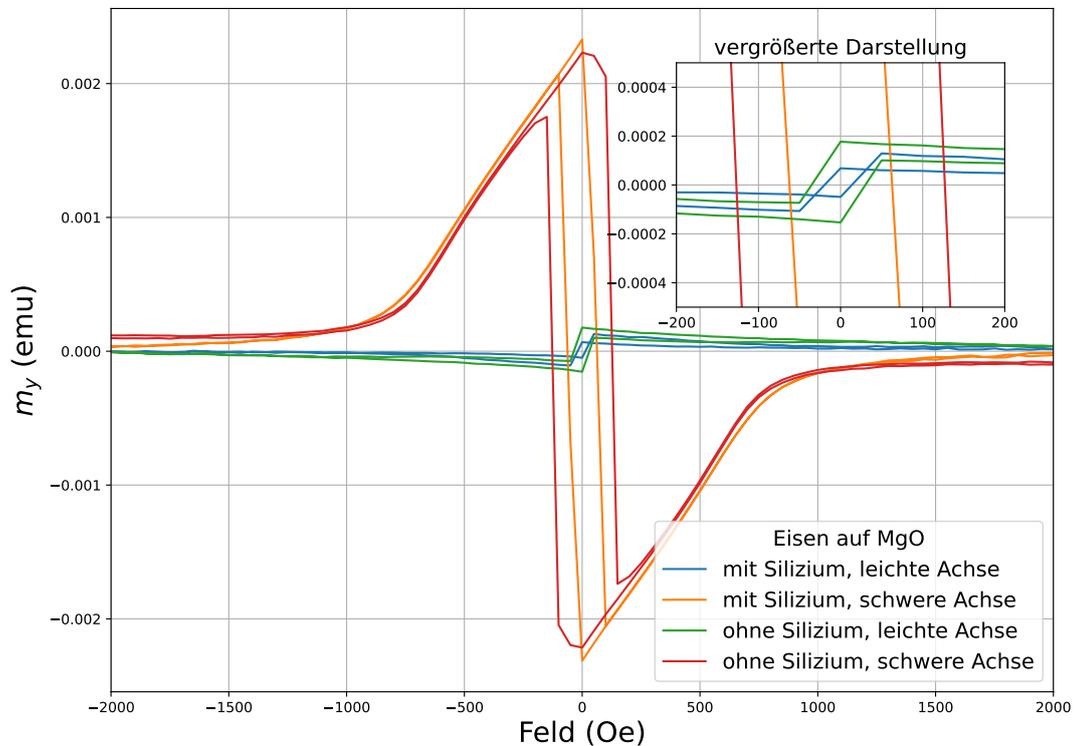


Abbildung 5.7: Magnetische Momente m_y von Eisen auf Magnesiumoxid. Zum Vergleich wurden für beide Proben (mit und ohne Silizium) die schwere und die leichte Achse dargestellt. Die vergrößerte Darstellung um den Ursprung dient der besseren Anschauung.

Dieses Phänomen lässt sich auch beim Betrag der Magnetisierung erkennen, welcher in Abbildung 5.9 dargestellt ist. Nach dem STONER-WOHLFARTH-Modell, wäre dieser Betrag konstant. Es ist allerdings auch in dieser Kurve wieder erkennbar, dass das Modell für die leichte Achse annähernd zutrifft, was bedeutet, dass sich so gut wie keine Domänen bilden. Für die schwere Achse ist dieses Modell allerdings ungeeignet, was bedeutet, dass sich Domänen mit unterschiedlich ausgerichteten magnetischen Momenten bilden.

5.2.2 Stoner-Wohlfarth-Modell

In diesem Kapitel werden für verschiedene Richtungen die durch das STONER-WOHLFARTH-Modell berechneten Remanenzen und inversen Koerzitivfelder mit den tatsächlichen Messwerten der beiden Eisenschichten verglichen. Die gemessenen Winkelabhängigkeiten der beiden Proben sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Es fällt auf, dass die Verläufe des inversen Koerzitivfeldes aus Abbildung 2.6 nicht mit den tatsächlichen Verläufen übereinstimmen. Stattdessen beschreiben die Verläufe der inversen Koerzitivfelder und Remanenzen, die in der Bachelorarbeit von Andreas Krampf [13] für ein Zweischichtsystem, bei dem die beiden Schichten unterschiedliche Kristallanisotropien aufweisen, berechnet

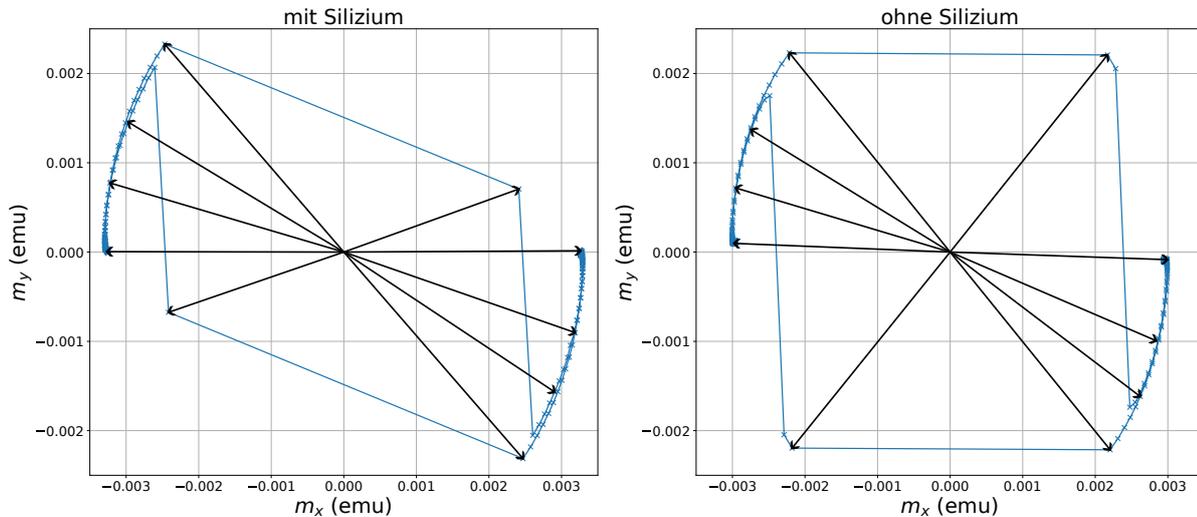


Abbildung 5.8: Auftragung vom magnetischen Moment m_y gegen das magnetische Moment m_x von Eisen auf Magnesiumoxid für die jeweils schweren Achsen. Links ist die Probe mit Silizium und rechts die Probe ohne Silizium dargestellt. Die schwarzen Pfeile stellen Vektoren der magnetischen Momente dar.

wurden, die gemessenen Verläufe besser. Dies lässt zunächst vermuten, dass auch bei den gemessenen Eisen-Proben ein Zweischichtsystem vorliegt.

Für die Eisenprobe ohne Siliziumschicht sind die numerisch bestimmten Lösungen $\frac{H_k}{H}(\alpha)$, der physikalisch sinnvolle Verlauf des inversen Koerzitivfeldes und die Überlagerung dieses Verlaufes mit den Messwerten in Abbildung 5.10 dargestellt. Der Verlauf wurde so gewählt, da die Koordinatenachsen die magnetisch leichten Achsen darstellen und das Koerzitivfeld dort minimal ist. Damit die Messwerte allerdings zu dem theoretischen Verlauf passen, muss diese Kurve noch gedreht werden. Dasselbe ist für die Probe mit aufgedampftem Silizium in Abbildung 5.11 dargestellt.

Für die Remanenz ist der numerisch bestimmte Verlauf sowie die Überlagerung des Verlaufes mit den Messwerten für die Probe ohne Siliziumschicht in Abbildung 5.12 dargestellt. Der theoretische Verlauf wurde so gewählt, da die Remanenz an den leichten Achsen, welche in diesem Fall bei 45° liegen, maximal sein muss. Dasselbe ist für die Probe mit aufgedampftem Silizium in Abbildung 5.13 abgebildet.

Es lässt sich sagen, dass, gerade für die Remanenz, die Verläufe sehr passend sind. Bei den inversen Koerzitivfeldern sind stärkere Abweichungen zu beobachten aber auch hier lässt sich die Kurve größtenteils passend über die Messwerte legen. Dies lässt sich auch mit den Beträgen aus Abbildung 5.9 erklären. Dort passen die Kurven hauptsächlich im Bereich von 0 Oe nicht zu dem STONER-WOHLFARTH-Modell, da dort die Minima auftreten. Dies ist aber auch genau der Bereich vom Koerzitivfeld, weshalb es wenig verwunderlich ist, dass die Kurven für die Remanenz passend sind und die Kurven für das inverse Koerzitivfeld von der Theorie abweichen.

Dass die theoretischen Kurven, die für ein Zweischichtsystem berechnet wurden, zu den Messdaten passen ist verwunderlich, da es sich bei den vermessenen Proben nur um eine

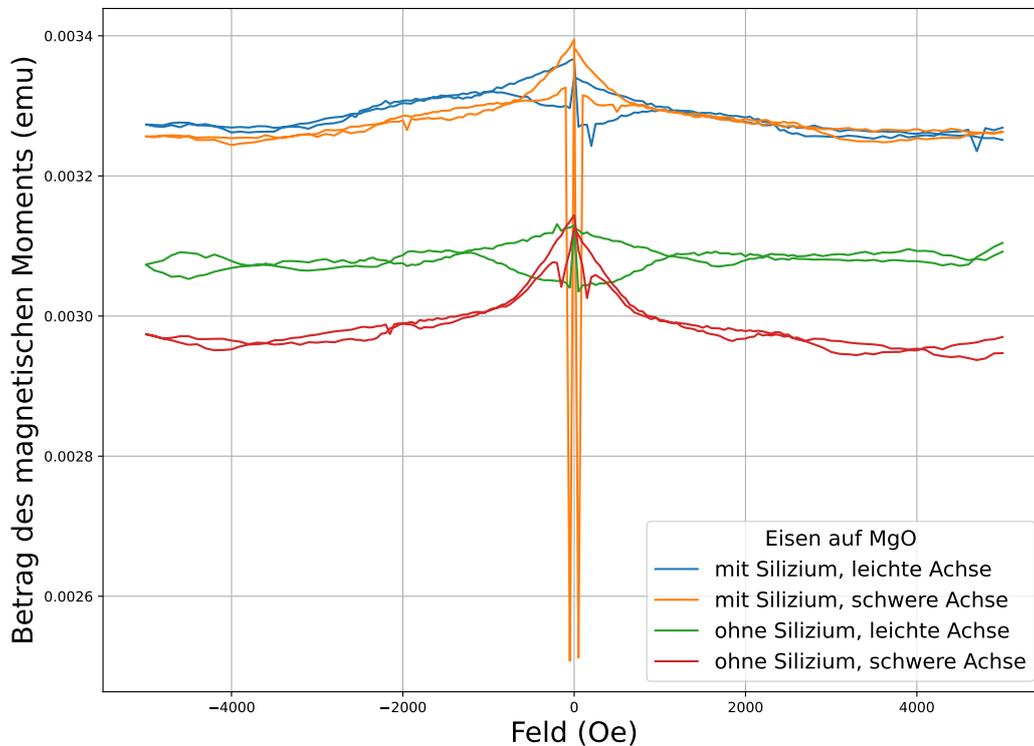


Abbildung 5.9: Auftragung des Betrags der magnetischen Momente von Eisen auf Magnesiumoxid. Zum Vergleich wurden für beide Proben (mit und ohne Silizium) die schwere und die leichte Achse dargestellt. Der Betrag berechnet sich wie folgt: $\sqrt{m_x^2 + m_y^2}$.

Eisenschicht handelt. Die Probe ohne aufgedampften Silizium könnte an der Oberfläche oxidiert sein. Dann würde wie in [13] ein Zweischichtsystem aus Eisen und Eisenoxid vorliegen, was die Verläufe erklären würde. Allerdings sind die Verläufe auch für die Probe mit Siliziumdeckschicht, welche vor der Oxidation schützt, passend. Dies kann bedeuten, dass das Eisen mit dem Silizium reagiert hat, oder dass die Proben eventuell nicht gut durch das Modell erklärbar sind.

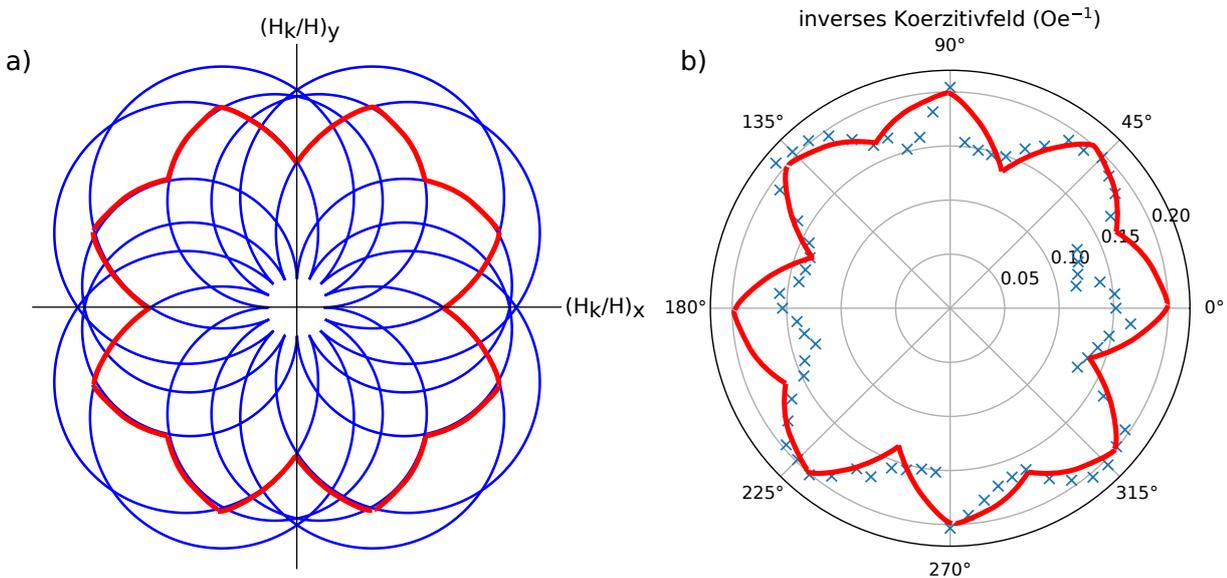


Abbildung 5.10: a) Numerisch bestimmte Lösungen $\frac{H_k}{H}(\alpha)$ aufgetragen in kartesischen Koordinaten. In rot ist der physikalisch sinnvollen Verlauf markiert. b) Überlagerung des Verlaufs mit den invertierten Messwerten von Eisen auf Magnesiumoxid ohne Silizium.

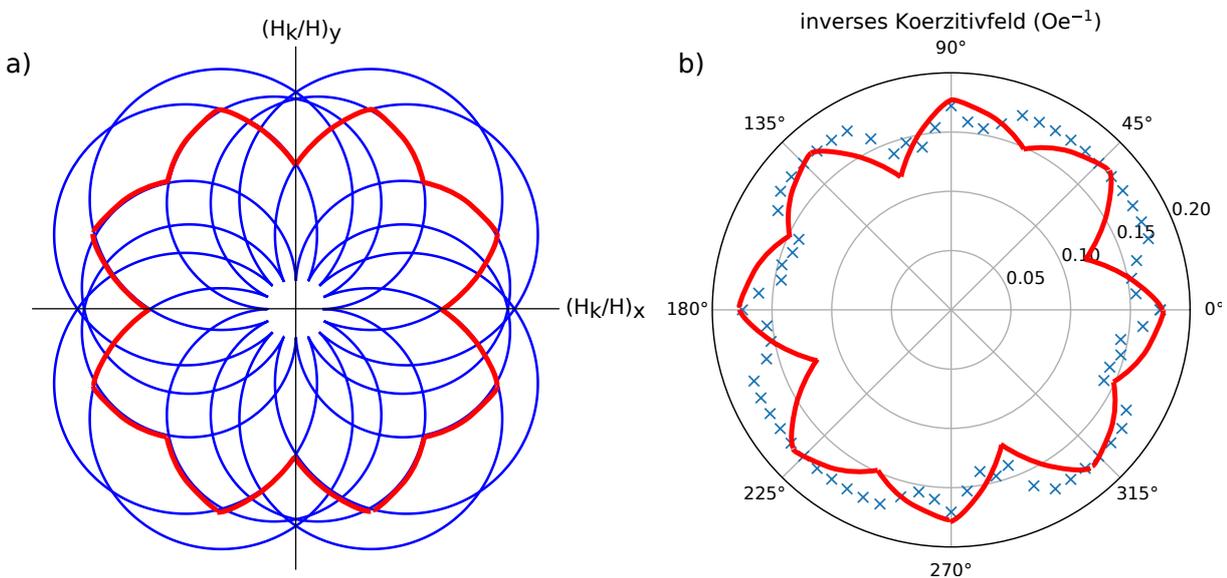


Abbildung 5.11: a) Numerisch bestimmte Lösungen $\frac{H_k}{H}(\alpha)$ aufgetragen in kartesischen Koordinaten. In rot ist der physikalisch sinnvollen Verlauf markiert. b) Überlagerung des Verlaufs mit den invertierten Messwerten von Eisen auf Magnesiumoxid mit Silizium.

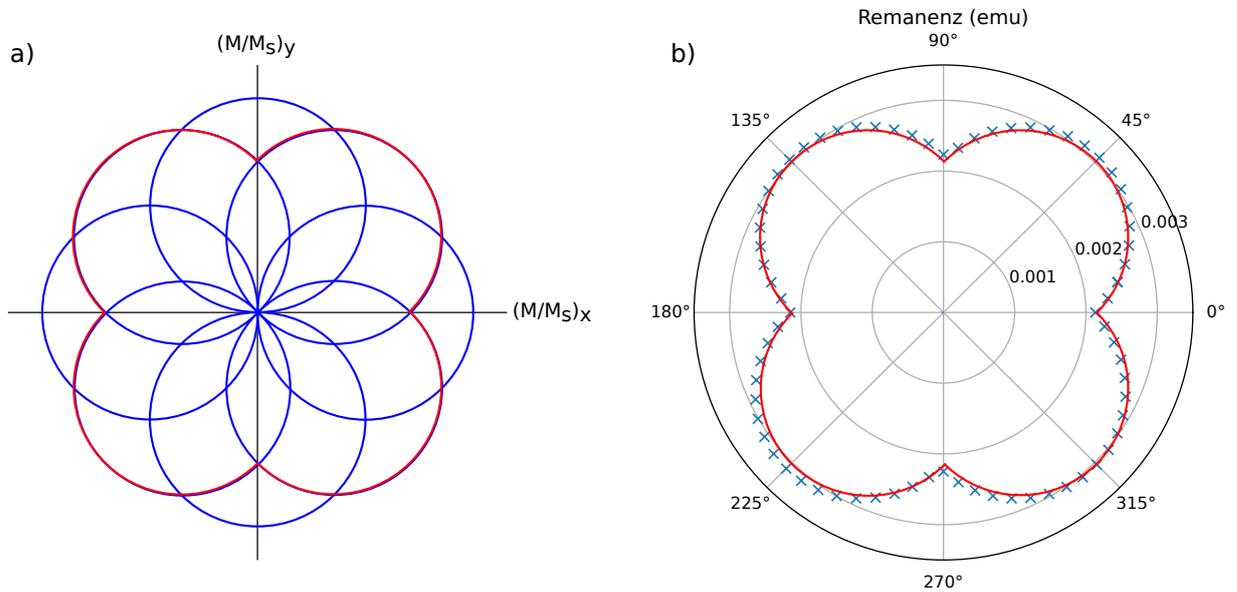


Abbildung 5.12: a) Numerisch bestimmte Lösungen $\frac{M}{M_s}(\alpha)$ aufgetragen in kartesischen Koordinaten. In rot ist der physikalisch sinnvollen Verlauf markiert. b) Überlagerung des Verlaufs mit den Messwerten von Eisen auf Magnesiumoxid ohne Silizium.

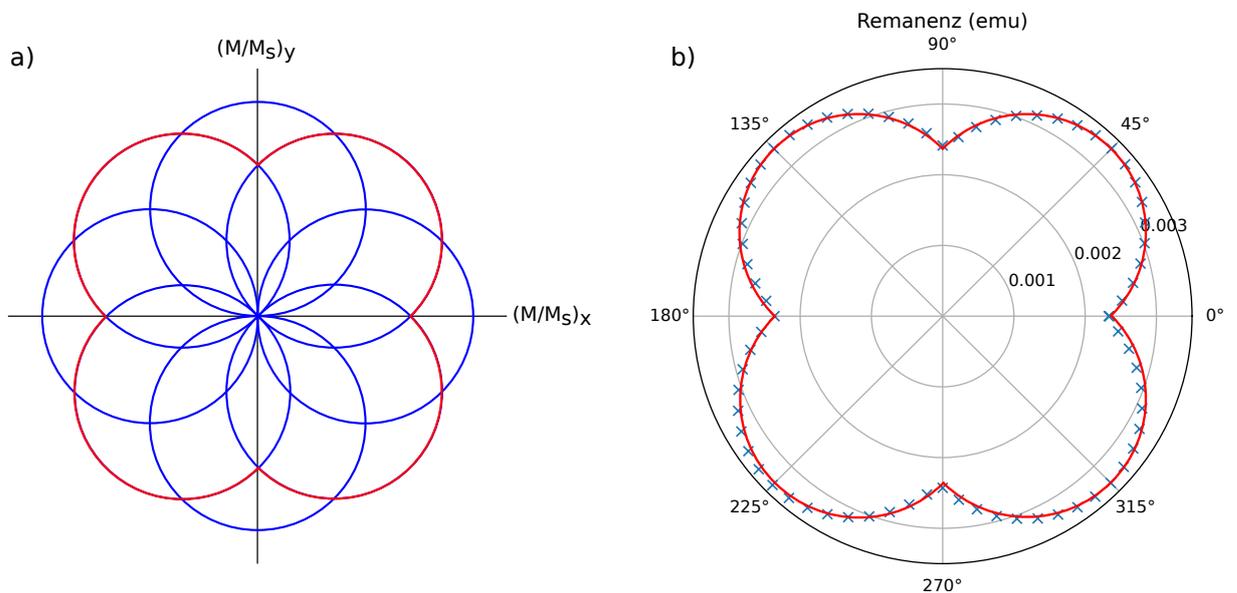


Abbildung 5.13: a) Numerisch bestimmte Lösungen $\frac{M}{M_s}(\alpha)$ aufgetragen in kartesischen Koordinaten. In rot ist der physikalisch sinnvollen Verlauf markiert. b) Überlagerung des Verlaufs mit den Messwerten von Eisen auf Magnesiumoxid mit Silizium.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit war die Untersuchung von verschiedenen Proben mithilfe des Vibrationsmagnetometers (VSM).

Zum Einen wurden Eisenschichten auf Magnesiumoxid einmal mit und einmal ohne zusätzlich aufgedampfter Siliziumschuttschicht vermessen. Dabei wurden die Unterschiede erläutert. Dort ist aufgefallen, dass die Probe mit Siliziumschuttschicht höhere Koerzitivfelder, Remanenzen und Sättigungsmagnetisierungen aufweist. Dies liegt daran, dass die Schuttschicht vor Oxidation schützt, welche die magnetischen Eigenschaften stört. Außerdem wurden diese beiden Proben mithilfe des STONER-WOHLFARTH-Modells ausgewertet. Hierbei wurde beobachtet, dass das Verhalten der 360° -Messungen mit den Theoriekurven von Zweischichtsystemen vereinbar sind. Dies ist verwunderlich, da es sich bei den Proben um eine einzelne magnetische Schicht handelt. Zusätzliche Untersuchungen der Schichten hinsichtlich ihrer Struktur und Zusammensetzung könnten klären ob tatsächlich nur eine Schicht oder ob mehrere Schichten in der Probe vorkommen. Die Probe ohne Siliziumschuttschicht könnte, wie zuvor bereits erwähnt, an der Oberfläche oxidiert sein. Es wäre dann vor allem interessant, zu prüfen, ob sich bei der Probe mit Siliziumschuttschicht auch ein Zweischichtsystem gebildet hat, z.B. durch Bildung einer Silizidzwischen-schicht. Zum Anderem wurden Magnetitschichten auf Magnesiumoxid untersucht. Dazu wurde sowohl eine ältere sechs Jahre alte Probe, als auch eine neuere ein Jahr alte Probe vermessen, und es wurde auf die Unterschiede eingegangen. Dabei sind größere Unterschiede aufgefallen. Für diese Unterschiede könnte es verschiedene Gründe geben. Möglicherweise wurde der Herstellungsprozess unter leicht unterschiedlichen Bedingungen durchgeführt. Außerdem kann es an der Messung selbst liegen. Bei der neueren Probe konnte zum Beispiel die Form der Hysteresen nicht eindeutig bestimmt werden, da die Messwerte um den Nullpunkt des äußeren Feldes zu weit auseinander lagen. Da die Dichte der Messpunkte bei beiden Proben allerdings gleich war, könnte auch der Altersunterschied der Proben die Unterschiede hervorgerufen haben.

Zum Beispiel könnten Oxidationsprozesse stattgefunden haben. Dies sollte man nach dieser Arbeit ebenfalls genauer untersuchen, zum Beispiel mit derselben Probe und einer größeren Zeitspanne zwischen den Messungen.

Literaturverzeichnis

- [1] MN Baibich u. a. „Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices“. In: *Physical review letters* 61.21 (1988).
- [2] T Becker und W Weispfennig. *Gröbner Bases: A Computational Approach to Commutative Algebra*. Springer, 1993.
- [3] G Binasch u. a. „Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange“. In: *Physical review B* 39.7 (1989).
- [4] J Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge university press, 2010.
- [5] W Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [6] R Gross u. a. *Festkörperphysik*. De Gruyter, 2018.
- [7] T Hibma u. a. „Anti-phase domains and magnetism in epitaxial magnetite layers“. In: *Journal of Applied Physics* 85.8 (1999).
- [8] S Hunklinger. *Festkörperphysik*. De Gruyter Oldenbourg, 2017.
- [9] M Julliere. „Tunneling between ferromagnetic films“. In: *Physics letters A* 54.3 (1975).
- [10] J Juraszek u. a. „Tuning exchange bias and coercive fields in ferromagnet/ antiferromagnet bilayers with ion irradiation“. In: *Journal of applied physics* 91.10 (2002).
- [11] Universität Kiel. „Vibrating Sample Magnetometry“. In: *Basic Laboratory - Materials Science and Engineering* (2015).
- [12] K Kopitzki und P Herzog. *Einführung in die Festkörperphysik*. Band 4. Springer, 1989.
- [13] A Krampf. „MOKE-Untersuchungen ultradünner Fe₃O₄/ Fe-Schichten auf MgO(001)“. In: *Bachelorarbeit, Universität Osnabrück* (2013).
- [14] O Kuschel u. a. „From Fe₃O₄/NiO bilayers to NiFe₂O₄-like thin films through Ni interdiffusion“. In: *Physical Review B* 94.9 (2016).
- [15] T Nordmann. „Anfangsstadium des epitaktischen Wachstums von MgO auf Fe₃O₄(001)-Schichten“. In: *Bachelorarbeit, Universität Osnabrück* (2014).
- [16] K Oura u. a. *Surface science: an introduction*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [17] SSP Parkin u. a. „Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory“. In: *Journal of Applied Physics* 85.8 (1999).
- [18] M Preisinger. „Manipulation der elektronischen Oberflächeneigenschaften monodispersiver Eisenoxid-Nanopartikel“. In: (2005).

- [19] K Ruwisch. „VSM-Untersuchung magnetischer Eigenschaften von epitaktischen Magnetitschichten“. In: *Bachelorarbeit, Universität Osnabrück* (2016).
- [20] T Schemme. „Oxidation von Eisenschichten auf MgO (001)-Substraten“. In: *Masterarbeit, Universität Osnabrück* (2011).
- [21] EC Stoner und EC Wohlfarth. „A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 240.826 (1948).
- [22] C Weber U Kilian. *Lexikon der Physik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1998.
- [23] SA Wolf u. a. „Spintronics: a spin-based electronics vision for the future“. In: *science* 294.5546 (2001).
- [24] S Yuasa u. a. „Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/ MgO/Fe magnetic tunnel junctions“. In: *Nature materials* 3.12 (2004).
- [25] M Ziese u. a. „Mechanism of grain-boundary magnetoresistance in Fe O films“. In: *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems* 28.4 (2002).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich in bei der Anfertigung dieser Bachelorarbeit motiviert und unterstützt haben.

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Wollschläger dafür bedanken, dass ich mein Bachelorarbeit in der Arbeitsgruppe „Dünne Schichten und Grenzflächen“ anfertigen konnte. Er hatte immer ein offenes Ohr für jegliche Fragen und sorgte mit seiner lockeren und witzigen Art stets für eine gute Arbeitsatmosphäre.

Des Weiteren möchte ich mich herzlich bei Dr. Karsten Küpper dafür bedanken, dass er die Position des Zweitprüfers übernommen hat.

Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Kevin Ruwisch, der sich Zeit genommen hat, mir sowohl die Theorie als auch die Aufbauten ausführlich zu erklären.

Ebenfalls danke ich Tobias Pollenske für die Herstellung der Eisen-Proben und die gute Atmosphäre im Büro.

Außerdem möchte ich der ganzen Arbeitsgruppe für die tolle Zusammenarbeit und die guten Gespräche danken.

Vielen Dank an denjenigen, die sich Zeit genommen haben, um meine Arbeit Korrektur zu lesen.

Ein abschließender Dank gilt meiner Familie und meinem Freund Chris Schröder, die mich bei meinem gesamten Studium und auch bei meiner Bachelorarbeit umfassend unterstützt haben.

Ich versichere, dass ich die eingereichte Bachelorarbeit selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe verfasst habe. Anderer als der von mir angegebenen Hilfsmittel und Schriften habe ich mich nicht bedient. Alle wörtlich oder sinngemäß den Schriften anderer Autoren entnommenen Stellen habe ich kenntlich gemacht.

Ort, Datum

Unterschrift