
Spin-Reorientierung in epitaktischen NdCo₅-Schichten

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Dipl.-Phys. **Marietta Seifert**
geboren am 17.04.1982 in Dresden

Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2012

Eingereicht am 10.05.2012

Verteidigt am 20.11.2012

1. Gutachter:

Prof. Dr. rer. nat. Ludwig Schultz

Professor für Metallphysik an der Technischen Universität Dresden

Wissenschaftlicher Direktor des IFW Dresden

Direktor des Instituts für Metallische Werkstoffe am IFW Dresden

2. Gutachter:

Prof. Dr. rer. nat. Dirk C. Meyer

Professor für Physik an der Technischen Universität Bergakademie Freiberg

Direktor des Instituts für experimentelle Physik an der Technischen Universität

Bergakademie Freiberg

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit präsentiert die ersten detaillierten Untersuchungen des Spin-Reorientierungs-Übergangs in epitaktischen NdCo₅-Schichten. Die Proben, die mit gepulster Laserdeposition hergestellt wurden, konnten sowohl als *in-plane*- als auch als *out-of-plane*-texturierte Schichten präpariert werden. Für beide Wachstumsvarianten ergaben Röntgendiffraktometrie- und Texturmessungen eine sehr gute Texturierung mit einer nahezu einheitlichen Orientierung der *c*-Achse, die eine Untersuchung der magnetischen Eigenschaften entlang ausgewählter kristallografischer Richtungen ermöglichte.

Die globalen Magnetisierungsmessungen der *In-plane*-Proben zeigten einen Spin-Reorientierungs-Übergang von einer magnetisch leichten *c*-Achse für Temperaturen oberhalb von 310 K über einen magnetisch leichten Kegel hin zu einer magnetisch leichten Ebene (*a*-Achse) unterhalb von 255 K. Die Übergangstemperaturen liegen damit geringfügig über den bisher an Massivproben gemessenen Werten. Aus den magnetischen Hysteresemessungen wurden die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung für den Temperaturbereich der magnetisch leichten *c*-Achse und der magnetisch leichten Ebene ermittelt.

Die Untersuchungen der *Out-of-plane*-Proben wiesen die Existenz einer magnetokristallinen Anisotropie höherer als zweiter Ordnung nach. Sie bewirkt ein unterschiedliches Schaltverhalten der parallel zur *a*- bzw. *b*-Achse gemessenen magnetischen Hysteresekurven im Temperaturregime der magnetisch leichten Ebene.

Für die *in-plane*-texturierten Schichten wurde das Domänenmuster und dessen Änderung mit der Temperatur im gesamten Spin-Reorientierungs-Bereich analysiert. Diese Untersuchungen basieren auf in Kooperation mit der Universität Hamburg durchgeführten SEMPA-Messungen. Oberhalb von 318 K liegt eine Zweidomänenkonfiguration mit einer Ausrichtung der Magnetisierung parallel zur *c*-Achse vor, die beim Abkühlen in das Regime des magnetisch leichten Kegels in einen Vierdomänenzustand übergeht. Unterhalb von 252 K bildet sich eine Zweidomänenkonfiguration mit parallel zur *a*-Achse orientierter Magnetisierung. Diese lokalen Messungen bestätigten den Spin-Reorientierungs-Übergang mit zu den globalen Magnetisierungsmessungen vergleichbaren Übergangstemperaturen. Für charakteristisch orientierte Domänenwände erfolgten genauere Analysen der Magnetisierungsprozesse in den angrenzenden Domänen.

Um ein erweitertes Verständnis der Domänenkonfiguration, deren Temperaturabhängigkeit und der vorhandenen Domänenwände zu erarbeiten, erfolgten mikromagnetische Simulationsrechnungen für ausgewählte Temperaturen. Die Berechnungen wurden sowohl für homogene Systeme als auch für Geometrien mit verschiedenen Pinningzentren durchgeführt. Die Analyse der Domänenwände ergab, dass ihr Bloch- oder Néel-Charakter und die Domänenwandweite von der Temperatur sowie ihrer Ausrichtung parallel zur *c*- oder *a*-Achse abhängt.

Abstract

This thesis presents the first detailed investigation of the spin-reorientation-transition in epitaxial NdCo₅ thin films. The samples were prepared by pulsed laser deposition as in-plane or out-of-plane textured films. For both kinds of samples X-ray diffraction and texture measurements revealed a high degree of texture with one common orientation of the c -axis within the film, which allowed an investigation of the magnetic properties along distinct crystallographic directions.

Global magnetization measurements of the in-plane textured films showed a spin-reorientation from a magnetic easy axis (c -axis) at temperatures above 310 K via a magnetic easy cone to a magnetic easy plane (a -axis) at temperatures below 255 K. The transition temperatures are slightly higher than values reported for bulk samples. The magnetocrystalline anisotropy constants of first and second order were determined for the regime of the magnetic easy axis and plane.

Measurements of the out-of-plane textured films verified the existence of a magnetocrystalline anisotropy of order larger than two, which becomes obvious from a different magnetic switching behavior along the a - and b -axis in the temperature regime of the magnetic easy plane.

The domain structure and its changes with temperature were investigated for the in-plane textured films. There exists a two domain state at temperatures above 318 K with an orientation of the magnetization parallel to the c -axis from which a four domain state evolves when cooling down the sample to the easy cone state. Finally, a two domain state exists in the regime of the magnetic easy plane (easy a -axis) with an orientation of the magnetization parallel to the a -axis at temperatures below 252 K. The local measurements confirm the spin reorientation transition with transition temperatures comparable to those derived from global magnetization measurements. In addition, a detailed analysis of the magnetization processes for some characteristically oriented domain walls was performed.

Micromagnetic simulations were carried out for selected temperatures to achieve a deeper understanding of the temperature dependence of the domain configuration and of the domain walls. The simulations considered homogeneous systems as well as systems with pinning centers. An analysis of the domain walls showed that their character and width depend on temperature and the orientation parallel to the a - or c -axis.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Magnetismus in Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen	5
2.2	Magnetokristalline Anisotropie	6
2.2.1	Der Spin-Reorientierungs-Übergang	7
2.2.2	Bestimmung der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten	9
2.3	Domänenwände in magnetischen Materialien	10
2.4	Das Nd-Co-System	13
3	Probenpräparation und Untersuchungsmethoden	19
3.1	Gepulste Laserdeposition	19
3.2	Phasenbildung und Struktur	21
3.3	Schichtaufbau und -zusammensetzung	23
3.4	Magnetische Charakterisierung	24
3.4.1	Globale Magnetisierungsmessungen	24
3.4.2	Domänenbeobachtung	25
3.5	Simulationsrechnungen	26
4	Epitaktische NdCo₅-Schichten auf MgO(110)-Substraten	29
4.1	Phasenbildung und Texturierung	29
4.2	Magnetische Eigenschaften	32
4.2.1	Hystereseverhalten	32
4.2.2	Übergangstemperaturen und Spin-Reorientierungs-Winkel	34
4.2.3	Magnetokristalline Anisotropiekonstanten	38
4.2.4	Koerzitivfeldstärkemechanismus	39
4.3	Zusammenfassung	40
5	Epitaktische NdCo₅-Schichten auf Al₂O₃(0001)-Substraten	41
5.1	Phasenbildung und Textur	42

5.2	Magnetische Eigenschaften	43
5.3	Zusammenfassung	46
6	Die Entwicklung der Domänenkonfiguration während des Spin-Reorientierungs-Übergangs	47
6.1	Temperaturabhängiges Domänenmuster	48
6.2	Detailanalyse der Domänenprozesse	51
6.2.1	Domänenprozesse an 45°-Wänden	52
6.2.2	Domänenprozesse an parallel zur c -/ a -Achse verlaufenden Domänenwänden	54
6.2.3	Blochlinien	57
6.3	Kühl- und Heiz-Experimente	58
6.4	Quantitative Auswertung der Messungen	61
6.5	Zusammenfassung	62
7	Mikromagnetische Untersuchung dünner NdCo₅-Schichten	65
7.1	Ungestörte Situation	68
7.2	Gestörte Situation	70
7.2.1	Pinningzentren mit reduzierter Austauschkonstante	70
7.2.2	Pinningzentren mit reduzierter Sättigungsmagnetisierung	80
7.2.3	Pinningzentren mit reduzierten magnetokristallinen Anisotropiekonstanten	82
7.3	Zusammenfassung und Vergleich der Simulationsergebnisse mit den SEMPA-Messungen	84
8	Zusammenfassung und Ausblick	89

1 Einleitung

Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen stellen eine Materialgruppe mit – nicht nur aus theoretischer Sicht, sondern auch für viele Anwendungen – sehr interessanten magnetischen Eigenschaften dar. Nach der ersten Beschreibung dieser Materialien in den 60er Jahren durch Strnat *et al.* [SHO⁺67] wurden sie wegen ihrer hohen Curie-Temperaturen und der großen magnetokristallinen Anisotropien ausführlich untersucht. Es folgten eine Vielzahl von Veröffentlichungen über die auftretenden Phasen und magnetischen Eigenschaften (z. B. [VB68, TOFI71, GR73, RS75, Erm76, Bus77]). Besonders im Fokus stand das Sm-Co-System, da die SmCo₅-Verbindung die stärkste bekannte magnetokristalline Anisotropie aufweist bei einer sehr hohen Curie-Temperatur [SHO⁺67, KMP75, Erm76, Bus77] und somit für viele Anwendungen prädestiniert ist.

Neben SmCo₅ wurden weitere Verbindungen ausführlich betrachtet, wie z. B. PrCo₅, das im Vergleich zu SmCo₅ eine größere Sättigungsmagnetisierung besitzt und das höchste theoretische Energieprodukt der Seltenerd-Kobalt-Phasen ermöglicht [WCG⁺84]. Das Material PrCo₅ hat noch eine weitere interessante Eigenschaft. Es ändert die magnetokristalline Anisotropie beim Abkühlen von einem Zustand mit einer magnetisch leichten Achse zu einer Konfiguration mit einem magnetisch leichten Konus (z. B. [TOFI71, KMP75, Erm76, Rad86]), was als Spin-Reorientierung bezeichnet wird. Jedoch findet dieser Übergang erst bei tiefen Temperaturen von 110 K statt und läuft auch nicht bis zur vollständigen Öffnung des magnetisch leichten Kegels ab.

Eine Seltenerd-Kobalt-Verbindung, die zwar eine deutlich geringere magnetokristalline Anisotropie als SmCo₅ und eine kleinere Sättigungsmagnetisierung als PrCo₅ besitzt, sich aber hervorragend für die Untersuchung des Spin-Reorientierungs-Prozesses eignet, ist NdCo₅. Dieses Material durchläuft beim Abkühlen zwischen ca. 280 und 240 K die vollständige Spin-Reorientierung vom Zustand der magnetisch leichten *c*-Achse über einen magnetisch leichten Kegel hin zur magnetisch leichten Ebene (magnetisch leichten *a*-Achse) [BVLLS66, KMP75, OKK⁺76, AGLL81, ADZ82, PGVP86, BGY⁺93]. Dieses Temperaturintervall von lediglich 40 K liegt nahe der Raumtemperatur und ist somit experimentell leicht zugänglich, so dass sich NdCo₅ als ideales Modellsystem auszeichnet, um

die ablaufenden Prozesse beim Spin-Reorientierungs-Übergang von den Grundlagen her zu analysieren und deren Anwendungsmöglichkeiten für die Praxis zu untersuchen.

Die bisherigen Veröffentlichungen zu NdCo_5 beschreiben hauptsächlich Einkristalle und orientierte Pulverproben. Es gibt jedoch keine Literatur über epitaktische NdCo_5 -Schichten. Zwar untersuchten Guo *et al.* epitaktische NdCo_5 - SmCo_5 -Bilagen [GJP⁺02, GJY⁺03], aber eine grundlegende magnetische Charakterisierung einzelner NdCo_5 -Schichten mit einer Auswertung der Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung erfolgte nicht.

Dünne magnetische Schichten sind aus modernen Anwendungen nicht mehr wegzudenken. Sie kommen z. B. in Festplatten und mikro- oder nanoelektromagnetischen Systemen vor. Jedoch können in dünnen Schichten im Vergleich zu Massivproben Eigenschaften anders ausgeprägt sein, da beim Wachstum solcher Proben durch Fehlpassung zum Substrat Spannungen in die Schicht eingebracht werden und außerdem Grenzflächeneffekte eine viel größere Rolle spielen. Deswegen sind die Präparation und die Charakterisierung eines Materials als dünne epitaktische Schicht zum einen erforderlich und zum anderen auf Grund der neu bzw. anders auftretenden Eigenschaften sehr interessant. Aus der guten Zugänglichkeit des Spin-Reorientierungs-Übergangs und der Praxisrelevanz dünner Schichten ergab sich das Ziel dieser Dissertation, NdCo_5 als epitaktische Schicht herzustellen und die magnetischen Eigenschaften detailliert zu untersuchen.

Es ist möglich, epitaktische Seltenerd- Co_5 -Schichten mit zwei verschiedenen Wachstumsmodi zu präparieren. In der einen Variante wächst die Schicht mit der kristallografischen c -Achse des hexagonalen Kristalls parallel („*In-plane*“-Schichten), im anderen Fall senkrecht zur Schichtebene („*Out-of-plane*“-Schichten). Die *In-plane*-Schichten sind hervorragend geeignet, um die Spin-Reorientierung von der magnetisch leichten c -Achse hin zur magnetisch leichten a -Achse zu untersuchen, da bei diesem Übergang die magnetischen Momente jeweils parallel zur Schichtebene ausgerichtet sind und keine Einflüsse der Formanisotropie betrachtet werden müssen. Die ebenfalls vorhandene Anisotropie innerhalb der magnetisch leichten Ebene bei tiefen Temperaturen (< 200 K) in NdCo_5 lässt sich in den *Out-of-plane*-Proben beobachten, da dort die magnetisch leichte Ebene parallel zur Schichtebene liegt.

Nach einer Darstellung der Grundlagen und Beschreibung der experimentellen Methoden in Kapitel 2 und 3 folgt in Kapitel 4 eine ausführliche Analyse der magnetischen Eigenschaften der hergestellten epitaktischen NdCo_5 -Schichten mit *In-plane*-Orientierung anhand von mit Vibrationsmagnetometrie durchgeführten Messungen. Dabei werden unter anderem die Übergangstemperaturen des Spin-Reorientierungs-Prozesses und magnetokristalline Anisotropiekonstanten bestimmt. Die Charakterisierung der *Out-of-plane*-Proben

ist Inhalt von Kapitel 5. In diesen Schichten zeigt sich die magnetokristalline Anisotropie höherer Ordnung anhand eines unterschiedlichen magnetischen Schaltverhaltens entlang der verschiedenen Richtungen innerhalb der magnetisch leichten Ebene.

Neben der globalen magnetischen Untersuchung der NdCo₅-Proben ist eine weitere interessante Fragestellung die nach der Domänenkonfiguration in den NdCo₅-Schichten. Wie sieht das Domänenmuster im Bereich der magnetisch leichten *c*-Achse aus und wie ändert es sich beim Abkühlen am Übergang zum magnetisch leichten Kegel bzw. zur magnetisch leichten Ebene? Die Analyse der Domänenkonfiguration der *in-plane*-texturierten NdCo₅-Schichten in den verschiedenen Regimen des Spin-Reorientierungs-Übergangs erfolgt in Kapitel 6 auf der Grundlage von Messungen mit spinpolarisierter Rasterelektronenmikroskopie. Aus den Aufnahmen lässt sich der Spin-Reorientierungs-Winkel direkt bestimmen und es können Rückschlüsse über die an verschiedenen Domänenwänden ablaufenden Magnetisierungsprozesse gezogen werden.

Das beobachtete Domänenmuster lässt jedoch keine Aussagen über die Art der vorhandenen Domänenwände zu. Es bleibt offen, ob es sich um Bloch- oder um Néelwände handelt und ob sich der Charakter der Wände während der Spin-Reorientierung ändert. Um eine Antwort auf diese Frage zu finden, wurden mikromagnetische Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse in Kapitel 7 dargestellt sind. Es werden sowohl homogene als auch inhomogene Systeme betrachtet und der Einfluss verschiedener Haftzentren auf die berechneten Domänenkonfigurationen analysiert.

Die Arbeit endet in Kapitel 8 mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse. Darüber hinaus werden noch offene Aspekte vorgestellt und Vorschläge für weiterführende Untersuchungen unterbreitet.

2 Grundlagen

2.1 Magnetismus in Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen

Grundlegend für viele Anwendungen der Seltenerd-Übergangsmetall-Magnete ist zum einen ihre große magnetokristalline Anisotropie (im Weiteren MKA) und zum anderen die hohe Curie-Temperatur. Ursache für diese interessanten Eigenschaften ist die Wechselwirkung zwischen den zwei magnetischen Untergittern, dem der Seltenen Erde und dem des Übergangsmetalls, deren Mechanismus von einigen Autoren untersucht und beschrieben wurde (z. B. [Cam72, BJ93, FHLB93, Ric98]).

Die magnetischen Eigenschaften der Verbindungen sind durch drei Elektronenzustände bestimmt [Ric98]. In der Seltenen Erde wird der Magnetismus durch die 4f-Elektronen hervorgerufen. In diesen stark lokalisierten Zuständen tragen sowohl Spin- als auch Bahnmomente zum Gesamtmoment bei, was zu einer großen magnetokristallinen Anisotropie führt. Wegen der ausgeprägten Lokalisierung ist jedoch die magnetische Kopplung zwischen den Atomen sehr gering, woraus eine niedrige Curie-Temperatur resultiert [FHLB93]. Im Gegensatz dazu werden die magnetischen Eigenschaften der Übergangsmetalle von 3d-Elektronen verursacht, die nicht lokalisiert, sondern weit ausgedehnt sind und Bänder bilden. Die dadurch bewirkte starke Kopplung der Atome untereinander führt zu einer hohen Curie-Temperatur. Die Wechselwirkung zwischen beiden magnetischen Untergittern wird durch die 5d-Elektronen der Seltenerd-Atome vermittelt. Sie sind über Austauschwechselwirkung an die 4f-Zustände der Seltenerd-Atome (intra-atomare Kopplung) und über Hybridisierung und Spin-Polarisierung an die 3d-Zustände der Übergangsmetall-Atome (inter-atomare Kopplung) gekoppelt [Ric98].

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die beobachtete hohe magnetokristalline Anisotropie der Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen von den Seltenerd-Atomen bewirkt wird, während die hohe Curie-Temperatur von den Übergangsmetall-Atomen ausgeht. Jedoch ist die MKA der Seltenerd-Atome stark temperaturabhängig und dominiert bei tiefen Temperaturen. Die durch Hybridisierung und Gittersymmetrie hervorgerufene Anisotropie

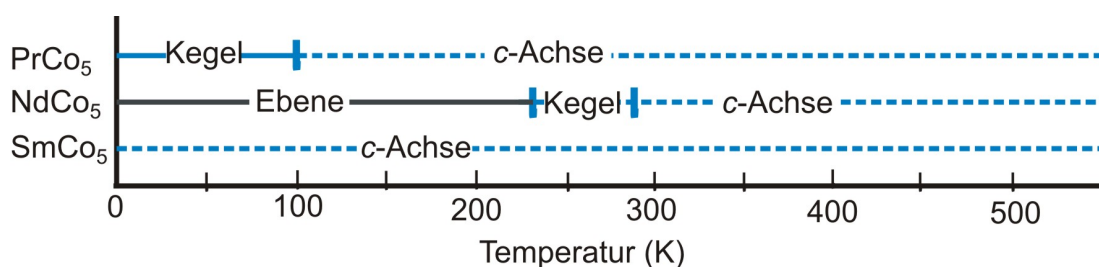


Abbildung 2.1.1: Magnetokristalline Anisotropie (magnetisch leichte c -Achse, magnetisch leichter Kegel, magnetisch leichte Ebene) verschiedener Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen in Abhängigkeit von der Temperatur (nach [GR73]).

der Übergangsmetall-Atome ist dagegen weniger temperaturabhängig [Ric98], so dass sich die aus beiden Beiträgen resultierende MKA mit der Temperatur ändern kann, wie dies z. B. in PrCo₅ und in dem in dieser Arbeit untersuchten NdCo₅ der Fall ist [GR73] (siehe Abb. 2.1.1 und folgende Abschnitte).

2.2 Magnetokristalline Anisotropie

Die Ausrichtung der magnetischen Momente in einem Ferromagneten erfolgt derart, dass die Gesamtenergie, die sich aus mehreren Beiträgen zusammensetzt, ein lokales oder globales Minimum aufweist. Die Einzelbeiträge sind:

- magnetostatische Energie (Energie im äußeren Magnetfeld H),
- Streufeldenergie (Energie im Magnetfeld, das durch die Probe selbst erzeugt wird),
- Austauschenergie (wegen nichtparalleler benachbarter magnetischer Momente) und
- magnetokristalline Anisotropieenergie (durch Wechselwirkung der magnetischen Momente mit dem Kristallgitter).

In speziellen Fällen müssen noch weitere z. B. durch magnetoelastische Effekte hervorgerufene Energiebeiträge betrachtet werden.

Die magnetokristalline Anisotropie bestimmt sogenannte magnetisch leichte bzw. harte Richtungen im Material. Magnetisch leicht bedeutet hierbei, dass die Orientierung der Magnetisierung M entlang dieser Richtung energetisch bevorzugt ist. Im Gegensatz dazu lässt sich die Auslenkung der magnetischen Momente in die magnetisch harte Richtung nur durch Anlegen eines genügend großen Magnetfeldes erreichen. Der Unterschied ist in $M(H)$ -Kurven erkennbar (Abb. 2.2.1). Während parallel zur magnetisch leichten Richtung eine rechteckige Hysteresekurve mit einer hohen Remanenz M_R (im Idealfall gleich der

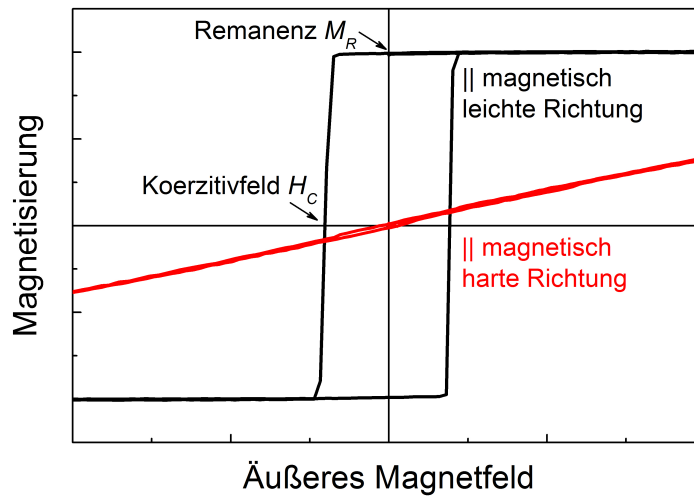


Abbildung 2.2.1: Prinzipskizze der $M(H)$ -Kurven für Messungen parallel zu einer magnetisch leichten bzw. magnetisch harten Richtung.

(Sättigungsmagnetisierung) gemessen wird, ergibt sich in der harten Richtung eine fast geschlossene Kurve mit verschwindendem M_R . Entlang der magnetisch harten Richtung sind für das Erreichen der Sättigung deutlich größere angelegte Felder notwendig als entlang der magnetisch leichten Richtung.

2.2.1 Der Spin-Reorientierungs-Übergang

Als Spin-Reorientierungs-Übergang wird das in einigen Verbindungen vorkommende Phänomen der Änderung der magnetisch leichten Richtung mit steigender bzw. fallender Temperatur bezeichnet. Dieses Verhalten wurde für verschiedene Materialien bereits in Abb. 2.1.1 vorgestellt. Ursache für den Effekt ist die Temperaturabhängigkeit der magnetokristallinen Anisotropieenergiedichte, die durch die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K_1, K_2, \dots bestimmt wird. Diese können mit der Temperatur sowohl Größe als auch Vorzeichen ändern. Die Anisotropieenergiedichte lässt sich durch

$$e_{Aniso} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K'_3 \sin^6 \theta \cos 6\phi + \dots \quad (2.2.1)$$

beschreiben mit den Anisotropiekonstanten K_i , dem Winkel θ zwischen der Magnetisierungsrichtung und der c -Achse und ϕ als polarem Winkel zur a -Achse. Die Lage des Minimums der Anisotropieenergiedichte und damit die Ausrichtung der Magnetisierung, sofern keine weiteren Energiebeiträge zu betrachten sind, verschiebt sich je nach Verhältnis der Anisotropiekonstanten zueinander zwischen $\theta = 0^\circ$ (magnetisch leichte Richtung parallel zur c -Achse) und 90° (magnetisch leichte Ebene senkrecht zur c -Achse). Im Bereich zwi-

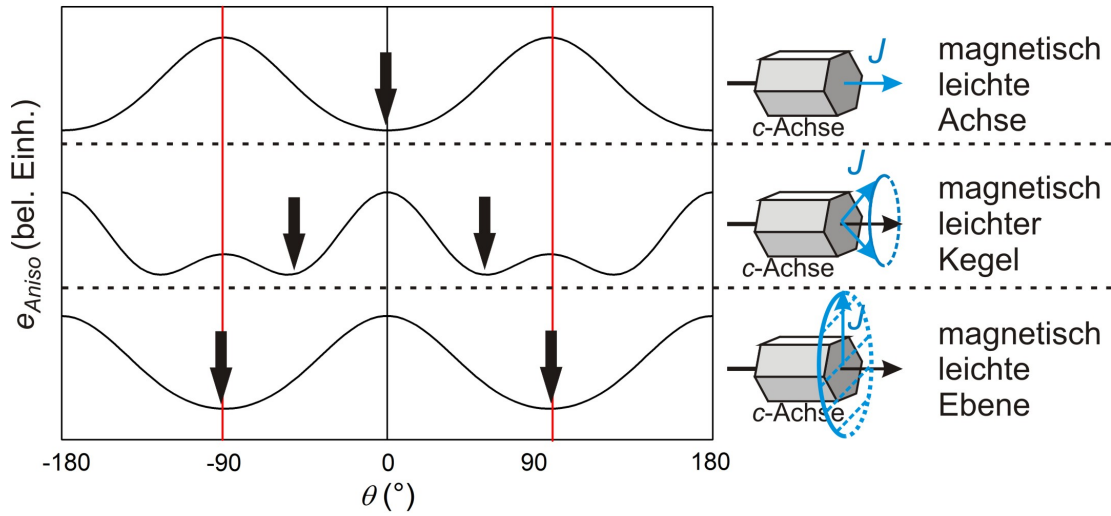


Abbildung 2.2.2: Abhängigkeit der Anisotropieenergiedichte vom Winkel θ für die Fälle „magnetisch leichte Achse“, „magnetisch leichter Kegel“ und „magnetisch leichte Ebene“. Die energetisch günstige Orientierung verschiebt sich von $\theta = 0^\circ$ über $\theta = \theta_{SR}$ zu $\theta = 90^\circ$ (siehe Pfeile).

schen den beiden Extrema entspricht die leichte „Richtung“ einem Kegel um die c -Achse mit dem Öffnungswinkel θ_{SR} . In Abb. 2.2.2 sind die Energiedichtefunktionen in Abhängigkeit vom Winkel θ für die drei unterschiedlichen Magnetisierungsszenarien „magnetisch leichte Achse“, „magnetisch leichter Kegel“ und „magnetisch leichte Ebene“ skizziert. Die zugehörigen Bedingungen, die aus der Minimierung von Gl. (2.2.1) folgen, fasst Tab. 2.2.1 zusammen.

K_1 und K_2 legen jedoch den Übergang zwischen magnetisch leichtem Kegel und magnetisch leichter Ebene nicht eindeutig fest (Überschneidung für $-K_1 > K_2 > -\frac{1}{2}K_1$). Durch Hinzunahme der Anisotropiekonstanten der dritten Ordnung K_3 können die beiden Phasen voneinander abgegrenzt werden [AB80, TA96]. Für positive Werte des Terms $K_1 + 2K_2 + 3K_3$ liegt ein magnetisch leichter Kegel, für negative Werte eine magnetisch leichte Ebene vor. Im Bereich des magnetisch leichten Kegels lässt sich der zugehörige

Tabelle 2.2.1: Zusammenfassung der möglichen Magnetisierungsszenarien in NdCo_5

Konfiguration	Lage des Energieminimums	Bedingung
Magnetisch leichte Richtung	$\theta = 0^\circ$	$K_1 + K_2 > 0, K_1 > 0$
Magnetisch leichter Kegel	$0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$	$K_1 < 0, 2K_2 > -K_1$
Magnetisch leichte Ebene	$\theta = 90^\circ$	$K_1 < 0, K_1 + K_2 < 0$

Öffnungswinkel bzw. Spin-Reorientierungs-Winkel θ_{SR} errechnen aus:

$$\frac{K_1}{K_2} = -2 \sin^2 \theta_{SR}. \quad (2.2.2)$$

2.2.2 Bestimmung der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten

Ein Weg, die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 für uniaxiale Systeme aus den Magnetisierungsmessungen zu berechnen, wurde 1954 von Sucksmith und Thompson beschrieben [ST54]. Ausgehend von den ersten beiden Termen von Gl. (2.2.1) entwickelten sie eine Gleichung, die die senkrecht zur magnetisch leichten Achse gemessene magnetische Polarisation $J = \mu_0 M$ in Zusammenhang mit dem angelegten Feld $\mu_0 H$ stellt:

$$4K_2 \frac{J^2}{J_S^4} + \frac{2K_1}{J_S^2} = \frac{\mu_0 H}{J}. \quad (2.2.3)$$

Dabei ist J_S die Sättigungspolarisation. Wird J^2 über dem Quotienten $\frac{\mu_0 H}{J}$ aufgetragen, ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit dem Anstieg $\frac{4K_2}{J_S^4}$ und dem Achsenabschnitt $\frac{2K_1}{J_S^2}$. Gleichung (2.2.3) gilt für den Fall einer magnetisch leichten Richtung, also $K_1 > 0$. Für Systeme mit einer magnetisch leichten Ebene resultiert eine andere Form:

$$4K_2 \frac{J^2}{J_S^4} - \frac{2(K_1 + 2K_2)}{J_S^2} = \frac{\mu_0 H}{J}. \quad (2.2.4)$$

Hierbei wird ebenfalls die Magnetisierung betrachtet, die senkrecht zur leichten Ebene, also parallel zur c -Achse im hexagonalen Kristall, gemessen wird. Von beiden Gleichungen nicht erfasst sind Einflüsse von Anisotropiekonstanten höherer Ordnung, die dementsprechend für die Anwendbarkeit der Beziehungen vernachlässigbar klein sein müssen. Außerdem ist eine sehr gute Texturierung des zu untersuchenden Systems erforderlich, da verkippte Kristallite bzw. Fremdphasen einen großen Einfluss auf die Form der Magnetisierungskurve der harten Richtung haben. Wie später in Abschnitt 4.1 gezeigt wird, ist die Textur der in dieser Arbeit untersuchten Proben so gut, dass die Sucksmith-Thompson-Beziehung für den Bereich der magnetisch leichten Richtung sowie der magnetisch leichten Ebene angewendet werden kann. Unterhalb einer Temperatur von 150 K wird der Einfluss von Anisotropiekonstanten höherer Ordnung in der abnehmenden Linearität der Kurven sichtbar. Dieser Effekt nimmt mit sinkender Temperatur zu, so dass eine Bestimmung der Konstanten für kleinere Temperaturen als 100 K mit dieser Methode für die hier untersuchten NdCo₅-Schichten nicht mehr möglich ist.

2.3 Domänenwände in magnetischen Materialien

Ein Teilaspekt dieser Dissertation ist die Untersuchung der Domänenstruktur in NdCo_5 -Schichten über den gesamten Spin-Reorientierungs-Bereich hinweg zum einen experimentell mittels SEMPA-Messungen (siehe Abs. 3.4.2 und Kap. 6.), zum anderen mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen (siehe Abs. 3.5 und Kap. 7). Dabei ist nicht nur die Form der Domänen interessant, sondern auch die Art der Domänenwände und deren Änderung mit der Temperatur. Eine ausführliche Darstellung der Domänenwände wird von Hubert und Schäfer gegeben [HS98]. Darauf basierend erfolgt in diesem Abschnitt ein kurzer Überblick über die Grundlagen der für diese Arbeit relevanten Bloch- und Néelwände. Weitere Wandkonfigurationen (wie z. B. Stachelwände) werden hier nicht betrachtet.

Blochwände

Sind zwei Domänen, deren Magnetisierung entgegengesetzt ausgerichtet ist, durch eine Domänenwand getrennt, in der sich die Magnetisierung von einer in die andere Richtung derart dreht, dass sie immer parallel zur Domänenwand liegt (siehe Abb. 2.3.1(a)), spricht man von einer Blochwand. Solche Wände sind im Innern ladungsfrei. Nur an den Oberflächen entstehen Oberflächenladungen. Die ersten Beschreibungen von Blochwänden stammen von Landau und Lifschitz [LL35].

Für uniaxiale Materialien kann das Blochwandprofil analytisch errechnet werden:

$$\tan \phi = \sqrt{1 + \kappa} \cdot \sinh \left(\frac{x}{\sqrt{A/K_1}} \right), \quad (2.3.1)$$

mit der Austauschkonstanten A , der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten der ersten Ordnung K_1 und dem Verhältnis der Konstanten zweiter und erster Ordnung $\kappa = K_2/K_1$. Die Definition des Winkels ϕ ist in Abb. 2.3.1(a) skizziert. Formel (2.3.1) gilt für ein unendlich ausgedehntes Material und für Werte $K_1 > 0$ und $\kappa > -1$. Somit lässt sie sich

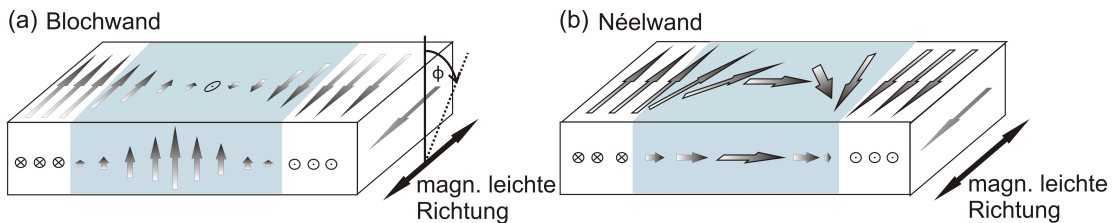


Abbildung 2.3.1: Konfiguration der Magnetisierung in (a) Bloch- und (b) Néelwänden.

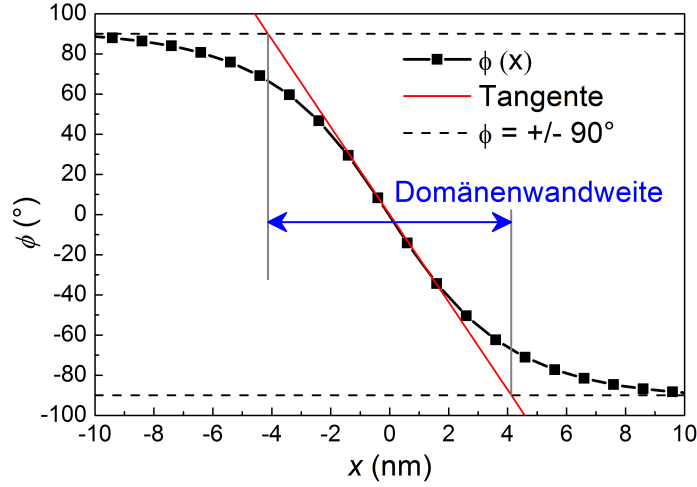


Abbildung 2.3.2: Definition der Domänenwandweite nach Lilley [Lil50].

nur auf den Bereich der magnetisch leichten c -Achse anwenden, da ansonsten K_1 negativ ist.

Die Domänenwandweite kann verschieden definiert werden, wobei in dieser Arbeit der Ansatz von Lilley [Lil50] verwendet wird. Dieser legt die Domänenwandweite W als Entfernung der Schnittpunkte der Ursprungstangenten an die Funktion $\phi(x)$ mit den zur x -Achse parallelen Geraden $\phi = \pm 90^\circ$ fest (siehe Abb. 2.3.2) und liefert für den uniaxialen Zustand

$$W = \pi \frac{\sqrt{A/K_1}}{\sqrt{1 + \kappa}}. \quad (2.3.2)$$

Träuble *et al.* [TBKS65] leiteten für Massivmaterialien die Zusammenhänge für den Bereich des magnetisch leichten Konus her und fanden für 180° -Domänenwände eine Blochwandweite W von

$$W = \frac{\pi \sqrt{AK_2}}{K_1 + 2K_2}. \quad (2.3.3)$$

Wie von Träuble *et al.* auch erwähnt wird, führt diese Gleichung beim Übergang zur magnetisch leichten Ebene zu einer unendlich ausgedehnten Blochwand [TBKS65]. In Kapitel 7 wird für den Zustand der magnetisch leichten Ebene gezeigt, dass aus den mikromagnetischen Simulationen eine Blochwand endlicher Dicke folgt. Zwar wurden die Simulationsrechnungen für dünne Schichten durchgeführt, für sie sind jedoch wegen der sehr großen magnetokristallinen Anisotropie Oberflächeneffekte vernachlässigbar und das Ergebnis somit auch auf Massivproben übertragbar. Daraus folgt, dass zur Beschreibung von Domänenwänden im Regime der magnetisch leichten Ebene in Gl. (2.3.3) zusätzliche Energiebeiträge erfasst werden müssen.

Néelwände

In dünnen Schichten, bei denen Schichtdicke und Domänenwandweite einen vergleichbaren Wert aufweisen, werden Blochwände energetisch ungünstig und ein anderer Wandtyp, bei dem sich die Magnetisierung in der Schichtebene dreht, wird bevorzugt (siehe Abb. 2.3.1(b)). Diese zuerst von Néel [Née56] beschriebenen und nach ihm benannten Néelwände weisen im Gegensatz zu den Blochwänden Volumenladungen auf, da die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Wandrichtung nicht konstant ist. Dafür entstehen keine Oberflächenladungen.

Blochlinien

Sowohl Bloch- als auch Néelwände existieren in zwei äquivalenten Formen, die sich durch ihren Drehsinn unterscheiden [HS98]. Die Bereiche, in denen die beiden verschiedenen Orientierungen in einer Wand aufeinandertreffen, werden als Blochlinien bezeichnet. Solche Konfigurationen entstehen auch dort, wo mehr als zwei Domänen aneinandergrenzen.

In dünnen Schichten, in denen die Magnetisierung in der Schichtebene liegt, können Blochlinien in zwei verschiedenen Varianten vorkommen. Es wird zwischen Kreis- und Kreuz-Blochlinien unterschieden, die beide in Abb. 2.3.3 skizziert sind.



Abbildung 2.3.3: Schematische Darstellung einer Kreis- und einer Kreuz-Blochlinie.

Übergang zwischen Blochwänden und Néelwänden

Wegen der Unterschiede in den Streufeldern sind in dicken Schichten und in Massivmaterialien Blochwände energetisch bevorzugt, in dünnen Schichten Néelwände. Mit dem Übergang zwischen beiden Wandarten haben sich mehrere Autoren beschäftigt und es gibt eine Vielzahl von Veröffentlichungen (z. B. [DT61, TOO65, BL65, Hub70]). Torok *et al.* fassten das Auftreten der Domänenwände in Abhängigkeit von Schichtdicke und Winkel Ψ zwischen den Magnetisierungen in den anliegenden Domänen zusammen [TOO65]. Die Autoren zeigen, dass der Übergang zwischen beiden Arten von Domänenwänden kontinuierlich und nicht abrupt erfolgt. Die Wand ist entweder eine Néel- oder eine Blochwand oder eine Überlagerung von beiden. Sie erhalten eine reine Blochwand nur im Falle einer 180° -Wand. Für kleinere Winkel Ψ weist die Wand Néel-Anteile auf, bis unterhalb eines

kritischen Winkels Ψ eine reine Néelwand vorliegt. Hubert berechnete die Wandenergien in Abhängigkeit von angelegtem Magnetfeld und Schichtdicke [Hub70]. Ein Phasendiagramm der bevorzugten Wandarten als Funktion der Wanddicke und des Wandwinkels zeigen Hubert und Schäfer [HS98]. Dieses wurde jedoch wie die Berechnungen von Hubert [Hub70] unter Verwendung der Anisotropiekonstanten eines weichmagnetischen Materials erstellt und ist somit nicht für die in dieser Dissertation betrachteten Hartmagnete anwendbar.

2.4 Das Nd-Co-System

Im Nd-Co-System existieren wie bei den anderen Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen einige stabile Phasen, wobei in diesem Überblick der Fokus auf die NdCo_5 -, Nd_2Co_7 - und $\text{Nd}_2\text{Co}_{17}$ -Phase gelegt wird und die sonstigen auftretenden Phasen nicht weiter betrachtet werden.

Erste Untersuchungen des Nd-Co-Phasendiagramms stammen aus dem Jahr 1975 [RS75]. Die Co-reichen Phasen wurden später von Wu *et al.* [WCJG92] näher betrachtet. Abbildung 2.4.1 zeigt das Nd-Co-Phasendiagramm, wie es von Liu *et al.* [LDGL07] aufgestellt wurde und welches ebenfalls die Daten von Ray *et al.* [RS75] und Wu *et al.* [WCJG92] enthält.

NdCo₅

Die am meisten untersuchte Verbindung ist NdCo_5 mit 16,7 At.-% Nd. Sie weist eine hexagonale Kristallstruktur auf und gehört zur Raumgruppe $P6/mmm$ (Grundtyp CaCu_5). Abbildung 2.4.2 zeigt die NdCo_5 -Struktur, die aus einer Stapelung zweier Kristallebenen besteht – einer reinen Co-Ebene und einer Ebene, die sowohl Co als auch Nd enthält. Zur Veranschaulichung ist neben der Elementarzelle auch die hexagonale Darstellung gezeigt.

Die Gitterkonstanten werden in den Quellen leicht unterschiedlich um $a = 5,02 \text{ \AA}$ und $c = 3,977 \text{ \AA}$ angegeben [WG59, VB68, Bus77, WCJG92]. Ebenfalls finden sich verschiedene Werte für den Temperaturbereich der Spin-Reorientierung von T_{SR1} (Übergang magnetisch leichte c -Achse \leftrightarrow magnetisch leichter Kegel) bis T_{SR2} (Übergang magnetisch leichter Kegel \leftrightarrow magnetisch leichte Ebene) [BGY⁺93, ADZ82, BVLLS66, AGLL81, PSW81, OKK⁺76, PGVP86]. Die mit unterschiedlichen Methoden ermittelten Übergangstemperaturen sind in Tab. 2.4.1 zusammengefasst.

In einigen Veröffentlichungen wird eine zusätzliche magnetische Anisotropie bei tiefen Temperaturen (im Bereich der magnetisch leichten Ebene) beschrieben. Jedoch gehen die Angaben über die ausgezeichnete leichtere Richtung auseinander. Während Bartholin *et*

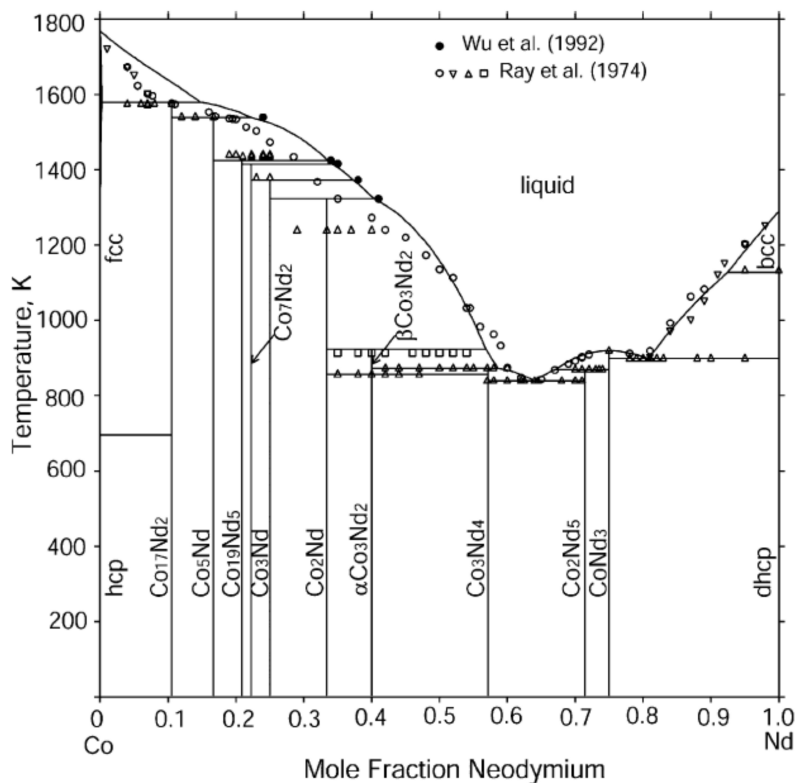


Abbildung 2.4.1: Nd-Co-Phasendiagramm [LDGL07].

Tabelle 2.4.1: In verschiedenen Literaturquellen angegebener Temperaturbereich T_{SR2} – T_{SR1} der Spin-Reorientierung in NdCo₅

Quelle	Methode	Probe	T_{SR2} (K)	T_{SR1} (K)
[BGY+93]	Messung der Magnetisierung	Einkristall	225	283
[ADZ82]	Messung elektr. Widerstand	Einkristall	235	295
[BVLLS66]	Neutronenstreuung	Pulverprobe	230	290
[AGLL81]	Neutronenstreuung	Einkristall	240	290
[PSW81]	Messung der therm. Ausdehn.	Pulverprobe	245	285
[OKK+76]	Messung der Magnetisierung	Einkristall	245	285
[PGVP86]	Messung magnetoelast. Effekte	Einkristall	248	285

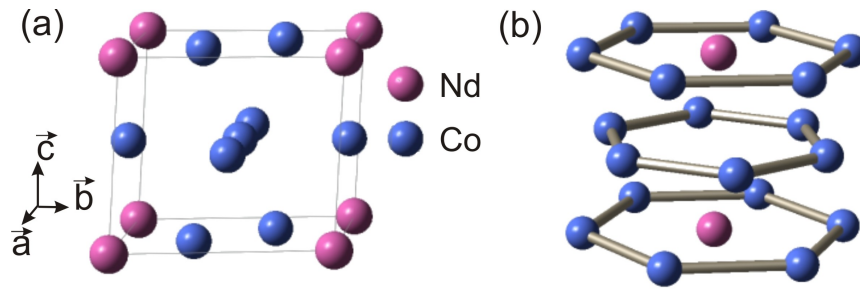


Abbildung 2.4.2: Kristallstruktur von NdCo_5 : (a) Elementarzelle, (b) hexagonale Darstellung (erstellt mit [OK04]).

al. [BVLLS66], Klein *et al.* [KMP75], Barhashevich *et al.* [BGY+93] und Pang *et al.* [PQL09] die a -Achse als die magnetisch leichtere bestimmt haben, beschreiben Ohkoshi *et al.* [OKK+76] sie als härtere Richtung. Jedoch geben nur Ohkoshi *et al.* [OKK+76] und Pang *et al.* [PQL09] eine Definition der beiden Richtungen im Kristallsystem an. Sie stimmt aber für beide Fälle überein.

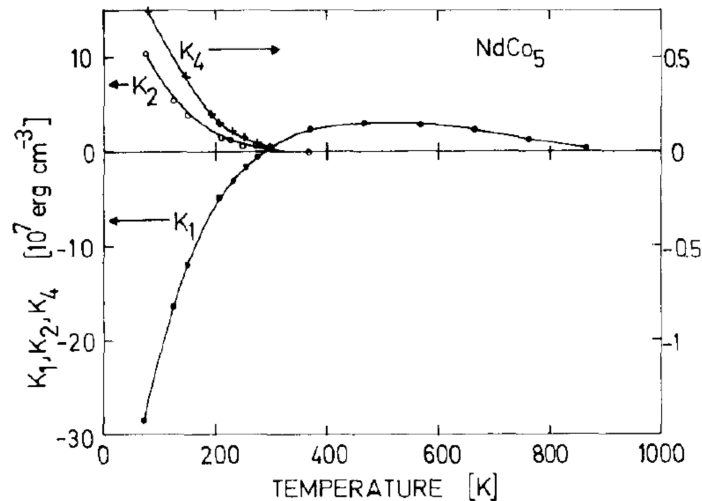


Abbildung 2.4.3: Temperaturabhängigkeit der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K_1 , K_2 und K_3' (hier als K_4 bezeichnet) von NdCo_5 [KMP75].

Bisher haben wenige Autoren [TOFI71, KMP75, OKK+76, BGY+93] die stark temperaturabhängigen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten der NdCo_5 -Phase bestimmt und K_3' wurde nur von Klein *et al.* [KMP75] und für einen viel kleineren Temperaturbereich von Ohkoshi *et al.* [OKK+76] beschrieben. Abb. 2.4.3 präsentiert die von Klein *et al.* [KMP75] ermittelten Anisotropiekonstanten. Der Vorzeichenwechsel von K_1 bestimmt, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, den Übergang vom Zustand der magnetisch leichten c -Achse zum magnetisch leichten Kegel bei der Temperatur T_{SR1} und aus dem Verhältnis von K_1 zu K_2 lässt sich entsprechend Gl. (2.2.2) der Öffnungswinkel θ_{SR} berechnen. Deut-

lich ist zudem, dass die Anisotropiekonstante K'_3 eine Größenordnung unter der von K_1 und K_2 liegt.

Nd_2Co_7

Neben der am meisten untersuchten 1:5-Phase wurde auch die 2:7-Phase von einigen Autoren näher betrachtet. Nd_2Co_7 weist ebenfalls eine hexagonale Kristallstruktur (Ce_2Ni_7 -Typ, Raumgruppe $P6_3/mmc$) auf (siehe Abb. 2.4.4(a)), die aus der 1:5-Phase durch systematisches Ersetzen von Co durch Nd entsteht [CL59]. Dabei ergibt sich eine Einheitszelle mit ähnlicher Ausdehnung wie NdCo_5 in a -Richtung, jedoch der sechsfachen Länge der Gitterkonstanten c ($a = 5,059 \text{ \AA}$, $c = 24,446 \text{ \AA}$ [BGY92]; $a = 5,072 \text{ \AA}$, $c = 24,385 \text{ \AA}$ [WCJG92]). Auch diese Phase durchläuft eine Spin-Reorientierung von magnetisch leichter c -Achse ($T > 290 \text{ K}$) über einen magnetisch leichten Kegel hin zur magnetisch leichten Ebene ($T < 225 \text{ K}$, gemessen an Einkristallen [BGY92]).

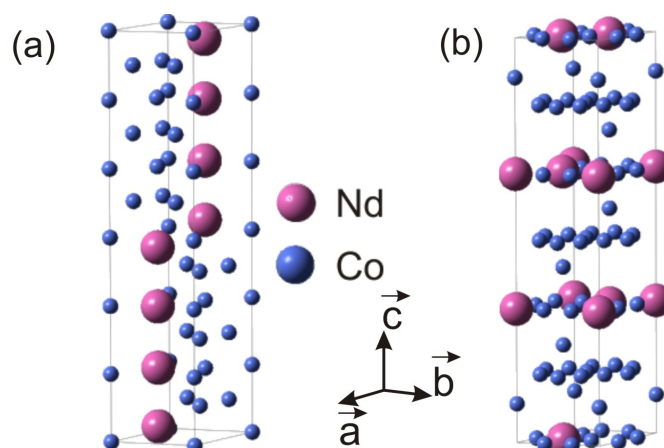


Abbildung 2.4.4: Kristallstruktur von (a) Nd_2Co_7 und (b) $\text{Nd}_2\text{Co}_{17}$ (erstellt mit [OK04]).

$\text{Nd}_2\text{Co}_{17}$

Die $\text{Nd}_2\text{Co}_{17}$ -Phase leitet sich aus NdCo_5 durch geordnetes Ersetzen eines Drittels der Nd-Atome durch Co-Paare ab [Bus77]. Dabei entsteht eine rhomboedrische Kristallstruktur (Grundtyp $\text{Th}_2\text{Zn}_{17}$, Raumgruppe $R\bar{3}m$), wie sie in Abb. 2.4.4(b) gezeigt ist. Die Gitterkonstanten sind $a = 8,407 \text{ \AA}$ und $c = 12,257 \text{ \AA}$ [Bus77]. Im Gegensatz zu den beiden bisher genannten Phasen weist $\text{Nd}_2\text{Co}_{17}$ bei Raumtemperatur eine magnetisch leichte Ebene auf und durchläuft eine Spin-Reorientierung zum magnetisch leichten Kegel beim Abkühlen unter 175 K [KZGDB92].

Tabelle 2.4.2 fasst die Spin-Reorientierungs-Bereiche sowie die Curie-Temperaturen der drei hier betrachteten Nd-Co-Phasen zusammen.

Tabelle 2.4.2: Curie-Temperatur und Spin-Reorientierungs-Bereich verschiedener Nd-Co-Phasen (für NdCo₅ Mittelung über mehrere Quellen) [Bus77, AGLL81, KZGDB92, BGY92]

	NdCo ₅	Nd ₂ Co ₇	Nd ₂ Co ₁₇
Curie-Temperatur	910 K	609 K	1157 K
Spin-Reorientierung			
magnetisch leichte Achse	$T > 290$ K	$T > 290$ K	/
magnetisch leichter Kegel	240–290 K	225–290 K	$T < 175$ K
magnetisch leichte Ebene	$T < 240$ K	$T < 225$ K	$T > 175$ K

3 Probenpräparation und Untersuchungsmethoden

3.1 Probenherstellung

Die Herstellung der Proben erfolgte mittels gepulster Laserdeposition (PLD) in einer UHV-Kammer. Bei dieser Methode wird die zum Abtragen des Materials (Targets) notwendige Energie durch Bestrahlung mit einem gepulsten Laser zur Verfügung gestellt. Durch den großen Energieeintrag auf einer sehr kleinen Fläche ($2\text{--}3 \text{ J/cm}^2$) kommt es lokal zu einem Aufschmelzen und einem explosionsartigen Verdampfen von Material. Die abgetragenen Atome besitzen eine sehr hohe kinetische Energie und bilden auf Grund der weiteren Energiezufuhr durch den Laser ein Plasma. Dieses bewegt sich vom Target weg und erreicht das parallel gegenüber dem Target angebrachte Substrat (*On-axis*-Geometrie, siehe Abb. 3.1.1). Zum Teil werden durch Unebenheiten an der Oberfläche des Targets größere Materialklumpen herausgelöst, die sich als Tropfen (*Droplets*) auf dem Substrat ablagern und eine Größe bis zu einigen μm haben können. Durch eine kontinuierliche Rotation des Targets und ein Abrastern in x - und y -Richtung während der Deposition sowie wiederholtes Polieren der Oberfläche der Targets kann dieser unerwünschte Effekt verringert werden. Für ein möglichst gleichmäßiges Abtragen der Oberfläche wird der Laserstrahl mit einer Blende beschnitten und mit einer Linse auf das Target abgebildet, so dass auf der belichteten Fläche das Energieprofil des Laserpulses homogen ist, wodurch ebenfalls die Bildung von Droplets minimiert wird.

Ein Vorteil der gepulsten Laserdeposition ist die große kinetische Energie der abgetragenen Ionen, die damit nach der Ablagerung auf dem Substrat eine gewisse Beweglichkeit aufweisen, die in vielen Materialien zur Ausbildung der gewünschten Phase notwendig ist. Zusätzliche thermische Energie kann durch Heizen des Substrates auf Temperaturen bis zu $800 \text{ }^\circ\text{C}$ zugeführt werden. Das Substrat befindet sich parallel zum Target in einem Abstand von 72 mm .

Die verwendete PLD-Anlage arbeitet mit einem KrF-Excimer Laser (Lambda Physik LPX305) bei einer Wellenlänge von 248 nm und einer Pulsdauer von 25 ns . In der PLD-

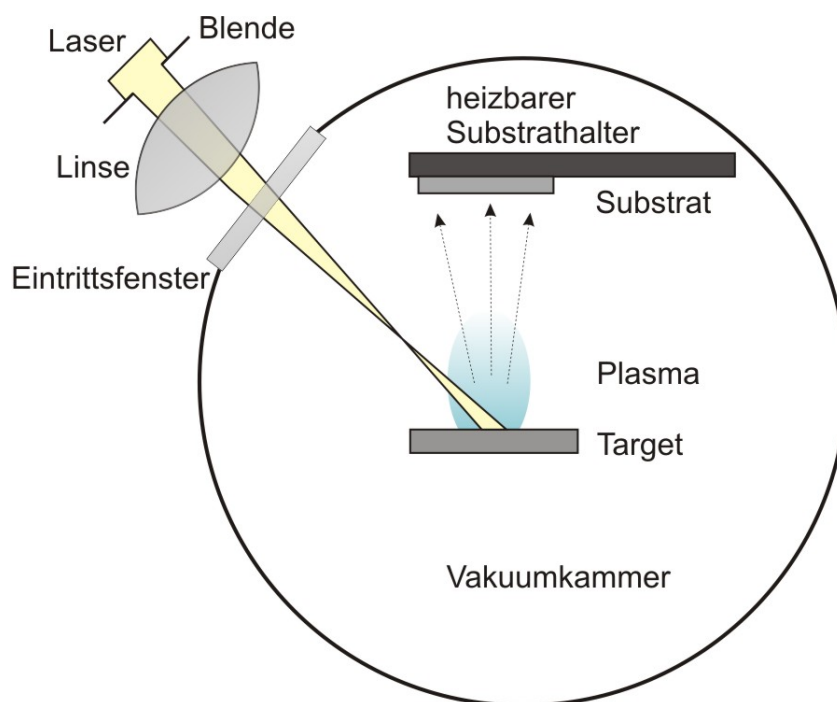


Abbildung 3.1.1: Funktionsschema der gepulsten Laserdeposition.

Kammer herrscht Ultrahochvakuum (Druck $p < 5 \cdot 10^{-9}$ mbar). Es stehen 8 Plätze für Targetmaterialien zur Verfügung, so dass Schichtsysteme und Legierungen verschiedener Elemente hergestellt werden können. Vor jeder Schichtpräparation wird für die einzelnen Targets der Materialabtrag pro Laserpuls mit einem Inficon XTM/2 Ratenmonitor gemessen, um die notwendige Anzahl der Laserpulse auf jedes Target für die gewünschte Schichtdicke und -zusammensetzung zu berechnen.

Eine Voraussetzung für die Auswertung der magnetischen Anisotropien in den Proben ist ein epitaktisches Wachstum der Schichten mit einer einheitlichen Ausrichtung der c -Achse der Seltenerd-Co-Kristalle. Grundlegend für die Ausbildung einer sehr guten Textur ist die Wahl einer geeigneten Substrat-Pufferschicht-Kombination, die zum einen die Orientierung der Seltenerd-Co-Schicht vorgibt und zum anderen diese vor dem im Substrat enthaltenen Sauerstoff schützt. In dieser Arbeit wurden zwei Systeme verwendet. Auf MgO(110)-Substraten mit Chrom-Pufferschicht wachsen Seltenerd-Co-Schichten mit einer Orientierung der c -Achse parallel zur Schichtebene [SNT⁺06] (siehe Abb. 3.1.2(a)). Sie werden als „*In-plane*“-Proben bezeichnet. Die Cr-Pufferschicht wird bei 400 °C abgeschieden und das Substrat anschließend zur Präparation der Seltenerd-Co-Lage auf 450–500 °C aufgeheizt.

Al₂O₃(0001)-Substrate mit Ruthenium-Puffer bewirken hingegen eine senkrechte Texturierung der Seltenerd-Co-Schichten („*Out-of-plane*“-Proben, siehe Abb. 3.1.2(b)) [SNS09].

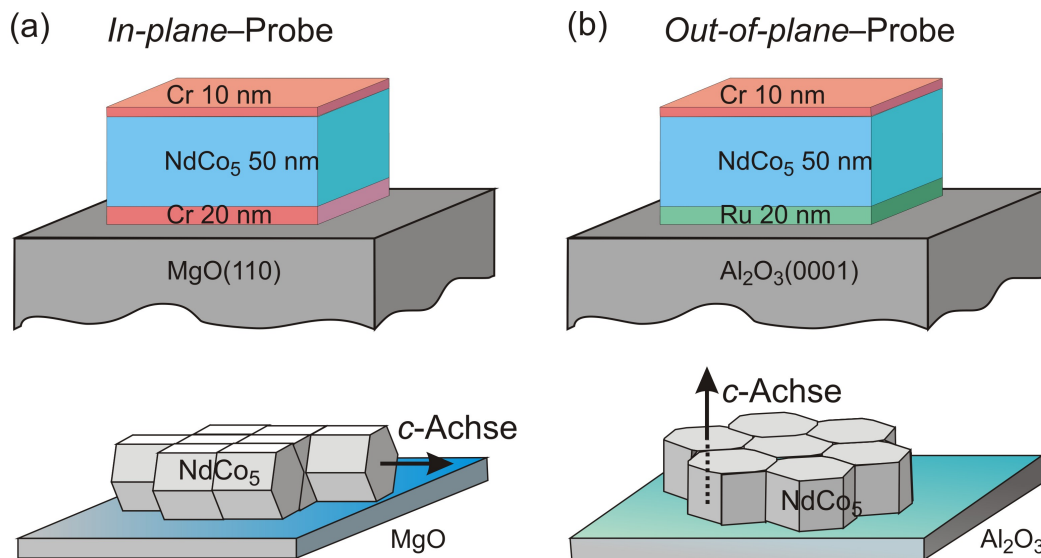


Abbildung 3.1.2: Schichtaufbau und Orientierung der NdCo_5 -Kristalle für Proben auf (a) $\text{MgO}(110)$ - und (b) $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ -Substraten.

In diesem Fall erfolgt die Deposition des Ru bei $300\text{ }^\circ\text{C}$ und die der Seltenerd-Co-Schicht bei $650\text{--}700\text{ }^\circ\text{C}$. Die Dicke der Pufferschicht betrug jeweils $15\text{--}25\text{ nm}$, die der Seltenerd-Co-Schicht $50\text{--}55\text{ nm}$. In allen Fällen wurde als letzter Schritt der Schichtherstellung eine Deckschicht aus 10 bis 20 nm Chrom, Tantal oder Gold aufgetragen, um eine Oxidation der sehr reaktiven Seltenerd-Verbindungen zu verhindern.

3.2 Phasenbildung und Struktur

Zur Untersuchung der präparierten Schichten hinsichtlich Phasenbildung und Orientierung der Kristallite kamen zwei Methoden der Röntgendiffraktometrie zum Einsatz. Mittels Röntgenbeugung in Bragg-Brentano-Geometrie konnte überprüft werden, welche Phasen sich gebildet haben. Aus den vorhandenen bzw. nicht vorhandenen Reflexen wurden erste Rückschlüsse über eine Texturierung senkrecht zur Schichtebene gezogen. Jedoch können mit dieser Methode nur Gitterebenen, die parallel zur Probenoberfläche liegen, detektiert werden, so dass eine zusätzliche Messung mit einem Goniometer erforderlich war. Eine Kippung und Drehung der Proben in diesem Gerät ermöglicht den Zugang zu Gitterebenen, die Komponenten senkrecht zur Schichtebene besitzen, und somit die vollständige Bestimmung der Texturierung und darüber hinaus eine Aufschlüsselung der in der Schicht vorkommenden Nd-Co-Phasen.

Bragg-Brentano-Geometrie

Die Messungen in Bragg-Brentano-Geometrie wurden in einem Philips X'Pert PW3040/00 Diffraktometer durchgeführt, das mit $\text{Co-K}\alpha$ -Strahlung (Wellenlänge $\lambda = 1,78897 \text{ \AA}$) arbeitet. Bei dieser Anordnung werden Röntgenquelle und -detektor so bewegt, dass der Winkel zwischen Quelle und Probennormale gleich dem zwischen Probennormale und Detektor ist. Somit erreichen den Detektor nur Röntgenstrahlen, die an den parallel zur Probenoberfläche liegenden Gitterebenen reflektiert wurden. Aus der Interferenzbedingung $2d \sin \theta = n\lambda$ kann mit der Wellenlänge λ und dem jeweiligen Einfallswinkel θ der Netzebenenabstand d errechnet werden. Ein Vergleich der ermittelten d -Werte mit Literaturangaben der Gitterkonstanten lässt Rückschlüsse auf die in der Probe vorhandenen Phasen zu. Die Messungen erfolgten in einem Winkelbereich von 20° bis 120° für die *in-plane* und 20° bis 135° für die *out-of-plane* texturierten Proben. Die Schrittweite betrug $0,04^\circ$ mit einer Messzeit von 2 s. Zusätzlich wurden die Proben um die Probennormale rotiert, um eine bessere Statistik zu erreichen.

Texturmessungen

Während die Messungen in Bragg-Brentano-Geometrie einen ersten Anhaltspunkt für die in der Schicht vorhandenen Phasen zeigen, ermöglichen Polfigurmessungen (Philips X'Pert, $\text{Cu-K}\alpha$, $\lambda = 1,540562 \text{ \AA}$) zusätzlich die Bestimmung der Gitterparameter von Ebenen, die schräg in der Probe liegen und somit eine genaue Identifikation der vorhandenen Phasen. Außerdem lässt sich aus der Anordnung der gemessenen Reflexe die vollständige Texturinformation ableiten. Im Gegensatz zur Bragg-Brentano-Messung, bei der sich Quelle und Detektor bewegen, werden diese bei den Polfigurmessungen auf einen festen Reflexionswinkel 2θ eingestellt. Die Probe wird um den Winkel ψ gekippt und um ϕ gedreht. Der Detektor erfasst einen Röntgenreflex, wenn durch Kippung und Drehung der Probe um ψ bzw. ϕ die Gitterebenen so orientiert sind, dass die Reflexionsbedingung für die Strahlengeometrie erfüllt ist.

Die gemessene Polfigur kann mit simulierten Polfiguren verglichen werden, um die Anordnung der Kristalle in der Schicht zu ermitteln. Die Simulationen wurden mit dem Programm **CaRIne** [CaR] durchgeführt. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, gibt es im Seltenerd-Co-System mehrere Phasen. Dabei zeigen die 1:5-, die 2:7- und die 2:17-Phase äußerst ähnliche Röntgendiffraktogramme und können lediglich durch Messung charakteristischer Reflexe, die nur für die jeweilige Phase vorkommen, identifiziert werden. Diese charakteristischen Reflexe und deren 2θ -Werte sind in Tabelle 3.2.1 zusammengefasst. Abbildung 3.2.1(a) zeigt die simulierten, für alle Phasen gemeinsamen $(20\bar{2}0)$, $(11\bar{2}0)$ und

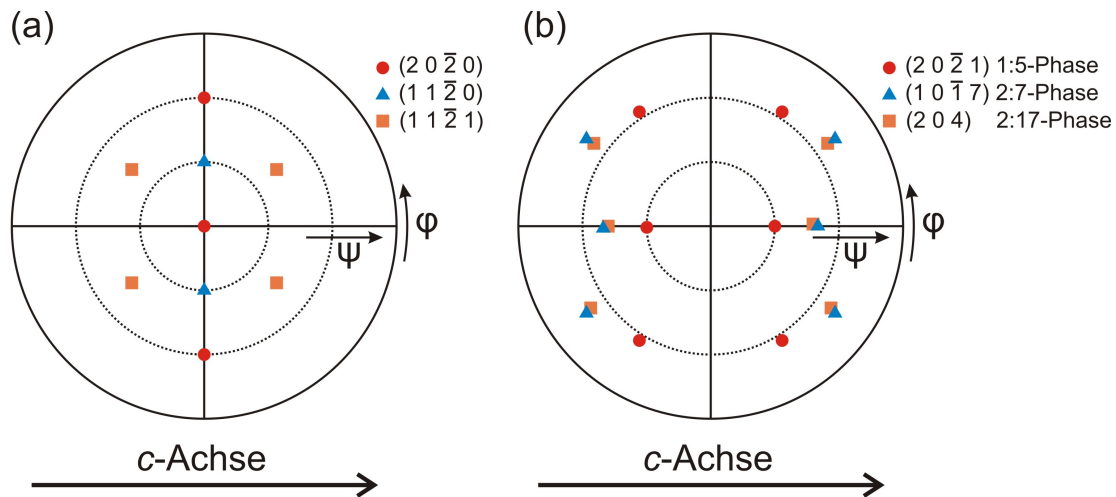


Abbildung 3.2.1: Simulierte Polfiguren der (a) gemeinsamen und (b) charakteristischen Reflexe der Nd-Co-Phasen.

Tabelle 3.2.1: Charakteristische Röntgenreflexe im Nd-Co-System (für die verwendete Cu- $K\alpha$ -Strahlung)

Phase	Charakteristischer Reflex	2θ ($^\circ$)
NdCo ₅	20 $\bar{2}$ 1	47,60
Nd ₂ Co ₇	10 $\bar{1}$ 7	32,84
Nd ₂ Co ₁₇	204	38,44

(11 $\bar{2}$ 1)-Polfiguren, während in Abb. 3.2.1(b) die charakteristischen Polfiguren ausgehend von einer *In-plane*-Texturierung der Probe (Orientierung der *c*-Achse siehe Skizze) zusammengefasst sind.

3.3 Schichtaufbau und -zusammensetzung

Zur Überprüfung von Zusammensetzung und Schichtdicke der präparierten Proben wurde ein Rasterelektronenmikroskop (*Scanning Electron Microscope*, SEM, Philips XL20) mit energiedispersiver Röntgenanalyse (*Energy Dispersive X-Ray Analysis*, EDX) verwendet. Zwar wird der Präparationsprozess auf die gewünschte Zusammensetzung von 17 At.-% Seltener Erde und auf die jeweilige Schichtdicke eingestellt. Jedoch ändert sich durch den Laserbeschuss die Targetoberfläche, was zu leicht unterschiedlichen Depositionsraten und somit abweichenden tatsächlichen Absolutwerten führen kann. Da für die Berechnung der Sättigungsmagnetisierung das Volumen der magnetischen Schicht benötigt wird, ist ge-

rade die Kenntnis der genauen Schichtdicke erforderlich. Um sie zu bestimmen, wird im SEM die Intensität der durch die Wechselwirkung der Probe mit den einfallenden Elektronen erzeugten charakteristischen Röntgenstrahlung gemessen. Zusätzlich werden im selben Messzyklus die Intensitäten für die entsprechenden Elementstandards ermittelt. Aus dem Verhältnis dieser Werte für drei verschiedene Beschleunigungsspannungen lässt sich mit dem Programm **Stratagem** [SAM] die Dicke aller Lagen und die Zusammensetzung der Seltenerd-Co-Schicht errechnen. Dazu werden die Intensitätsverhältnisse über die Beschleunigungsspannung aufgetragen und der Verlauf angefügt.

3.4 Magnetische Charakterisierung

3.4.1 Globale Magnetisierungsmessungen

Die Messungen der globalen magnetischen Eigenschaften der Proben wurden mit einem Vibrationsmagnetometer (*Vibrating Sample Magnetometer*, VSM, Physical Properties Measurement System PPMS Quantum Design) durchgeführt. Das Funktionsprinzip beruht darauf, dass durch Vibration der Probe in einer Messspule wegen des sich zeitlich ändernden Probenstreufeldes in der Spule eine Spannung induziert wird. Aus dieser lässt sich die Magnetisierung der Probe zurückrechnen. In dem verwendeten Gerät können externe Felder bis 9 T angelegt und die Temperatur in einem Bereich zwischen 2,5 und 400 K variiert werden. Die Feldänderungsraten betragen 20 mT/s für die Messung vollständiger Hysteresekurven. Eine deutlich kleinere Änderungsrate von 5 mT/s wurde für die detaillierte Auswertung von „*Recoil-Loops*“ gewählt. Bei diesen Messungen wird die Probe zunächst in einem positiven Feld gesättigt und dann ein kleines Magnetfeld in negativer und anschließend wieder in positiver Richtung angelegt. Für jeden folgenden Zyklus wird der Feldwert geringfügig erhöht.

Zur Messung des Magnetisierungsverhaltens bei angelegten Feldern parallel zur Schichtebene sowie senkrecht dazu standen zwei unterschiedliche Probenhalter zur Verfügung. Neben der Messung von Hysteresekurven bei konstanter Temperatur erfolgte eine Untersuchung der Magnetisierung der Probe im konstanten angelegten Feld bei Abkühlen oder Aufheizen über den Spin-Reorientierungs-Bereich. Es wurden Heiz- bzw. Kühlraten im Bereich zwischen 2 und 5 K/min gewählt. Eine mögliche Temperaturhysterese konnte durch Vergleich mit Messungen mit 0,5 K/min als vernachlässigbar klein bestimmt werden.

3.4.2 Domänenbeobachtung

Die Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse (*Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis*, SEMPA) ermöglicht die Bestimmung der Magnetisierungsrichtung von Domänen an der Oberfläche einer ferromagnetischen Probe. Eine detaillierte Darstellung der Funktionsweise wurde von Frömter *et al.* gegeben [FHOK11], so dass diese Methode hier nur kurz beschrieben wird.

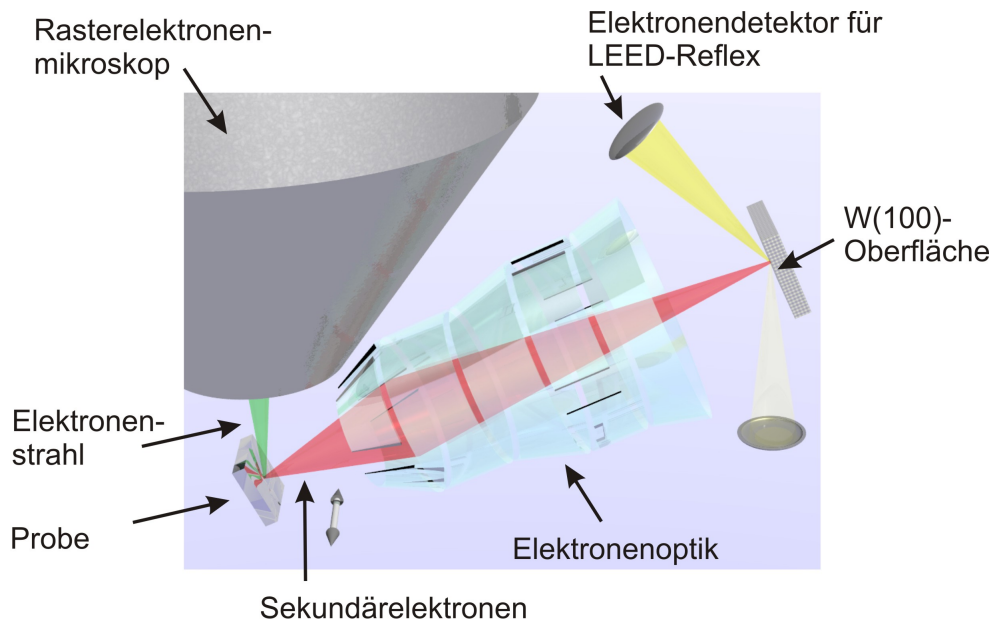


Abbildung 3.4.1: Funktionsschema des SEMPA [Han10].

Das Funktionsprinzip ist in Abb. 3.4.1 skizziert. Wie in jedem SEM wird ein Elektronenstrahl über die Oberfläche einer Probe gerastert, wobei die Wechselwirkung der einfallenden Elektronen mit der Probe unter anderem Sekundärelektronen erzeugt. Diese Elektronen sind auf Grund der Oberflächenmagnetisierung der Probe spinpolarisiert und besitzen somit die Information über die Magnetisierungsrichtung. Die Sekundärelektronen werden durch eine Elektronenoptik auf einen Wolfram-Einkristall fokussiert, an dem eine LEED-Streuung stattfindet (*Low Energy Electron Diffraction*). Die LEED-Streuung erfolgt wegen der Polarisation der Elektronen (Spin-Bahn-Kopplung) leicht asymmetrisch, so dass aus den unterschiedlichen Intensitäten der zur selben Beugungsordnung gehörenden aber in entgegengesetzte Richtungen ausfallenden Reflexe die Richtung der Magnetisierung an der Probenoberfläche abgeleitet werden kann. Somit ist es möglich, durch Abrastern der Probe ein detailliertes Domänenbild zu erstellen. Durch Heizen und Kühlen mit Stickstoff und Helium ist ein Temperaturbereich von 40–370 K zugänglich und somit das Domänenmuster und dessen Änderung über den ganzen Spin-Reorientierungs-Bereich hinweg beobachtbar.

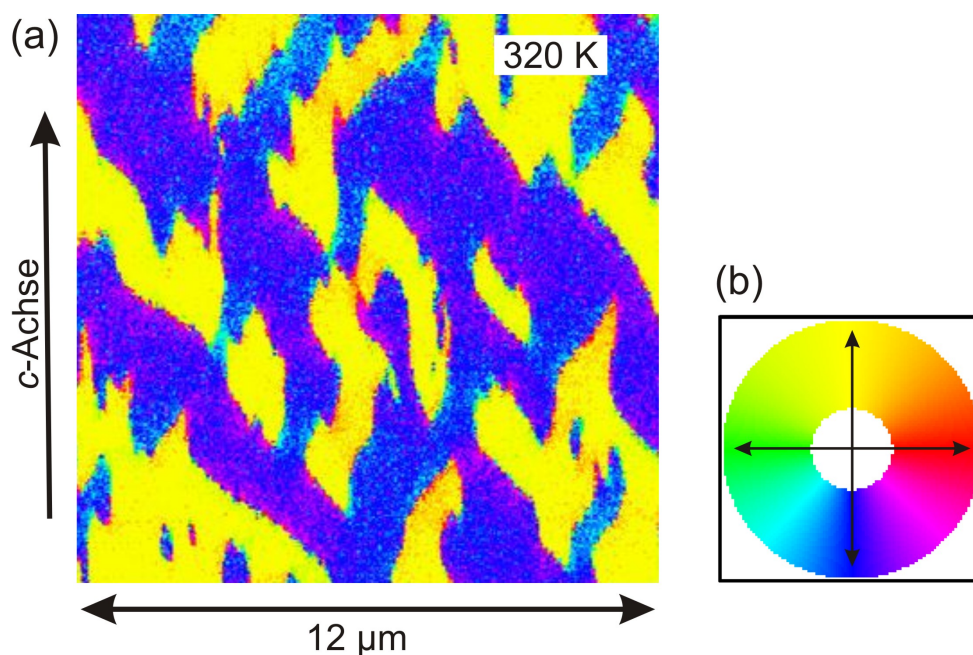


Abbildung 3.4.2: (a) SEMPE-Aufnahme einer NdCo_5 -Probe bei 320 K (aus [Han10]) und (b) zugehöriger Farbkreis.

Die laterale Auflösung beträgt bis 15 nm. Die verwendete Anlage ist nur auf Magnetisierungsrichtungen sensitiv, die in der Ebene liegen, und erlaubt lediglich eine Messung der obersten Atomlagen und keine Aussage über die Magnetisierung im Inneren der Probe. Die Oberflächensensitivität erfordert zudem die Entfernung der Deckschicht der Probe vor der Messung, was mittels Ar-Sputtern in der SEMPE-Anlage realisiert wird [Han10].

Abb. 3.4.2(a) zeigt als Beispiel eine SEMPE-Messung einer NdCo_5 -Probe bei 320 K [Han10], also im Temperaturbereich mit magnetisch leichter c -Achse. Zur Veranschaulichung der Messung wird jeder Magnetisierungsrichtung entsprechend des Farbkreises (Abb. 3.4.2(b)) eine Farbe zugeordnet.

3.5 Simulationsrechnungen

Für ausgewählte Szenarien wurden quasistatische Simulationsrechnungen mit dem Programm *MicroMagus* [BG] durchgeführt. Ziel dieser Simulationen war die Untersuchung der Magnetisierungszustände der NdCo_5 -Schicht im Gleichgewicht, wobei der Fokus neben dem Domänenmuster vor allem auf der Art und den Eigenschaften der Domänenwände lag. Das Programm, das auf der „Finite-Differenzen-Methode“ beruht, berechnet die freie Enthalpie des Systems, wobei als Energiebeiträge die

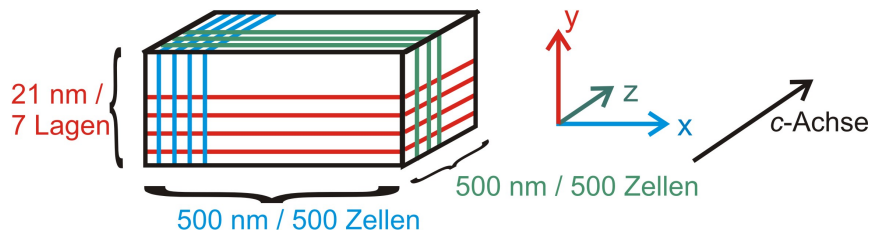


Abbildung 3.5.1: Für die mikromagnetischen Simulationen verwendete Geometrie.

- Energie im externen Feld,
- magnetokristalline Anisotropieenergie,
- Austauschenergie und
- Streufeldenergie

einbezogen werden. Der Gleichgewichtszustand ergibt sich aus der Minimierung der freien Enthalpie des Gesamtsystems. Die Rechnung wird so lange fortgeführt, bis das magnetische Gesamtdrehmoment in der Probe einen vorgegebenen Wert unterschritten hat (Abbruchkriterium).

Für die Simulation wurde ein Berechnungsfeld von 500×500 quadratischen Zellen mit einer Kantenlänge von je 1 nm aufgestellt. Senkrecht zur Schichtebene (y -Richtung) erfolgte die Diskretisierung in 7 Lagen zu je 3 nm. Die Kantenlängen liegen somit in der Größenordnung der Austauschlängen (bei 400 K: $\sqrt{A/K_1} = 2,9$ nm, $\sqrt{A/K_d} = 3,8$ nm). Zu beachten ist, dass das Programm *MicroMagus* mit einem Koordinatensystem arbeitet, in dem die x - und die z -Achse in der Ebene und die y -Achse senkrecht zur Schichtebene liegen. Entsprechend der auf MgO(110)-Substraten hergestellten NdCo₅-Schichten wurde für die Simulationen die c -Achse parallel zur z -Achse, also in der Schichtebene, ausgerichtet. Zur Veranschaulichung ist die Geometrie in Abb. 3.5.1 skizziert. Durch Variation der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 können die verschiedenen Szenarien „magnetisch leichte Achse“, „magnetisch leichter Kegel“ und „magnetisch leichte Ebene“ betrachtet werden. Die Berechnungen erfolgen ohne Einbeziehung von thermischer Aktivierung. Die Anisotropiekonstanten sowie die Sättigungsmagnetisierung M_S und die Austauschkonstante A wurden im gesamten System als konstant angenommen. Eine weitere Annahme war das Vorliegen einer perfekten Texturierung ohne das Vorhandensein von Fremdphasen. Wegen des Ziels, die Ergebnisse der Rechnungen mit den Messungen an einer ausgedehnten Schicht zu vergleichen, erfolgten die Simulationen mit in der Ebene periodischen Randbedingungen.

Neben den magnetischen Parametern wurde in einigen Rechnungen auch die Startkonfiguration der Magnetisierung vorgegeben. Das geschieht, indem für jede Lage für die x -

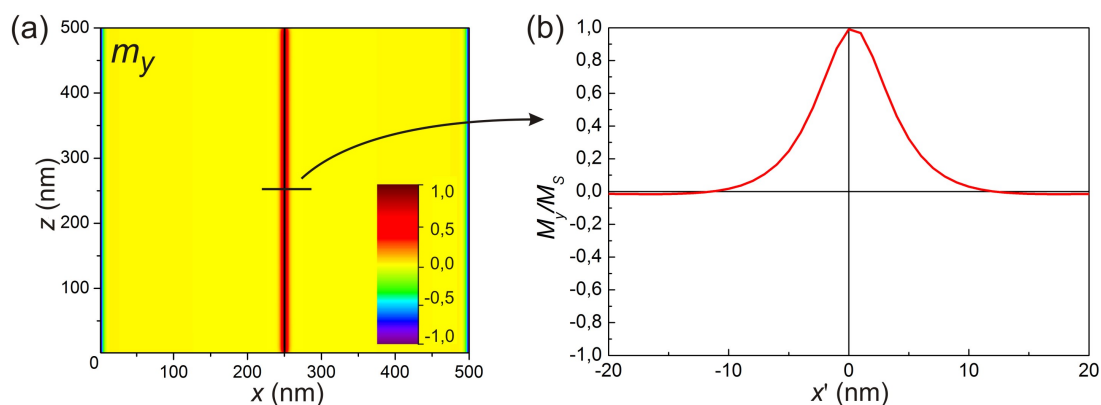


Abbildung 3.5.2: Beispiel für die Darstellung der Simulationsergebnisse: (a) m_y -Magnetisierungskomponente und (b) Ausschnitt des Linienprofils parallel zur x -Achse.

y - und z -Komponente eine (500×500) -Matrix der insgesamt auf 1 normierten Magnetisierungswerte erstellt wird.

Das Programm liefert das Ergebnis als Matrizen der Magnetisierungskomponenten jeder Lage. Die weitere Auswertung dieser Daten erfolgte mit einer Software zur Datenanalyse (**Origin**), die eine grafische Darstellung der Werte der einzelnen Komponenten sowie das Erstellen von Linienprofilen entlang ausgewählter Richtungen ermöglichte. Als Beispiel dafür zeigt Abb. 3.5.2 das Ergebnis der *Out-of-plane*-Magnetisierungskomponente $m_y = M_y/M_S$ einer Simulation zusammen mit einem Ausschnitt des Linienprofils entlang der x -Richtung, das so umskaliert wurde, dass $x = 0$ nm im Zentrum der Blochwand ($m_y = 1$) liegt (Übergang $x \rightarrow x'$). Dargestellt sind die Daten der vierten Lage.

4 Epitaktische NdCo₅-Schichten auf MgO(110)-Substraten

Wie in früheren Arbeiten an Sm-Co- und Pr-Co-Schichten [SNT⁺06, PNF⁺07] wurden die NdCo₅-Proben mittels gepulster Laserdeposition auf MgO(110)-Substraten mit Cr-Pufferschicht hergestellt. Diese Substrat-Puffer-Kombination führt zu einem Wachstum der Seltenerd-Co₅-Kristalle mit einer Orientierung der *c*-Achse parallel zur Schichtebene (*in-plane*). In einigen Vorversuchen erfolgte zunächst eine Optimierung der Depositionsbedingungen für die Seltene Erde Neodym, wobei sich eine optimale Abscheidetemperatur der NdCo₅-Lage von 450–500 °C herausstellte. Für die weiteren Untersuchungen wurden solche Proben gewählt, deren mit EDX-Messungen und **Stratagem**-Auswertungen bestimmter Nd-Anteil zwischen 16,5 und 19 At.-% lag. Zur Vereinfachung werden diese Schichten trotz z. T. leicht abweichender Stöchiometrie als NdCo₅-Proben bezeichnet.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse wurden bereits teilweise veröffentlicht [SSN09].

4.1 Phasenbildung und Texturierung

Nach der Präparation erfolgte als erster Schritt die Untersuchung der hergestellten Schichten mit Röntgendiffraktometrie hinsichtlich der Phasenbildung. In Abb. 4.1.1 ist ein solches Diffraktogramm gezeigt. Neben dem Substratreflex MgO(220) bei einem Beugungswinkel von $2\theta = 73,8^\circ$ und dem Cr(211)-Reflex ($2\theta = 98,9^\circ$) finden sich nur solche Peaks, die sich den NdCo₅ ($10\bar{1}0$)-Linien ($2\theta = 23,7^\circ, 48,5^\circ, 75,7^\circ$ und $109,8^\circ$) zuordnen lassen. Somit kann von der Bildung einer hexagonalen Nd-Co-Phase mit einer Ausrichtung der *c*-Achse parallel zur Schichtebene ausgegangen werden. Da jedoch die verschiedenen Nd-Co-Phasen, wie in Abschnitt 3.2 ausgeführt, bis auf wenige Ausnahmen sehr ähnliche Reflexe aufweisen, sind zu einer genauen Phasenbestimmung zusätzliche Polfigurmessungen erforderlich, die zudem vollständige Informationen über die Texturierung liefern.

Gemessen wurden die ($10\bar{1}0$)-, ($20\bar{2}0$)-, ($11\bar{2}0$)- sowie die ($11\bar{2}1$)-Polfigur. Bis auf die Messung des ($10\bar{1}0$)-Pols sind die Ergebnisse in Abb. 4.1.2 zusammengefasst. Die gemess-

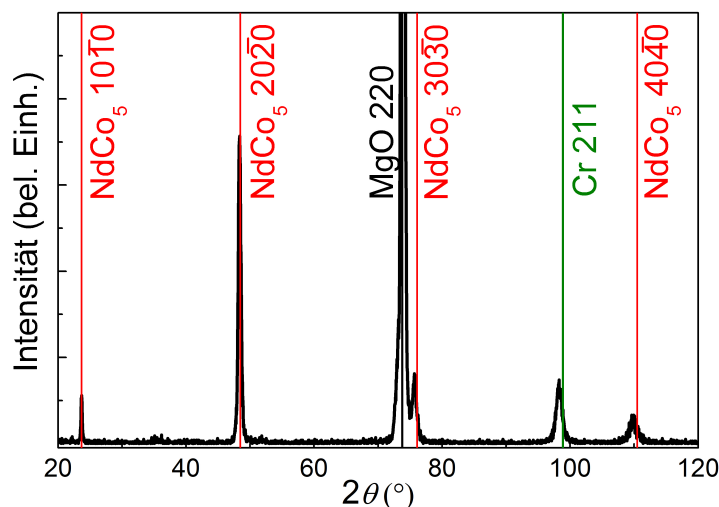


Abbildung 4.1.1: Röntgendiffraktogramm einer auf einem $\text{MgO}(110)$ -Substrat mit Cr-Puffer abgeschiedenen NdCo_5 -Probe.

senen Maxima stimmen mit den Reflexpositionen überein, die für eine texturierte Schicht mit der Orientierung der c -Achse parallel zur $\text{MgO}[001]$ -Richtung simuliert wurden (siehe Kap. 3.2, Abb. 3.2.1). In der $(20\bar{2}0)$ -Polfigur sind deutlich die erwarteten Pole bei $\psi = 0^\circ$ und $\psi = 60^\circ$ erkennbar. Wegen der nur leicht abweichenden 2θ -Werte des $\text{MgO}(200)$ - und des $\text{NdCo}_5(11\bar{2}1)$ -Reflexes sind diese Pole zusätzlich sichtbar, was umgekehrt ebenfalls für die $(11\bar{2}1)$ -Polfigur gilt. Die $(20\bar{2}0)$ -Texturmessung erfolgte fast über den gesamten ϕ/ψ -Bereich. Außer den genannten Reflexen ließen sich keine weiteren über den Untergrund hinausgehenden Reflexionen feststellen. Deshalb können abweichende Orientierungen größerer Bereiche ausgeschlossen werden, was eine Beschränkung der weiteren Messungen auf einen kleineren ϕ/ψ -Bereich erlaubte.

Generell zeigen diese Messungen, dass es erstmalig gelang, epitaktische NdCo_5 -Schichten herzustellen, nachdem in der Literatur bisher nur Berichte über Nd-Co Pulver- oder Massivproben existieren (siehe Tab. 2.4.2).

Zusammenfassend lautet die epitaktische Beziehung

$$\text{NdCo}_5(10\bar{1}0)[0001] \parallel \text{Cr}(211)[0\bar{1}1] \parallel \text{MgO}(110)[001]. \quad (4.1.1)$$

Die Halbwertsbreite der Pole beträgt in ϕ - wie in ψ -Richtung 3° . Eine Ausnahme stellen die $(20\bar{2}0)$ -Pole dar. Diese sind über einen großen ϕ -Bereich verbreitert. Dieser Effekt, der reproduzierbar ist, tritt jedoch bei keinem anderen Pol auf. Bisher konnte keine Ursache für eine Verbreiterung gefunden werden, die sich nur auf einen Pol auswirkt und die anderen nicht beeinflusst.

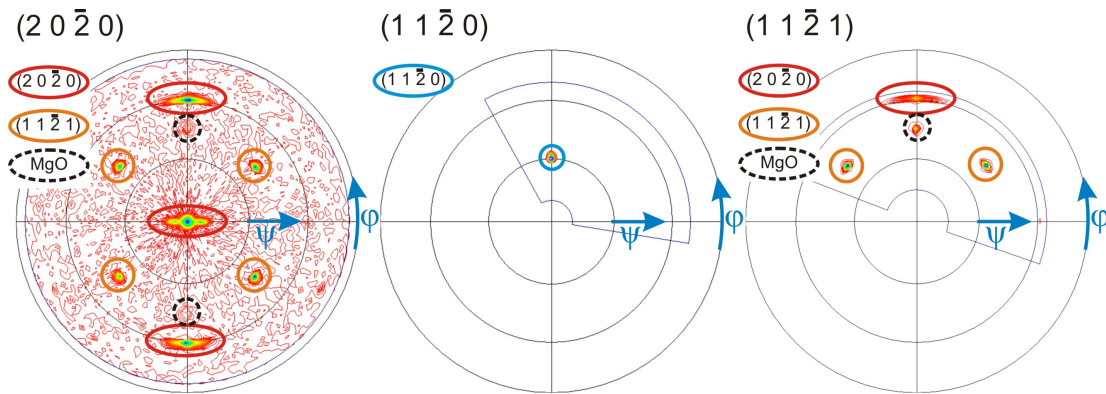


Abbildung 4.1.2: Polfiguren des $(20\bar{2}0)$ -, $(11\bar{2}0)$ - und des $(11\bar{2}1)$ -Pols einer *In-plane*-NdCo₅-Schicht.

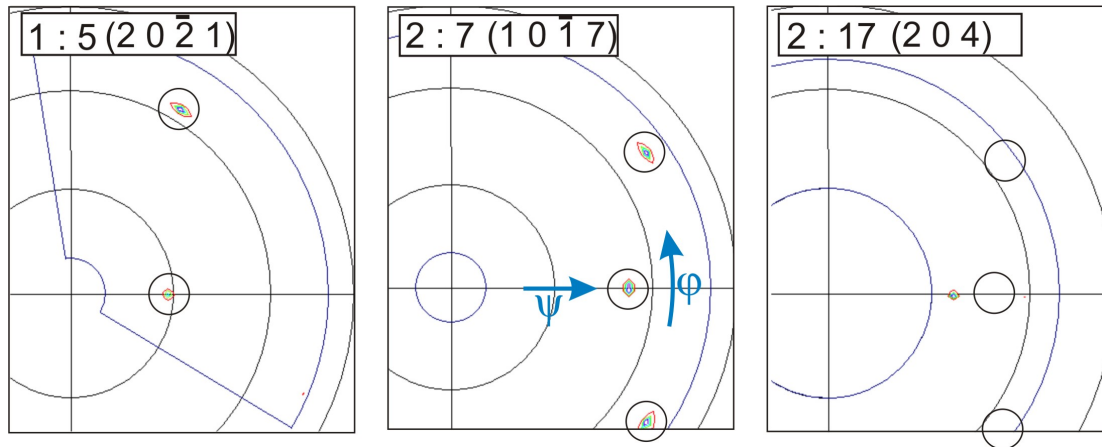


Abbildung 4.1.3: Polfiguren der charakteristischen Reflexe von NdCo₅, Nd₂Co₇ sowie Nd₂Co₁₇. Die schwarzen Kreise markieren die berechneten Positionen der jeweiligen Pole.

Zur Bestimmung der in den Proben vorkommenden Phasen wurden zusätzlich die charakteristischen Pole der 1:5-, 2:7- und 2:17-Phase (siehe Abschnitt 3.2) gemessen und mit den theoretischen Positionen verglichen. Abbildung 4.1.3, in der die Kreise die berechneten Positionen markieren, zeigt deutlich die Übereinstimmung für den $(20\bar{2}1)$ - sowie den $(10\bar{1}7)$ -Reflex. Der (204) -Pol konnte jedoch nicht nachgewiesen werden. Die Schichten enthalten demzufolge die NdCo₅- sowie die Nd₂Co₇-Phase, jedoch kein Nd₂Co₁₇.

Für jeden gemessenen Pol wurde zusätzlich der genaue 2θ -Wert anhand von $\theta/2\theta$ -Messungen an der optimierten ϕ/ψ -Position bestimmt. Aus diesen Werten lässt sich der Abstand der zugehörigen Gitternetzebenen d_{hkl} und unter Verwendung der Gleichung

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3a^2}(h^2 + k^2 + hk) + \frac{l^2}{c^2} \quad (4.1.2)$$

die a - bzw. c -Gitterkonstante errechnen [KBBK02]. Die Mittelung über verschiedene Pole ergab für die 1:5-Phase $a = 5,02 \pm 0,02 \text{ \AA}$ bzw. $c = 4,06 \pm 0,02 \text{ \AA}$ und für die ebenfalls in der Schicht vorhandene 2:7-Phase $a = 5,02 \pm 0,02 \text{ \AA}$ und $c = 24,36 \pm 0,04 \text{ \AA}$. Die berechneten Konstanten der 2:7-Phase entsprechen ungefähr den Literaturwerten für Nd_2Co_7 [WCJG92]. Auch die a -Gitterkonstante für NdCo_5 stimmt gut mit den veröffentlichten Daten überein [Bus77, WCJG92], während der Wert für c größer als der für reines NdCo_5 angegebene ist. Das somit größere c/a -Verhältnis kann mit der Bildung einer $\text{Nd}_{1-y}\text{Co}_{5+2y}$ -Phase mit TbCu_7 -Struktur erklärt werden. In dieser ist ein Teil der Nd-Atome durch Co-Paare („Co-Hanteln“) ersetzt [BVdG71]. Es ist jedoch nicht möglich, diese Phase von der stöchiometrischen 1:5-Phase anhand der durchgeführten Texturmessungen zu unterscheiden. Eine Zusammensetzung der Schichten aus einer Nd-armen $\text{Nd}_{1-y}\text{Co}_{5+2y}$ -Phase und einer Nd-reichen Nd_2Co_7 -Phase erklärt sowohl die gemessenen Reflexpositionen als auch den mittleren Anteil von ca. 17 At.-% Nd.

4.2 Magnetische Eigenschaften

4.2.1 Hystereseverhalten

Die durch die Röntgenmessungen bestätigte sehr gute Texturierung der NdCo_5 -Proben mit einer nahezu einheitlichen Ausrichtung der c -Achsen ermöglicht erstmals die Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften entlang verschiedener kristallografischer Richtungen und somit die präzise Untersuchung der magnetokristallinen Anisotropie in einer epitaktischen NdCo_5 -Schicht. Hysteresemessungen wurden parallel zur c - und zur a -Achse in der Schichtebene in einem Temperaturbereich zwischen 20 und 400 K, also über den gesamten Spin-Reorientierungs-Bereich hinweg, durchgeführt. Exemplarisch für die drei Szenarien der magnetisch leichten Achse (400 K), des magnetisch leichten Kegels (300 K, 280 K) und der magnetisch leichten Ebene (200 K) sind in Abb. 4.2.1(a–d) die Hysteresekurven gezeigt und ergänzend Messungen parallel zur c - und a -Achse bei verschiedenen Temperaturen zusammengefasst (Abb. 4.2.1(e),(f)). Das magnetische Moment bezeichnet im Folgenden die Gesamtmagnetisierung des gemessenen Probenstücks.

Bei 400 K (Abb. 4.2.1(a)) ist die c -Achse magnetisch leicht, so dass entlang dieser Richtung eine rechteckige Hysteresekurve gemessen wird. Hingegen zeigt die Messung parallel zur magnetisch harten a -Achse keine Hysterese, da lediglich Rotationsprozesse stattfinden. Die Form der beiden Kurven bestätigt erneut die sehr gute Texturierung der Probe. Wird auf 200 K abgekühlt (Abb. 4.2.1(d)), ändert sich das magnetische Verhalten grundsätzlich.

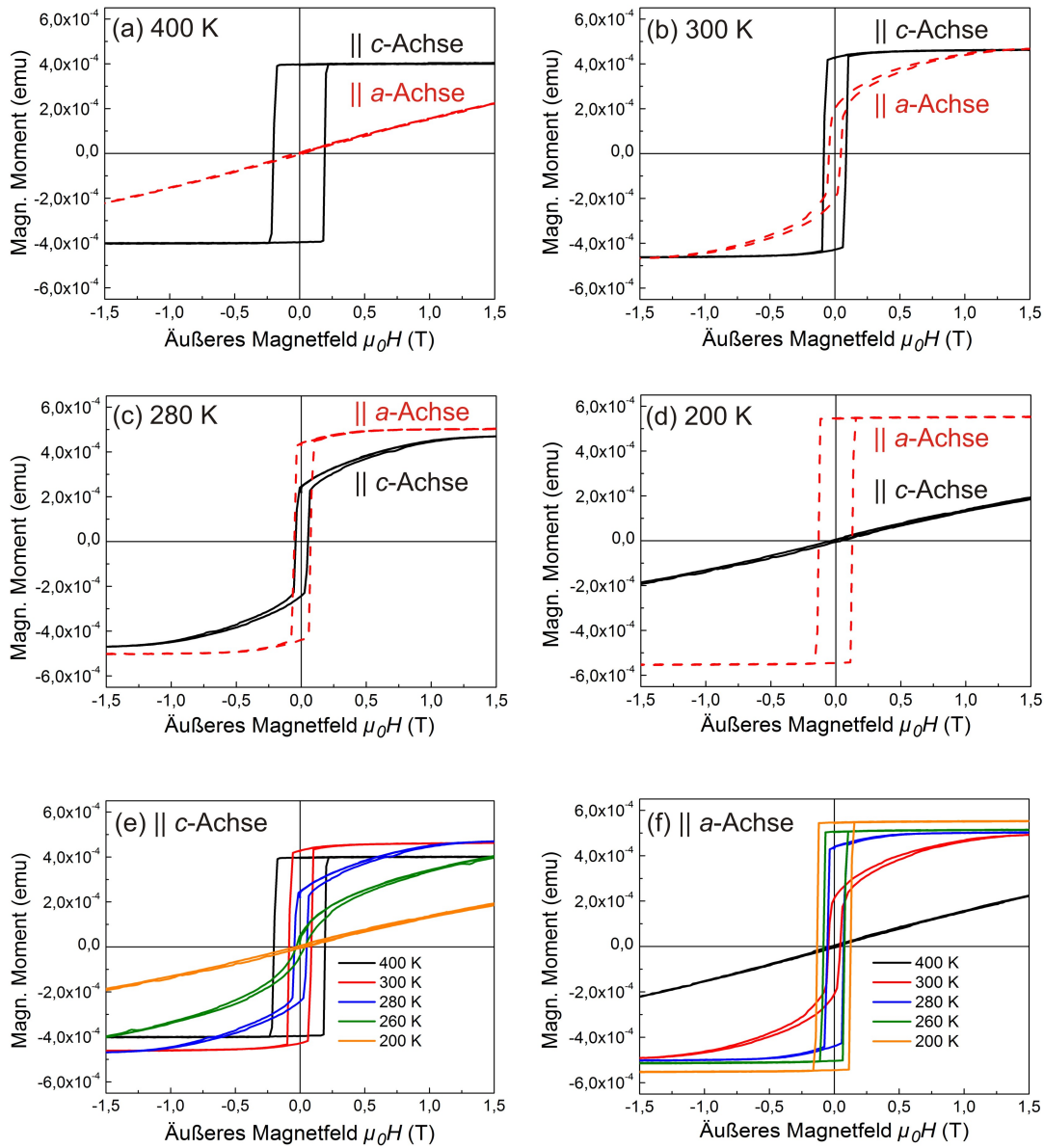


Abbildung 4.2.1: VSM-Messungen einer *In-plane*-NdCo₅-Probe bei (a) 400 K, (b) 300 K, (c) 280 K, (d) 200 K sowie eine Zusammenstellung der Hysteresemessungen bei verschiedenen Temperaturen zwischen 400 und 200 K entlang der (e) *c*- und (f) *a*-Achse.

Bei dieser Temperatur ist die c -Achse eine magnetisch harte Richtung und die Basalebene des hexagonalen Kristalls eine magnetisch leichte Ebene.

Auf Grund des Wachstums der NdCo_5 -Kristalle liegt die Basalebene senkrecht zur Schichtebene. Zusätzlich zur magnetokristallinen Anisotropie, die innerhalb der magnetisch leichten Ebene die a -Richtung energetisch geringfügig gegenüber der b -Richtung begünstigt (siehe Abschnitt 2.4), wirkt auch die Formanisotropie, die eine Orientierung der magnetischen Momente parallel zur Schichtebene bevorzugt. Die Folge beider Anisotropien ist eine magnetisch leichte a -Richtung innerhalb der Schichtebene, so dass die Messung parallel zur *in-plane* a -Achse eine rechteckige Hysterese ergibt. Die entlang der c -Achse gemessene Kurve weist keine Hysterese auf.

Im Übergangsbereich bei 300 bzw. 280 K (Abb. 4.2.1(b),(c)) sind in beiden Kurven sowohl Schalt- als auch Rotationsprozesse erkennbar, die dadurch entstehen, dass weder die a - noch die c -Achse magnetisch leichte Richtungen sind. Bei 300 K überwiegen in der Messung parallel zur c -Achse die Schaltprozesse, während bei 280 K diese entlang der a -Richtung dominant sind. Daraus folgt, dass bei 300 K die c -Achse näher zur magnetisch leichten Richtung liegt, während bei 280 K dies für die a -Achse der Fall ist.

In Abb. 4.2.1(e) und (f) sind die parallel zur c - und a -Achse gemessenen Hysteresekurven im Temperaturbereich zwischen 400 K und 200 K zusammengefasst. Die Messungen parallel zur c -Achse zeigen beginnend bei 400 K eine rechteckige Hysteresekurve, die durch Schaltprozesse beim Ummagnetisieren hervorgerufen wird. Mit sinkender Temperatur im Spin-Reorientierungs-Bereich weicht die Messrichtung immer stärker von der magnetisch leichten Richtung ab, weshalb die Schaltprozesse ab- und die Rotationsprozesse zunehmen. Dadurch verringert sich die Hysterese, bis sie schließlich bei 200 K auf Grund der dann ausschließlich stattfindenden Rotationsprozesse nicht mehr vorhanden ist. Entlang der a -Achse wird genau das gegenläufige Verhalten beobachtet. Die bei 400 K stattfindenden Rotationsprozesse bewirken eine geschlossene Magnetisierungskurve. Während des Abkühlens im Spin-Reorientierungs-Bereich nähert sich die magnetisch leichte Richtung der Messrichtung an, so dass Schaltprozesse einen immer größeren Anteil an der Ummagnetisierung aufweisen, was sich in der größer werdenden Hysterese niederschlägt. Bei 200 K ist die a -Richtung magnetisch leicht, woraus eine rechteckige Hysteresekurve resultiert.

4.2.2 Übergangstemperaturen und Spin-Reorientierungs-Winkel

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Übergangstemperaturen ist die Messung des Temperaturverlaufs der Remanenz M_R . Dazu wird die Probe bei 400 K parallel zur c -Achse in einem Magnetfeld von 9 T gesättigt, dann im Nullfeld abgekühlt und die Magnetisierung

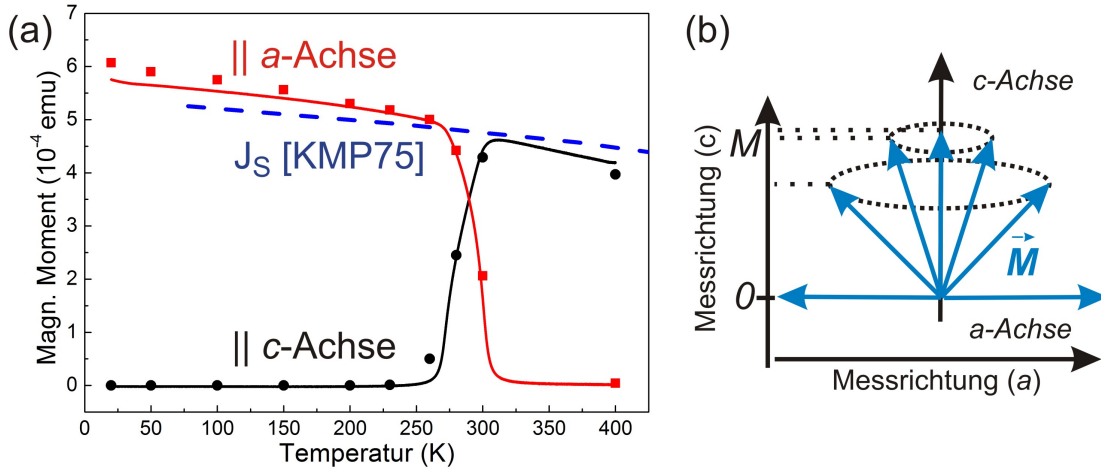


Abbildung 4.2.2: (a) Messung der temperaturabhängigen Remanenz im Nullfeld nach vorheriger Sättigung parallel zur a - bzw. c -Achse und Vergleich zur von Klein *et al.* [KMP75] für NdCo_5 -Einkristalle gemessenen Sättigungsmagnetisierung. Die Symbole repräsentieren Remanenzwerte aus Hysteresen, die bei der jeweiligen Temperatur gemessen wurden. (b) Veranschaulichung des Prozesses.

parallel zur c -Achse gemessen. Der Verlauf ist in Abb. 4.2.2(a) gezeigt. Da die Textur sehr gut ist, entspricht das parallel zur c -Achse gemessene magnetische Moment dem Gesamtmoment, solange sich die Probe im Zustand der magnetisch leichten c -Achse befindet. Mit sinkender Temperatur steigt die gemessene Magnetisierung zunächst leicht an, wie es für ein ferromagnetisches Material typisch ist. Sobald der Übergang zum magnetisch leichten Kegel erfolgt, liegt die leichte Richtung der Magnetisierung nicht mehr parallel zur Messrichtung (siehe Abb. 4.2.2(b)). Somit sinkt mit sich öffnendem Kegel die Projektion der Magnetisierung auf die Messrichtung und damit das gemessene Signal. Dieses wird Null, sobald der Zustand der magnetisch leichten Ebene erreicht ist. Eine entsprechende Messung kann parallel zur a -Achse durchgeführt werden, wobei die Sättigung bei tiefen Temperaturen erfolgt und anschließend die Probe erwärmt wird. Diese Messkurve ist ebenfalls in Abb. 4.2.2(a) dargestellt. Die schwarzen Punkte bzw. roten Quadrate repräsentieren Remanenzwerte aus Hysteresekurven, die bei den jeweiligen Temperaturen gemessen wurden.

In den Messabschnitten, in denen die Messrichtung parallel zur magnetisch leichten Richtung liegt, entsprechen die gemessenen Werte auf Grund der sehr guten Textur annähernd der Sättigungsmagnetisierung. Vergleicht man in diesen Bereichen die Messungen mit der von Klein *et al.* [KMP75] beschriebenen Sättigungsmagnetisierung M_S eines NdCo_5 -Einkristalls (blaue gestrichelte Linie in Abb. 4.2.2), sieht man einen ähnlichen Verlauf, wobei für höhere Temperaturen der Abfall der Magnetisierung der dünnen Schicht schneller erfolgt. Dies deutet auf eine reduzierte Curie-Temperatur der NdCo_5 -Schicht hin.

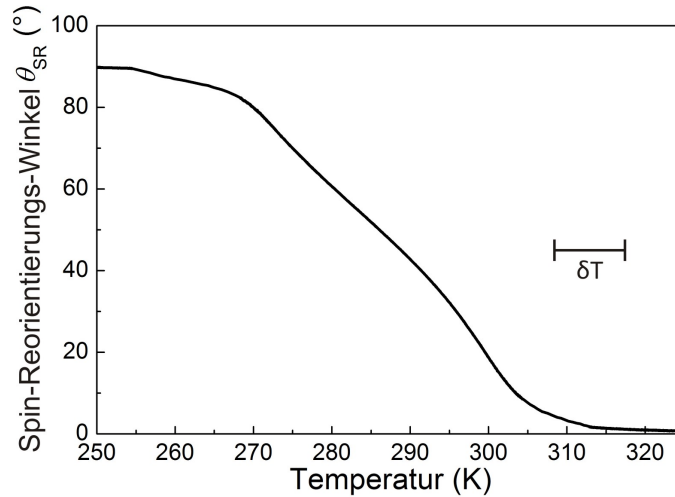


Abbildung 4.2.3: Verlauf des Spin-Reorientierungs-Winkels θ_{SR} in Abhängigkeit von der Temperatur. Der Fehlerbalken verdeutlicht die Messunsicherheit von $\delta T = \pm 5$ K in Temperaturrichtung.

Aus den temperaturabhängigen Messungen lassen sich die Übergangstemperaturen magnetisch leichte Achse \leftrightarrow magnetisch leichter Kegel (T_{SR1}) zu 310 ± 5 K und magnetisch leichter Kegel \leftrightarrow magnetisch leichte Ebene (T_{SR2}) zu 255 ± 5 K bestimmen. Beide Übergangstemperaturen sind höher als die in der Literatur angegebenen (siehe Abschnitt 2.4). Eine mögliche Ursache für diese Abweichung ist die Gitterfehlpassung des aufwachsenden Kristallgitters von NdCo_5 im Vergleich zur Cr-Pufferschicht. Zusätzlich ändern sich beide Gitterparameter des NdCo_5 während der Spin-Reorientierung [ADZ82], so dass sich die Differenz zu den Gitterparametern des Puffers kontinuierlich verschiebt. Pang et al. zeigten mit Simulationen, dass Änderungen der Gitterparameter a und c die Ausrichtung der magnetisch leichten Richtung beeinflussen [PQL09]. Diese Effekte und die durch die Spannungen in der magnetischen Schicht zusätzlich auftretenden magnetischen Anisotropien können die Verschiebung der Übergangstemperaturen bewirken.

Zur Bestimmung des Öffnungswinkels θ_{SR} des magnetisch leichten Kegels in Bezug auf die c -Achse wird wie oben beschrieben davon ausgegangen, dass die in Abb. 4.2.2 gezeigte Messung parallel zur c -Achse der Projektion des magnetischen Momentes M auf die Messrichtung entspricht. Mit einem angepassten Verlauf der Sättigungsmagnetisierung entsprechend der Remanenzwerte bei den Grenztemperaturen des Übergangs lässt sich mit

$$M_R = M_S \cos \theta_{SR} \quad (4.2.1)$$

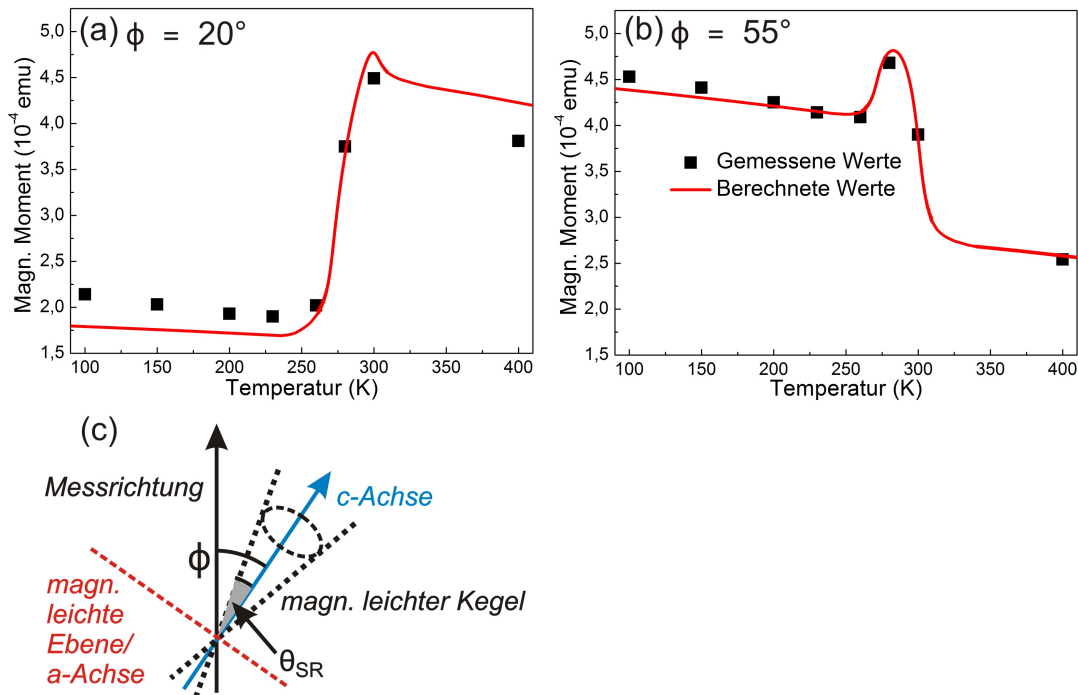


Abbildung 4.2.4: Vergleich der gemessenen und mit Hilfe des Spin-Reorientierungs-Winkels θ_{SR} berechneten Remanenzwerte für die Messwinkel (a) $\phi = 20^\circ$ und (b) $\phi = 55^\circ$. (c) Skizze der Kristall- und Messrichtung sowie der Winkel θ_{SR} und ϕ .

der Spin-Reorientierungs-Winkel berechnen. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.2.3. Die abgeschätzte Messunsicherheit von $\delta T = \pm 5$ K ist in Abb. 4.2.3 ergänzend als Fehlerbalken skizziert.

Neben der Messung parallel zur c - bzw. a -Achse wurden Hysteresemessungen auch für andere Winkel ϕ zwischen der Magnetfeldrichtung und der c -Achse durchgeführt. Die für verschiedene Temperaturen erhaltenen Remanenzwerte für die Winkel ϕ von 20° bzw. 55° sind in Abb. 4.2.4 als schwarze Messpunkte dargestellt. Die durchgezogene rote Linie berechnet sich wie folgt: Im Bereich der magnetisch leichten c -Achse entspricht das gemessene Moment wie in Abb. 4.2.4(c) skizziert der Projektion der Magnetisierung unter dem Winkel ϕ ($M_R = M_S \cos(\phi - \theta_{SR})$ mit $\theta_{SR} = 0^\circ$). Sobald sich beim Abkühlen der Konus öffnet ($\theta_{SR} > 0^\circ$), wächst das Moment, da sich die Differenz zwischen ϕ und dem Öffnungswinkel θ_{SR} reduziert. Stimmen beide Winkel überein, wird wegen der dann zur Messrichtung parallelen Orientierung der Magnetisierung der Maximalwert erreicht. Schließlich nimmt die Projektion wieder ab, bis sie im Zustand der magnetisch leichten Ebene $M_R = M_S \cos(90^\circ - \phi)$ beträgt. Für die Berechnung wurde der Temperaturverlauf von $\theta_{SR}(T)$ aus Abb. 4.2.3 verwendet. Die berechneten und gemessenen Verläufe der Remanenz stimmen für beide Winkel ϕ gut überein, was die zuvor ermittelten Werte des Spin-Reorientierungs-Winkels bestätigt.

4.2.3 Magnetokristalline Anisotropiekonstanten

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, ist es möglich, im Bereich der magnetisch leichten c -Achse sowie der magnetisch leichten Ebene aus den entlang der magnetisch harten Richtung gemessenen Hysteresekurven mit der Sucksmith-Thompson Methode (Gl. (2.2.3),(2.2.4)) die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 zu ermitteln. Dazu wird H/J als Funktion von J^2 aufgetragen. Es ergibt sich eine lineare Funktion, aus deren Anstieg und Achsenabschnitt K_1 und K_2 berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.2.5 zusammen mit Werten aus der Literatur [BVLLS66, KMP75, Erm76, OKK⁺76] dargestellt. In den Literaturdaten ist eine gute Übereinstimmung der Werte von Klein *et al.* [KMP75] und Ermolenko *et al.* [Erm76] erkennbar, während die Daten von Ohkoshi *et al.* [OKK⁺76] und noch stärker die Ergebnisse von Bartholin *et al.* [BVLLS66] abweichen. Der große Unterschied der Werte von Bartholin *et al.* kann daher kommen, dass sie orientierte Pulverproben untersuchten, während die anderen Autoren an Einkristallen maßen. Ohkoshi *et al.* fanden einen Übergang des K_2 von positiven zu negativen Werten in der Nähe der oberen Spin-Reorientierungs-Temperatur, was bei keinem der anderen Autoren der Fall ist.

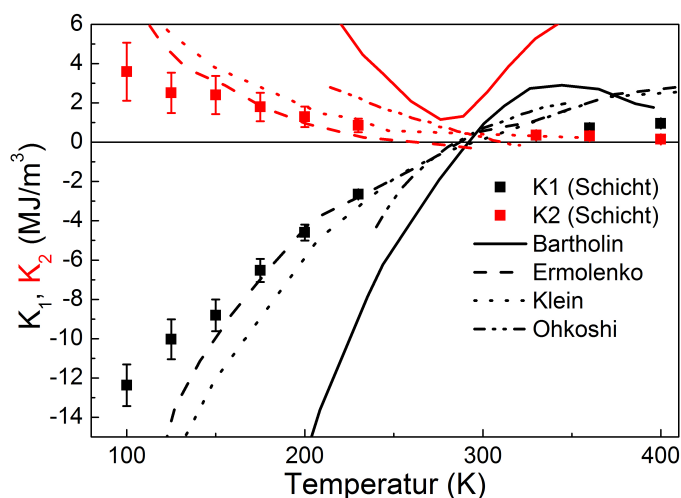


Abbildung 4.2.5: Die mit der Sucksmith-Thompson-Methode berechneten K_1 - und K_2 -Werte im Vergleich zu Literaturangaben [BVLLS66, KMP75, Erm76, OKK⁺76].

Bei hohen Temperaturen, also im Bereich der magnetisch leichten c -Achse, stimmen die ermittelten K_2 -Werte der epitaktischen NdCo_5 -Schicht gut mit den Werten der anderen Autoren überein, während das berechnete K_1 deutlich kleiner ist als das dort angegebene. Eine mögliche Ursache dafür kann die Zusammensetzung der Proben aus einer $\text{Nd}_{1-y}\text{Co}_{5+2y}$ - und der Nd_2Co_7 -Phase sein. Für das Sm-Co -System ist bekannt, dass sowohl die Co-reiche [DGL⁺76] als auch die Co-arme-Spezies [BAT⁺93] die Anisotropie reduzie-

ren – ein Verhalten, das wahrscheinlich auch auf Nd-Co zutrifft. Weiterhin ist bei hohen Temperaturen die Sättigungsmagnetisierung der Schichten gegenüber den Literaturdaten reduziert (siehe Abschnitt 4.2.2), was ebenfalls zu kleineren Anisotropiewerten führt.

Für tiefe Temperaturen im Bereich der magnetisch leichten Ebene ist die Übereinstimmung sowohl von K_1 als auch von K_2 mit den Werten von Klein *et al.* [KMP75] und Ermolenko *et al.* [Erm76] sehr gut. Lediglich bei Temperaturen unterhalb von 150 K nehmen die Abweichungen zu, was am steigenden Einfluss der Anisotropiekonstanten höherer Ordnung liegen kann (siehe Abschnitt 2.2.2).

4.2.4 Koerzitivfeldstärkemechanismus

Für ein umfassenderes Verständnis der NdCo₅-Schichten soll als weiterer Aspekt das magnetische Schaltverhalten der Proben näher untersucht werden. Für die Temperaturen 400 und 100 K, also repräsentativ für die zwei Szenarien magnetisch leichte c -Achse und magnetisch leichte Ebene (a -Achse), sind in Abb. 4.2.6 für verschiedene Winkel ϕ (für die Definition von ϕ siehe Abb. 4.2.4(c)) die Schaltfelder zusammengefasst.

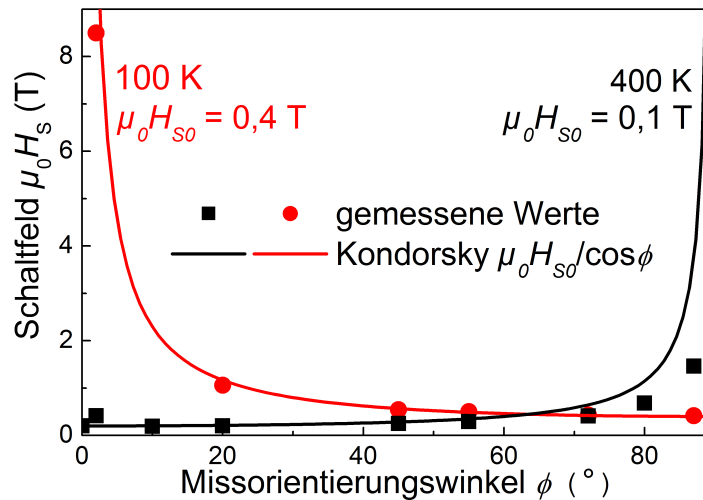


Abbildung 4.2.6: Schaltfelder in Abhängigkeit vom Winkel ϕ zwischen angelegtem Magnetfeld und der c -Achse für 400 und 100 K. Der Kondorsky-Zusammenhang wurde mit einem parallel zur magnetisch leichten Richtung gemessenen Schaltfeld von $\mu_0 H_{S0} = 0,1$ T (400 K) und $\mu_0 H_{S0} = 0,4$ T (100 K) berechnet, wobei die Rechnung für 100 K mit dem Winkel $90^\circ - \phi$ erfolgte.

In beiden Fällen entsprechen die Verläufe dem typischen Kondorsky $1/\cos\phi$ -Verhalten [Kon40] mit einem Anstieg der Schaltfelder mit größer werdendem Winkel ϕ zwischen Messrichtung und magnetisch leichter Richtung. Bei früheren Untersuchungen an SmCo₅-*In-plane*- [SNF⁺08] sowie *Out-of-plane*-Schichten [SNS09] wurde der gleiche Zusammen-

hang nachgewiesen. In der Arbeit von Singh et al. [SNF⁺08] kamen neben der Messung der winkelabhängigen Schaltfelder weitere Methoden zur Bestimmung des Koerzitivfeldstärkemechanismus zum Einsatz, wie Magnetkraftmikroskopie und temperaturabhängige Messungen der Hysteresekurve parallel zur leichten Richtung. Aus der Zusammenfassung aller Ergebnisse ließ sich ein pinning-dominiertes Koerzitivfeldstärkemechanismus ableiten, der auf Grund der sehr ähnlichen strukturellen Eigenschaften der *In-plane*-NdCo₅-Schichten und des nachgewiesenen Kondorsky-Verhaltens auch für diese Proben angenommen werden kann.

Die Messung bei 400 K parallel zur *c*-Achse lieferte ein Koerzitivfeld von ca. 0,1 T. Im Vergleich zum Anisotropiefeld $\mu_0 H_{an}$ ($\mu_0 H_{an} = (2K_1 + 4K_2)/J_S$) von ≈ 3 T beträgt das gemessene Schaltfeld nur 3 % des theoretischen Maximalwertes. Für die *in-plane*-texturierten SmCo₅-Schichten wurde trotz der deutlich höheren Anisotropie ($\mu_0 H_{an} \approx 28$ T) ein vergleichbarer Anteil des tatsächlich gemessenen Koerzitivfeldes am Anisotropiefeld von ca. 10 % festgestellt [SNF⁺08]. Dies ist ein Hinweis darauf, dass beide Schichten eine ähnliche Mikrostruktur aufweisen, was wiederum die Schlussfolgerung des gleichen Koerzitivfeldstärkemechanismus unterstützt.

4.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden erstmals die strukturellen und magnetischen Eigenschaften epitaktischer NdCo₅-Schichten beschrieben.

Die sehr gute Qualität der Texturierung erlaubte die detaillierte Untersuchung des Spin-Reorientierungs-Prozesses. Die Messungen der magnetischen Eigenschaften zeigten klar den Übergang von einem Zustand mit einer magnetisch leichten *c*-Achse über einen magnetisch leichten Kegel hin zur magnetisch leichten Ebene (*a*-Achse). Es stellte sich heraus, dass der Übergang in den dünnen Schichten bei höheren Temperaturen erfolgt als bei den bisher in der Literatur beschriebenen Pulver- oder Massivproben. Ursächlich für diese Verschiebung, die den Übergang magnetisch leichte *c*-Achse \leftrightarrow magnetisch leichter Kegel näher an die Raumtemperatur bringt, können die in Schichten zusätzlich auftretenden Spannungen sein. Neben einer Abschätzung des Spin-Reorientierungs-Winkels θ_{SR} erfolgte die Bestimmung der Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 mit Hilfe der Sucksmith-Thompson-Methode für das Regime der magnetisch leichten Ebene (*a*-Achse) sowie der magnetisch leichten *c*-Achse. Abschließend wurde der Koerzitivfeldstärkemechanismus wie in den dünnen Sm-Co-Schichten [SNF⁺08, SNS09] als pinning-dominiert bestimmt.

5 Epitaktische NdCo₅-Schichten auf Al₂O₃(0001)-Substraten

Die in diesem Kapitel beschriebenen Ergebnisse wurden bereits teilweise veröffentlicht [SSN10].

Wie in Abschnitt 2.4 kurz beschrieben, existiert in NdCo₅ eine magnetokristalline Anisotropie höherer als zweiter Ordnung. Das in NdCo₅ bei tiefen Temperaturen nicht verschwindende K'_3 bewirkt im Regime der magnetisch leichten Ebene eine bevorzugte Ausrichtung der Magnetisierung in der Basalebene entlang der a -Achsen. Die magnetokristalline Anisotropiekonstante K'_3 wurde von Klein *et al.* und Ohkoshi *et al.* (in deren Nomenklatur: K_4) für Einkristalle bestimmt [KMP75, OKK⁺76], wobei die Werte eine Größenordnung unter der von K_1 bzw. K_2 liegen. Berechnungen bezüglich der Anisotropie in der Basalebene von Pang *et al.* [PQL09] lieferten ebenfalls eine leichte a -Achse auf Grund der Dichteverteilungen der Spins von Nd und Co. Ermolenko *et al.* [EK04] maßen bei tiefen Temperaturen einen kleinen Unterschied der Sättigungsmagnetisierung parallel zur a ($[\bar{1}2\bar{1}0]$)- bzw. b ($[\bar{1}100]$)-Achse ($M_b < M_a$), den sie auf eine mögliche Anisotropie der magnetoelastischen Energie zurückführten. Ohkoshi *et al.* [OKK⁺76] beschreiben ebenfalls, dass sich die im Nullfeld gemessenen Magnetisierungen entlang der a - und b -Richtung nach Sättigung unterscheiden, wobei $M_a = M_b \cdot \cos 30^\circ$ beträgt. Wie ebenfalls in Abschnitt 2.4 schon erwähnt, wird die a -Achse nur von Ohkoshi *et al.* [OKK⁺76] und Pang *et al.* [PQL09] definiert, wobei die Definitionen übereinstimmen.

Die im vorigen Kapitel vorgestellten *In-plane*-Schichten ermöglichten eine detaillierte Untersuchung des Spin-Reorientierungs-Übergangs. Da in diesen Proben jedoch die Basalebene senkrecht zur Schichtebene liegt, ist es nicht möglich, eine Anisotropie innerhalb der magnetisch leichten Ebene zu messen, da diese von der deutlich größeren Formanisotropie überlagert ist. Für aussagefähige Messungen ist ein Schichtsystem erforderlich, in dem das NdCo₅ mit der Basalebene parallel zur Probenebene wächst. Ein solcher Wachstumsmodus wurde in einer früheren Diplomarbeit an dem isostrukturellen SmCo₅ untersucht [Sei08, SNS09]. Die Präparation der *Out-of-plane*-Schichten erfolgte auf Al₂O₃(0001)-

Substraten unter Verwendung eines Ru-Puffers, der ein Wachstum des SmCo_5 mit der c -Achse senkrecht zur Schichtebene bewirkte. Die Erkenntnisse aus dieser Arbeit sollten auf das NdCo_5 -System übertragbar sein und somit die Untersuchung der Anisotropie innerhalb der Basalebene bei tiefen Temperaturen ermöglichen.

5.1 Phasenbildung und Textur

Abbildung 5.1.1 zeigt die XRD-Messung einer bei $700\text{ }^\circ\text{C}$ auf einem $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ -Substrat mit Ru-Puffer präparierten NdCo_5 -Probe. Deutlich zu erkennen sind neben den sich überlagernden Al_2O_3 -Reflexen ((0006) bei $2\theta = 48,81^\circ$ und (00012) bei $2\theta = 111,45^\circ$) und Ru-Reflexen ((0002) bei $2\theta = 49,48^\circ$ und (0004) bei $2\theta = 113,64^\circ$) die NdCo_5 (0001) , (0002) , (0003) und (0004) -Reflexe bei $2\theta = 26,00^\circ$, $53,45^\circ$, $84,92^\circ$ und $128,17^\circ$, die ein Wachstum der NdCo_5 -Lage mit der c -Achse senkrecht zur Schichtebene bestätigen. Zur vollständigen Bestimmung der epitaktischen Beziehungen wurden Texturmessungen des $(10\bar{1}1)$ - und des $(20\bar{2}1)$ -Pols durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 5.1.2 zusammengefasst sind. Die Messungen zeigen in beiden Fällen eine hexagonale Anordnung der Reflexe, woraus eine Texturierung der magnetischen Schicht mit einer annähernd gemeinsamen Orientierung der NdCo_5 -Kristalle in Bezug auf das Substrat folgt. Die Halbwertsbreite beträgt in ϕ -Richtung 3° und in ψ -Richtung 4° . Die epitaktische Beziehung lautet

$$\text{NdCo}_5(0001)[11\bar{2}0] \parallel \text{Ru}(0001)[11\bar{2}0] \parallel \text{Al}_2\text{O}_3(0001)[10\bar{1}0]. \quad (5.1.1)$$

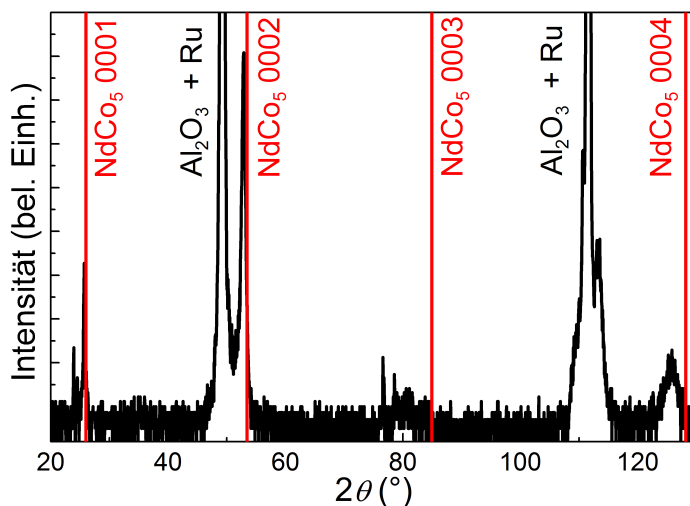


Abbildung 5.1.1: XRD-Messung einer auf einem $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ -Substrat mit Ru-Puffer präparierten NdCo_5 -Schicht.

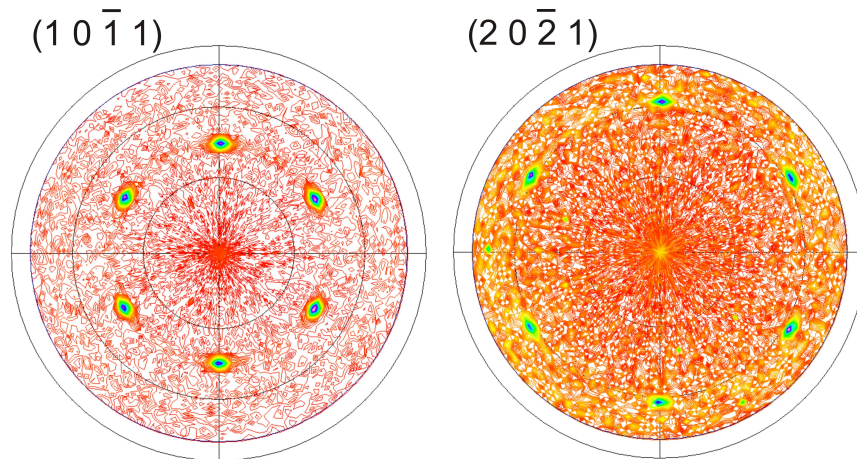


Abbildung 5.1.2: Polfiguren der $(10\bar{1}1)$ - und $(20\bar{2}1)$ -Texturmessung einer *Out-of-plane*-NdCo₅-Schicht.

Auffallend ist hier der Unterschied zu den zuvor betrachteten SmCo₅-Proben [SNS09], bei denen nur für sehr dünne SmCo₅-Lagen (< 30 nm) eine eindeutige Texturbeziehung existiert und sich für dickere Schichten, wie die hier untersuchte 55 nm NdCo₅-Probe, eine zweite, um 30° verdrehte Variante ausbildet. Mit der vorliegenden eindeutigen epitaktischen Beziehung der NdCo₅-Schicht ist die Voraussetzung für die weitere Untersuchung der magnetischen Eigenschaften entlang der a - und der b -Richtung erfüllt.

Ein Vorhandensein weiterer Phasen (Nd₂Co₇, Nd₂Co₁₇) konnte durch Messung der entsprechenden charakteristischen Pole nicht verifiziert werden.

Mit Hilfe der aus den Textur- und XRD-Messungen bestimmten 2θ -Werte wurden wie für die *In-plane*-Schichten (Gl. (4.1.2)) die Gitterparameter $a = 4,97 \pm 0,02$ Å und $c = 4,02 \pm 0,02$ Å ermittelt. Die Ergebnisse weichen geringfügig von den für die *In-plane*-Proben bestimmten Werten ($a = 5,02$ Å und $c = 4,06$ Å) ab, was auf den durch die abweichende Substrat-Pufferkombination in die Schicht eingetragenen unterschiedlichen Spannungen beruhen kann.

5.2 Magnetische Eigenschaften

Wie für die zuvor beschriebenen *In-plane*-Schichten wurden magnetische Hysteresekurven im Temperaturbereich zwischen 20 und 400 K gemessen. Zusätzlich zur a - und c -Richtung ($[\bar{1}2\bar{1}0]$ bzw. $[0001]$) erfolgten die Messungen auch parallel zur b -Achse ($[\bar{1}100]$).

Die Hysteresen für 400 K sind in Abb. 5.2.1 dargestellt. Deutlich ist die c -Achse als magnetisch leichte Richtung erkennbar, da die Kurve eine rechteckige Form aufweist. Im Gegensatz dazu zeigen die Messungen entlang der harten a - und b -Richtung nur eine kleine

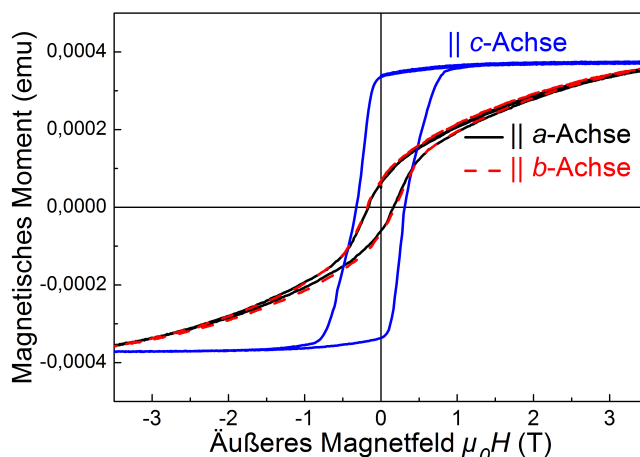


Abbildung 5.2.1: Bei 400 K an der *Out-of-plane*- NdCo_5 -Probe gemessene magnetische Hysteresekurven.

Hysterese. Jedoch kann diese Hysterese nicht allein durch die Missorientierung der NdCo_5 -Kristallite erklärt werden. Die Texturbreite von 3° in ϕ -Richtung und 4° in ψ -Richtung ist unwesentlich größer als die der *in-plane*-texturierten Schichten (jeweils 3° in beiden Richtungen), deren Magnetisierungskurven in der harten Richtung keine Hysterese aufwiesen. Als zusätzlichen Faktor muss bei den *Out-of-plane*-Schichten die Wirkung der Formanisotropie betrachtet werden. Die Streufeldenergiedichte ($K_d = 0,4 \text{ MJ/m}^3$) ist gegenüber der Energiedichte der magnetokristallinen Anisotropie ($K_1 = 1,2 \text{ MJ/m}^3$, siehe Abschnitt 4.2.3) hier nicht vernachlässigbar und führt zu einer Kippung der magnetischen Momente aus der Senkrechten auch im Bereich oberhalb von T_{SR1} . Deren Projektion auf die *a*- bzw. *b*-Achse bewirkt die Messung einer deutlichen Remanenz in diesen Richtungen. Außerdem ist der Einfluss der Formanisotropie anhand des verbreiterten Feldintervalls des Umschaltprozesses und der reduzierten Remanenz in der Hysteresekurve parallel zur *c*-Achse erkennbar.

Zur Bestimmung der Übergangstemperaturen T_{SR1} und T_{SR2} der Spin-Reorientierung wurde die temperaturabhängige Remanenz (Vorgehensweise siehe Abschnitt 4.2.2) parallel zur *a*-, *b*- und *c*-Achse gemessen (siehe Abb. 5.2.2). Die Messung parallel zur *c*-Achse zeigt einen kleinen Anstieg mit sinkender Temperatur bis 380 K und danach einen Abfall, bis bei ca. 250 K das gemessene Signal gegen Null geht. Die Abnahme des Messsignals erfolgt bei deutlich höheren Temperaturen als bei der entsprechenden Messung an den *In-plane*-Schichten ($\approx 310 \text{ K}$). Dieses Verhalten verdeutlicht wiederum den Einfluss der Formanisotropie, die die Magnetisierung aus der Senkrechten herauskippt. Der gleiche Effekt schlägt sich auch in den Messungen entlang der *a*- bzw. *b*-Richtung in einem nicht verschwindenden Signal bei hohen Temperaturen nieder. Nach der Sättigung bei 20 K

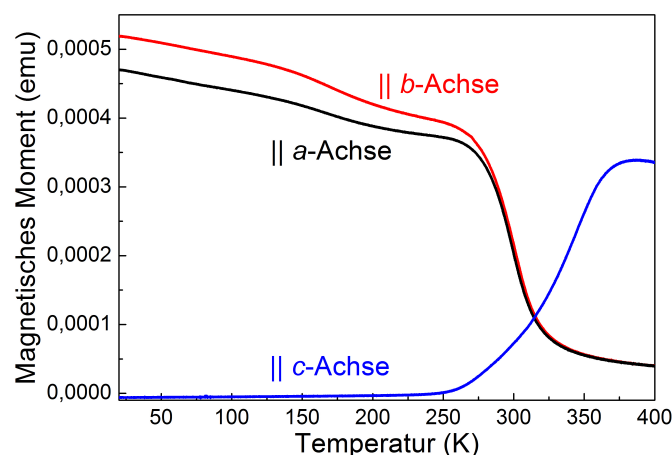


Abbildung 5.2.2: Temperaturabhängige Remanenz gemessen parallel zur a -, b - und c -Richtung.

und anschließendem Erhitzen werden für die b -Richtung bis zu einer Temperatur von ungefähr 280 K höhere Werte als für die a -Richtung gemessen. Ermolenko *et al.* [EK04] maßen eine kleinere Sättigungsmagnetisierung entlang der b -Richtung für Temperaturen unterhalb ca. 220 K, während Ohkoshi *et al.* [OKK⁺76] im gesamten Temperaturbereich $M_a = M_b \cdot \cos 30^\circ$ bestimmten. Der aus den in Abb. 5.2.2 dargestellten Messungen hervorgehende Unterschied der beiden Sättigungsmagnetisierungen ist jedoch kleiner als der von Ohkoshi *et al.* beschriebene.

Alle magnetischen Messungen verdeutlichen den Spin-Reorientierungs-Übergang, wobei jedoch wegen des Einflusses der Formanisotropie keine konkreten Übergangstemperaturen bestimmt werden können.

Der Unterschied in der Sättigungsmagnetisierung entlang der beiden Richtungen in der Basalebene ist auch in den Hysteresekurven bei tiefen Temperaturen erkennbar. Abbildung 5.2.3 zeigt die Messungen parallel zur a - bzw. b -Achse bei 20 K. Bei dieser Temperatur befindet sich die Probe im Zustand der magnetisch leichten Ebene, so dass beide Richtungen magnetisch leicht sind und eine rechteckige Hysteresekurve aufweisen. Da sie in der Schichtebene liegen, hat die Formanisotropie keinen Einfluss auf diese Messungen. Neben den verschiedenen Sättigungsmagnetisierungen liegt auch ein unterschiedliches Schaltverhalten vor. Während die Ummagnetisierung entlang der a -Richtung einstufig abläuft, erfolgt das Schalten in b -Richtung in zwei Schritten. Der Großteil der Momente schaltet bei einem angelegten Gegenfeld von ca. 0,9 T, was auch dem Schaltfeld der a -Hysterese entspricht. Daneben enthält die Kurve eine Schulter um ein Feld von 1,5 T. Das insgesamt höhere Schaltfeld der Hysterese gemessen parallel zur b -Achse kennzeichnet diese als die magnetisch härtere Richtung innerhalb der magnetisch leichten Ebene. Das beobach-

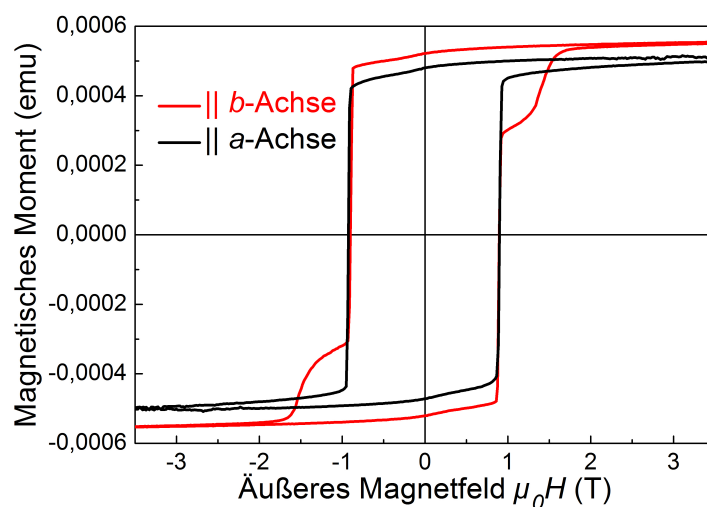


Abbildung 5.2.3: Bei 20 K an der *Out-of-plane*- NdCo_5 -Probe gemessene Hysteresekurven.

tete Verhalten weist deutlich auf die Anisotropie höherer Ordnung im NdCo_5 bei tiefen Temperaturen hin.

Die gemessenen Schaltprozesse lassen sich nicht ausschließlich durch das Stoner-Wolfarth-Modell [SW48] beschreiben. Zur vollständigen Erklärung müssen zusätzlich die Einflüsse von Domänenwandbewegung und -pinning in Betracht gezogen werden, was jedoch im Rahmen dieser Dissertationsarbeit nicht durchgeführt werden soll.

In Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Mattheis vom Institut für Photonische Technologien Jena wurden Torque-Magnetometrie-Messungen an den *Out-of-plane*-Proben durchgeführt. In den ersten Messungen konnten bereits Anisotropien höherer Ordnung nachgewiesen werden. Weitere Untersuchungen werden folgen, jedoch nicht in dieser Arbeit betrachtet.

5.3 Zusammenfassung

Die Ergebnisse dieses Kapitels zeigen, dass es erstmals gelang, epitaktische *out-of-plane*-texturierte NdCo_5 -Proben mit einer sehr guten Qualität der Texturierung herzustellen. Diese Proben erlauben die Untersuchung der magnetokristallinen Anisotropie innerhalb der magnetisch leichten Ebene. Anhand von $M(T)$ - und Hysteresemessungen konnte das unterschiedliche magnetische Verhalten entlang der *a*- bzw. *b*-Achse bei tiefen Temperaturen nachgewiesen werden. Eine abschließende Erklärung des beobachteten Schaltverhaltens ist jedoch nicht möglich. Dazu sind weitere Untersuchungen notwendig, die im Rahmen dieser Dissertation nicht durchführbar waren.

6 Die Entwicklung der Domänenkonfiguration während des Spin-Reorientierungs-Übergangs

Die in den letzten beiden Kapiteln beschriebenen globalen Magnetisierungsmessungen ermöglichen Rückschlüsse auf das magnetische Verhalten der gesamten Probe gemittelt über alle magnetischen Momente. Der Spin-Reorientierungs-Übergang konnte nachgewiesen und die Übergangstemperaturen sowie der Öffnungswinkel des magnetisch leichten Konus abgeschätzt werden. Offen bleiben jedoch Fragen nach dem Domänenmuster: Wie sieht es in den drei Bereichen magnetokristalliner Anisotropie aus? Finden während des Übergangs Verschiebungen der Domänenwände statt oder dreht sich lediglich die Magnetisierung innerhalb der Domänen? Existieren im Regime des magnetisch leichten Kegels Domänen in allen vier theoretisch möglichen magnetisch leichten Richtungen, die sich aus dem Schnitt zwischen der Schichtebene (Formanisotropie) und dem magnetisch leichten Doppelkegel (magnetokristalline Anisotropie) ergeben?

Um diese Fragen zu beantworten, sind lokale Untersuchungsmethoden notwendig. Die Magnetkraftmikroskopie erfasst lediglich magnetische Streufelder und nicht die Richtung der Magnetisierung in der Schicht. Mit magnetooptischen Messungen gelang es nicht, bei diesen Proben Domänen abzubilden. Eine weitere lokale Messmethode ist die spinpolarisierte Rasterelektronenmikroskopie, die in Abschnitt 3.4.2 vorgestellt wurde. Diese Methode, mit der lokal die Magnetisierungsrichtung bestimmt wird, stellte sich als ideal geeignet heraus, um die Domänenstrukturen der *in-plane*-texturierten Schichten zu untersuchen. Die Kühl- und Heizoption des für diese Messungen verwendeten Gerätes ermöglichte die Untersuchung des Domänenmusters über den gesamten Spin-Reorientierungs-Bereich und zudem die direkte Bestimmung des Öffnungswinkels im Regime des magnetisch leichten Kegels. Die in Zusammenarbeit mit S. Hankemeier an der Universität Hamburg, Institut für Angewandte Physik, Abteilung Grenz- und Oberflächenphysik, erzielten Ergebnisse dieser Messungen wurden bereits teilweise von ihm in seiner Dissertation [Han10] beschrieben. Sämtliche hier gezeigte SEMPA-Messungen wurden von Sebastian Hankemeier an der Uni-

versität Hamburg durchgeführt. Er hat ebenfalls die Rohdaten für die grafische Darstellung aufbereitet.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen werden hier zunächst phänomenologisch beschrieben. Ein detaillierteres Verständnis der Domänenprozesse wird im anschließenden Kapitel 7 auf der Basis von mikromagnetischen Simulationen erarbeitet.

6.1 Temperaturabhängiges Domänenmuster

Die SEMPA-Messungen an einer NdCo_5 -*In-plane*-Probe im Ausgangszustand erfolgten in einem Temperaturintervall zwischen 240 und 320 K (für experimentelle Details siehe [Han10]). Die aufgenommenen Bilder sind in Abb. 6.1.1 zusammengefasst. Durch die Temperaturänderungen kommt es zu einer Drift der Probe, was eine anschließende Zentrierung und 2D-Entzerrung der Aufnahmen erforderlich machte, wodurch die schwarzen Ränder einiger Bilder entstanden [Han10]. Zur Verdeutlichung der magnetisch leichten Richtungen bei den verschiedenen Temperaturen sind diese in Abb. 6.1.2 für je ein Beispiel der drei Magnetisierungszustände skizziert.

Wie die Aufnahmen in Abb. 6.1.1 zeigen, gelang mit der SEMPA-Methode die Abbildung von Domänen. Es ist für alle Temperaturen ein periodisches Domänenmuster erkennbar, wobei die Domänen wenige μm groß sind.

Die Messungen weisen den Übergang von einem Magnetisierungszustand mit der magnetisch leichten Richtung parallel zur a -Achse in eine Konfiguration mit einer magnetisch leichten c -Achse mit steigender Temperatur nach. Bei 240 K zeigt die Aufnahme einen Zweidomänenzustand mit einer Orientierung der Magnetisierung parallel zur a -Achse. Die meisten Domänenwände verlaufen ebenfalls entlang dieser Richtung. Bei Temperaturanstieg und dem Übergang zum magnetisch leichten Kegel entsteht aus dem Zwei- ein Vierdomänenzustand. Im Regime des magnetisch leichten Konus existieren Domänen mit einer Ausrichtung der magnetischen Momente in den vier magnetisch leichten Richtungen, die sich aus der Projektion des magnetisch leichten Doppelkegels auf die Schichtebene ergeben (siehe Abb. 6.1.2(b)). Der Großteil der Domänenwände verläuft entlang der beiden 45° -Diagonalen bezogen auf die c -Achse [Han10]. Diese Domänenwände werden im Folgenden als 45° -Wände bezeichnet. Schließlich geht bei weiterem Heizen der Vierdomänenzustand des magnetisch leichten Konus in einen Zweidomänenzustand im Regime der magnetisch leichten c -Achse über. Die Magnetisierung und ein Großteil der Domänenwände sind parallel zur c -Achse orientiert. Jedoch existieren wie auch im Regime der magnetisch leichten a -Achse 45° -Wände.

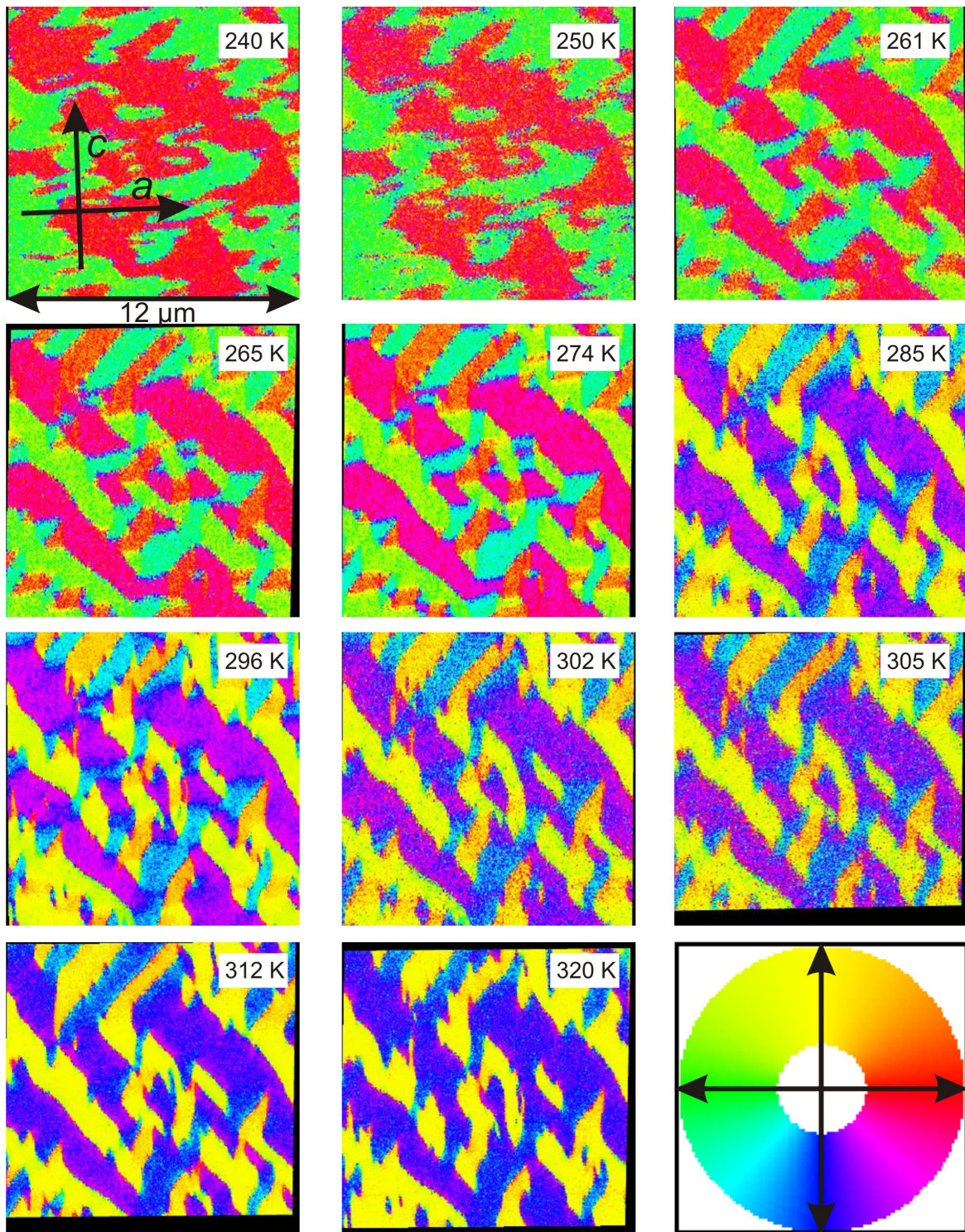


Abbildung 6.1.1: SEMPA-Aufnahmen einer NdCo₅-Probe im Ausgangszustand bei der jeweils angegebenen Temperatur zwischen 240 und 320 K und Farbkreis der Magnetisierungsrichtungen. Die für 240 K skizzierten Orientierungen der Achsen gelten für alle Aufnahmen.

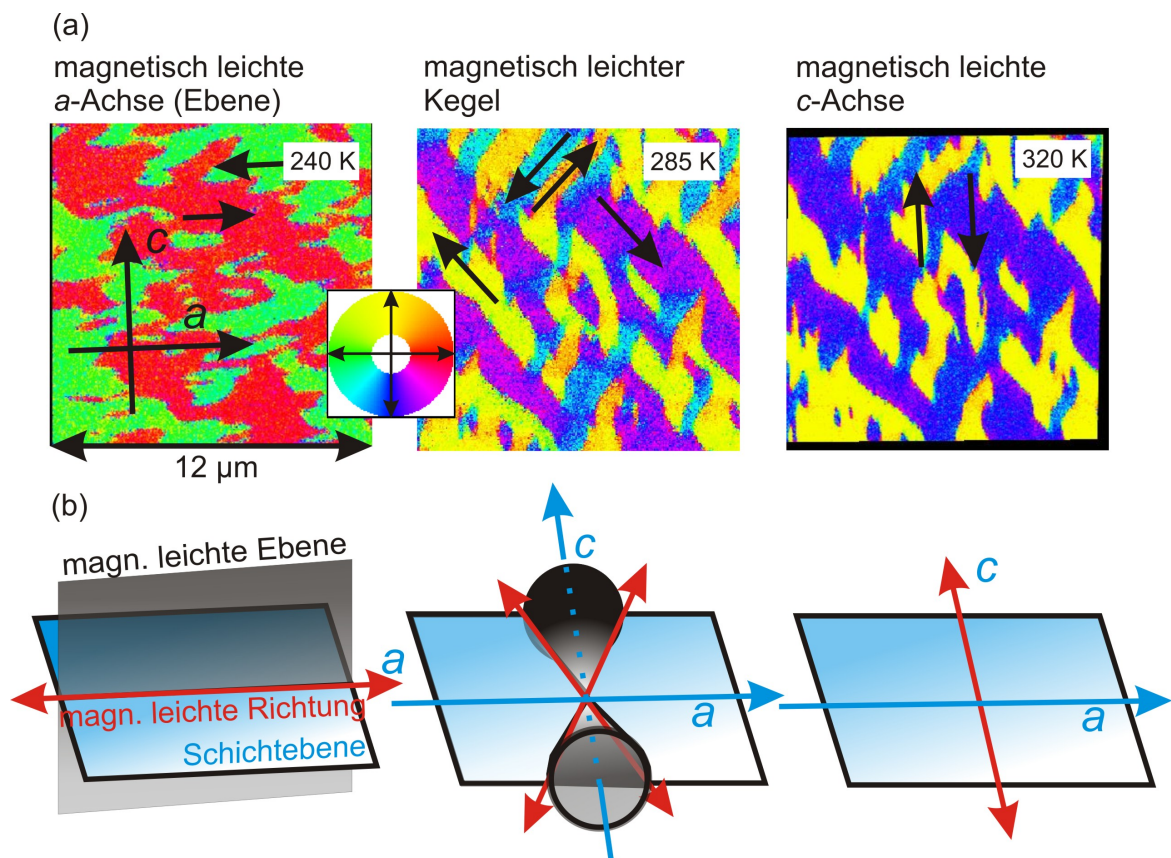


Abbildung 6.1.2: (a) Ausgewählte SEMPA-Aufnahmen für die drei Bereiche der magnetokristallinen Anisotropie und (b) Skizze der magnetisch leichten Richtungen (rote Pfeile).

Die von S. Hankemeier aus den SEMPA-Daten ermittelten Übergangstemperaturen betragen 252 ± 1 und 318 ± 1 K. Sie stimmen annähernd mit den aus den VSM-Messungen abgeleiteten Werten (255 ± 5 bzw. 310 ± 5 K, siehe Abschnitt 4.2.2) überein.

Die Messung der SEMPA-Daten erfolgte nicht in der Reihenfolge sinkender oder steigender Temperaturen. Der Grund dafür ist, dass nach ein bis maximal zwei Bildern das Messsignal so gering wurde, dass ein erneutes Reinigen der Oberfläche durch Absputtern erforderlich war. Dieses konnte zum Zeitpunkt der Messungen nur bei Raumtemperatur (296 K) erfolgen, so dass die Probe zwischen den Aufnahmen erwärmt bzw. abgekühlt werden musste. Trotzdem bleibt im gesamten Spin-Reorientierungs-Bereich das grobe Domänenmuster, von kleinskaligen lokalen Änderungen abgesehen, erhalten. Zum Beispiel wurde die Probe zwischen den Aufnahmen bei 296 und 305 K der Abb. 6.1.1, die beide im Temperaturregime des magnetisch leichten Kegels liegen, über die obere Spin-Reorientierungs-Temperatur erhitzt. Dennoch sind beide Domänenmuster bis auf wenige kleine Abweichungen und andere Einfärbungen der Domänen auf Grund des unterschiedlichen Öffnungswinkels des magnetisch leichten Kegels bei beiden Temperaturen identisch. Dieses Verhalten deutet auf eine Reversibilität der ablaufenden Prozesse hin.

6.2 Detailanalyse der Domänenprozesse

Betrachtet man die Domänenprozesse genauer, fällt auf, dass während der Spin-Reorientierung zwei verschiedene Prozesse ablaufen. Teilweise findet eine Rotation der magnetischen Momente auf Grund des sich ändernden Spin-Reorientierungs-Winkels innerhalb vorhandener Domänen unter Beibehaltung der Domänenwände statt. Stellenweise bilden sich jedoch auch neue Wände bzw. vorhandene Wände lösen sich auf. In diesem Abschnitt wird von einem Auflösen der Domänenwände gesprochen, wenn sie

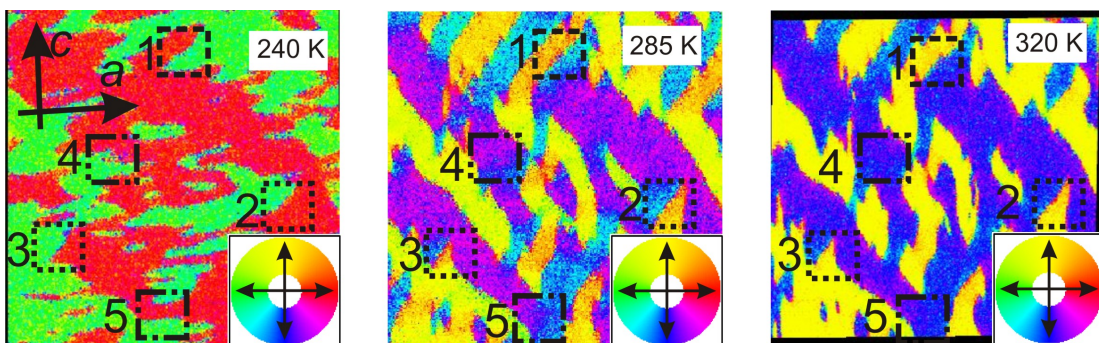


Abbildung 6.2.1: Charakteristische Ausschnitte der Domänenwände, die deren Änderung über die Spin-Reorientierung verdeutlichen.

bei bestimmten Temperaturen in den SEMPA-Aufnahmen ersichtlich, aber nach einem Abkühlen bzw. Aufheizen nicht mehr vorhanden sind. Abbildung 6.2.1 präsentiert als Beispiel einige Ausschnitte der Domänenwände, die in den folgenden Abschnitten genauer analysiert werden.

Die Positionen (1) und (2) zeigen exemplarisch, dass die 45° -Wände typischerweise in allen drei Regimen der Spin-Reorientierung erhalten bleiben. Im Gegensatz dazu lösen sich die Wände, die bei 320 K parallel zur c -Achse orientiert sind, beim Abkühlen in den Zustand der magnetisch leichten Ebene auf. Das ist z. B. in den Positionen (2, rechts) und (3) erkennbar. Äquivalent dazu existieren im Regime der magnetisch leichten Ebene Domänenwände parallel zur a -Achse, die nach dem Aufheizen nicht mehr vorhanden sind (Positionen (4),(5)).

Die folgenden Analysen diskutieren die Domänenprozesse mit Hilfe eines Modells von magnetischen Ladungen an den Grenzen zwischen zwei Domänen. Ob eine Wand als geladen oder ungeladen beschrieben wird, hängt für diese Untersuchungen aber nur von den Magnetisierungsrichtungen der angrenzenden Domänen ab. Die so entstehenden magnetischen Ladungen werden hier als „globale Wandladungen“ bezeichnet. Magnetische Ladungen innerhalb der Domänenwände auf Grund ihres Bloch- oder Néel-Charakters bleiben unberücksichtigt. Zuerst werden die bei allen Temperaturen vorhandenen 45° -Wände ausführlich betrachtet. Im Anschluss folgt die Diskussion für die nur in Teilen des Temperaturbereichs existierenden Wände, die parallel zur c - bzw. a -Achse orientiert sind.

6.2.1 Domänenprozesse an 45° -Wänden

Abbildung 6.2.2(a–c) zeigt für verschiedene Temperaturen einen Bereich der SEMPA-Aufnahmen um die Position (1) in Abb. 6.2.1. In diesem Ausschnitt dominieren 45° -Wände, die entlang einer der Diagonalen ① oder ② verlaufen (siehe Abb. 6.2.2(c)). In Abb. 6.2.2(d–f) ist jeweils stark vereinfacht das Domänenmuster skizziert. Vergleicht man die Domänenkonfiguration bei 285 und 320 K (Abb. 6.2.2(b),(c)), fällt deutlich eine Systematik bei der Änderung der Orientierung der Magnetisierung in den Domänen auf.

Bei 320 K ist die Magnetisierung parallel zur c -Achse ausgerichtet (Abb. 6.2.2(c)). Beim Abkühlen kann sie sich entweder nach rechts oder nach links in den Konus drehen. Man beobachtet, dass sich in den blauen Domänen mit einer Wandorientierung parallel zur Diagonalen ① die Magnetisierung beim Abkühlen nach rechts dreht („pinke“ Domänen in Abb. 6.2.2(b)), während in den „blauen“ Domänen mit einer Wandorientierung parallel zur Diagonalen ② die magnetischen Momente eine Drehung nach links vollziehen („hellblaue“ Domänen in Abb. 6.2.2(b)). Ein äquivalenter Zusammenhang zwischen Ausrichtung der

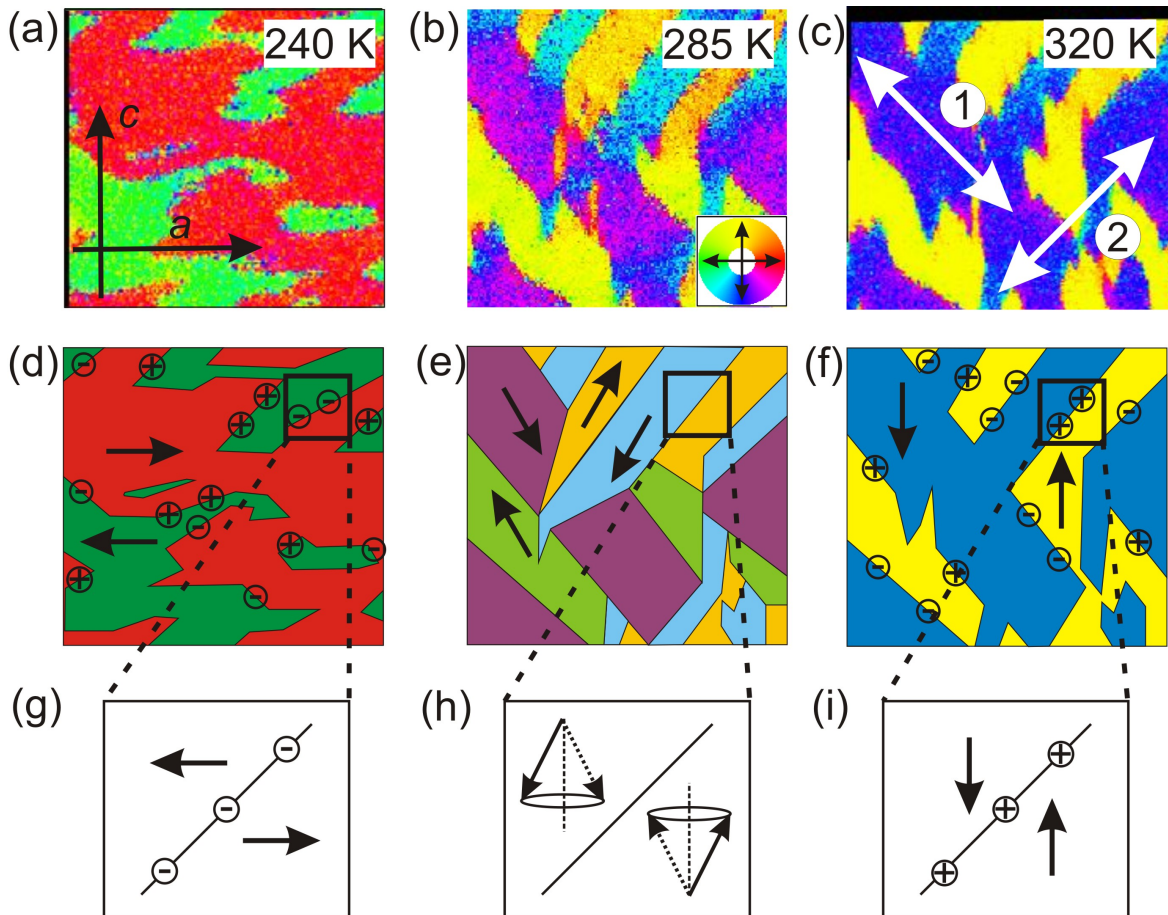


Abbildung 6.2.2: Magnetisierungsprozesse an einer 45° -Domänenwand: (a–c) Ausschnitte der SEMPA-Aufnahmen bei 240, 285 und 320 K und (d–f) Skizzen der Magnetisierungskonfiguration. Die Magnetisierungsrichtungen sind mit schwarzen Pfeilen markiert. (g–i) skizzieren die Entwicklung der Magnetisierungsrichtung in den drei Temperaturregimen.

Domäne und Drehung der magnetischen Momente gilt auch für die Magnetisierung in den „gelben“ Domänen. In ihnen dreht sie sich nach rechts, wenn die Domänenwände parallel zur Diagonalen ② verlaufen bzw. nach links, wenn die Domänenwände parallel zur Diagonalen ① orientiert sind.

In beiden Fällen rotiert die Magnetisierung so, dass sich ihr Orientierungsunterschied zur Domänenwand reduziert. Die treibende Kraft dafür ist die Vermeidung von magnetischen Ladungen an den Domänengrenzen (siehe Abb. 6.2.2(g-i)).

Bei 320 K sind die 45°-Wände energetisch ungünstig, da sie magnetisch geladen sind. Dies ist in Abb. 6.2.2(f) für einige Domänenwände und in Abb. 6.2.2(i) für einen ausgewählten Bereich skizziert. Beim Abkühlen und Öffnen des magnetisch leichten Kegels ist es energetisch günstiger, wenn sich die Magnetisierung so dreht, dass sie parallel zur offenbar fixierten 45°-Wand orientiert ist (Abb. 6.2.2(h)). Dadurch werden die magnetischen Ladungen an den Wänden reduziert. Bei einem Öffnungswinkel θ_{SR} von 45° sind die Wände ungeladen. Ein weiteres Abkühlen und die damit verbundene weitere Drehung der magnetischen Momente führt zu magnetisch geladenen 45°-Wänden im Regime der magnetisch leichten Ebene (Abb. 6.2.2(d),(g)). Wird die Probe anschließend wieder aufgewärmt, stellen diese magnetischen Ladungen erneut eine treibende Kraft dar und die Prozesse laufen in entgegengesetzter Richtung ab. Die Vorgänge führen dazu, dass die Wandorientierung im gesamten Temperaturbereich im Allgemeinen stabil bleibt.

Die hier beschriebenen Abläufe treffen nicht strikt auf alle Positionen der Probe zu. In dem unregelmäßigen Domänenmuster kommt es an vielen Stellen zu Frustrationseffekten, so dass mehrere Prozesse möglich sind. Außerdem entstehen durch Inhomogenitäten in der Probe Streufelder, wie in Abschnitt 7.2 diskutiert wird. Diese lokalen Felder beeinflussen die Drehung der magnetischen Momente ebenfalls, so dass auch andere als die hier betrachteten Grundprozesse ablaufen können.

6.2.2 Domänenprozesse an parallel zur c -/ a -Achse verlaufenden Domänenwänden

Abbildung 6.2.3(a-c) stellt Ausschnitte aus SEMPA-Aufnahmen bei 240, 285 und 320 K zusammen, die den Bereich (2) in Abb. 6.2.1 enthalten. Bei 320 K finden sich dort mehrere parallel zur c -Achse verlaufende Domänenwände. Das Domänenmuster ist wiederum in Abb. 6.2.3(d-f) grob skizziert.

Wände, die parallel zur c -Achse verlaufen, sind ladungsfrei (Abb. 6.2.3(i)) und energetisch günstig. Um diese Ladungsfreiheit zu erhalten, dreht sich beim Abkühlen die Magnetisierung in beiden angrenzenden Domänen in die gleiche Richtung, wie es in

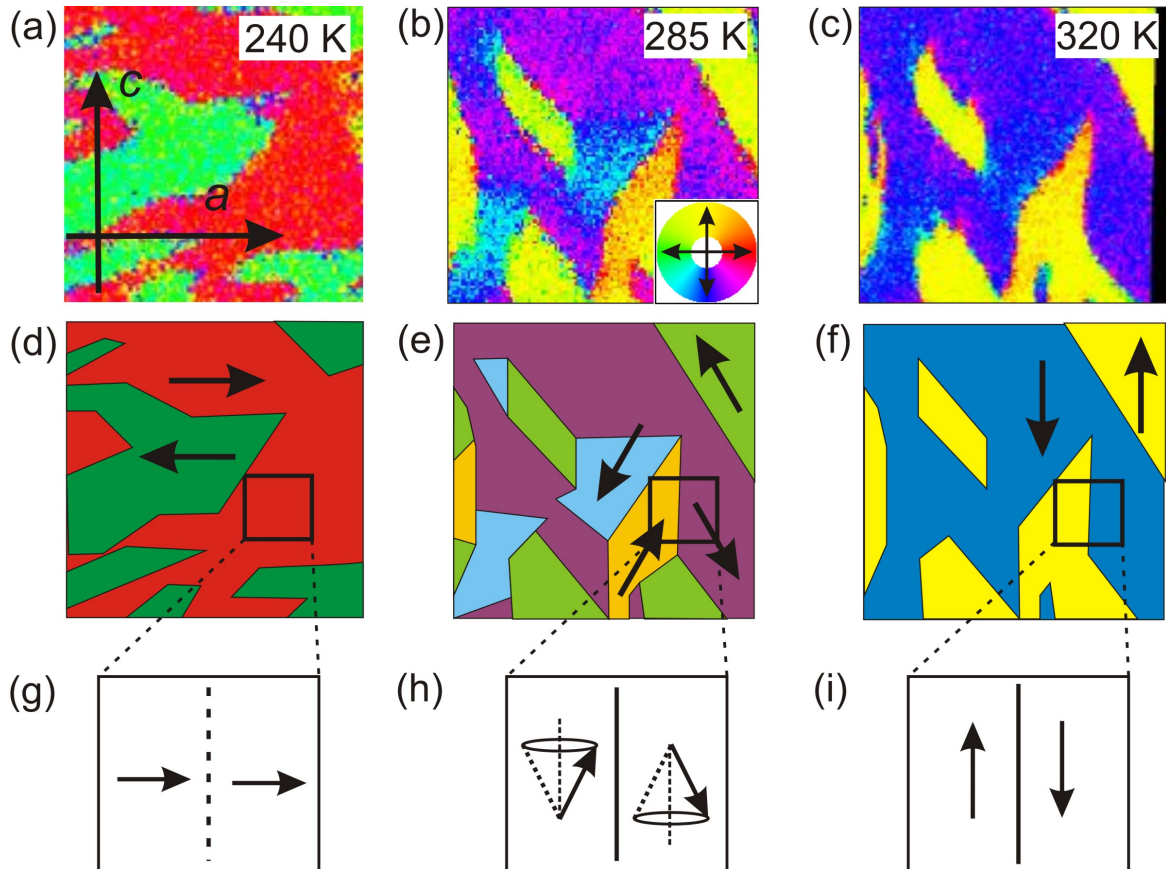


Abbildung 6.2.3: Magnetisierungsprozesse an einer Domänenwand parallel zur *c*-Achse: (a–c) Ausschnitte der SEMPA-Aufnahmen bei 240, 285 und 320 K und (d–f) Skizzen der Magnetisierungskonfiguration. Die Magnetisierungsrichtungen sind mit schwarzen Pfeilen markiert. (g–i) skizzieren die Entwicklung der Magnetisierungsrichtung in den drei Temperaturregimen.

Abb. 6.2.3(e),(h) zu erkennen ist. Es entstehen keine magnetischen Ladungen, da die Magnetisierungskomponenten senkrecht zur Wand in beiden angrenzenden Domänen gleich sind. Diese Rotation der Magnetisierung führt beim Erreichen des Regimes der magnetisch leichten Ebene zu einem Auflösen der Domänenwand und zum Entstehen einer neuen Domäne (Abb. 6.2.3(g)).

Als Ergebnis dieses Prozesses sind im Zustand der magnetisch leichten Ebene keine Wände vorhanden, die parallel zur c -Achse verlaufen. In Übereinstimmung mit den Darstellungen des vorangegangenen Abschnitts bleiben die bei 320 K vorhandenen 45° -Wände im gesamten Temperaturbereich erhalten.

Äquivalent zu den parallel zur c -Achse bei 320 K verlaufenden Domänenwänden sind die parallel zur a -Achse orientierten Wände im Regime der magnetisch leichten Ebene ladungsfrei. Abbildung 6.2.4(a) zeigt eine Stelle der Probe bei 240 K, die mehrere parallel zur a -Achse verlaufende Domänenwände enthält. In den Aufnahmen (b) und (c) ist dieselbe Position bei 285 bzw. 320 K dargestellt. Die Skizzen (d-f) verdeutlichen die Magnetisierungsprozesse an einer Beispielwand.

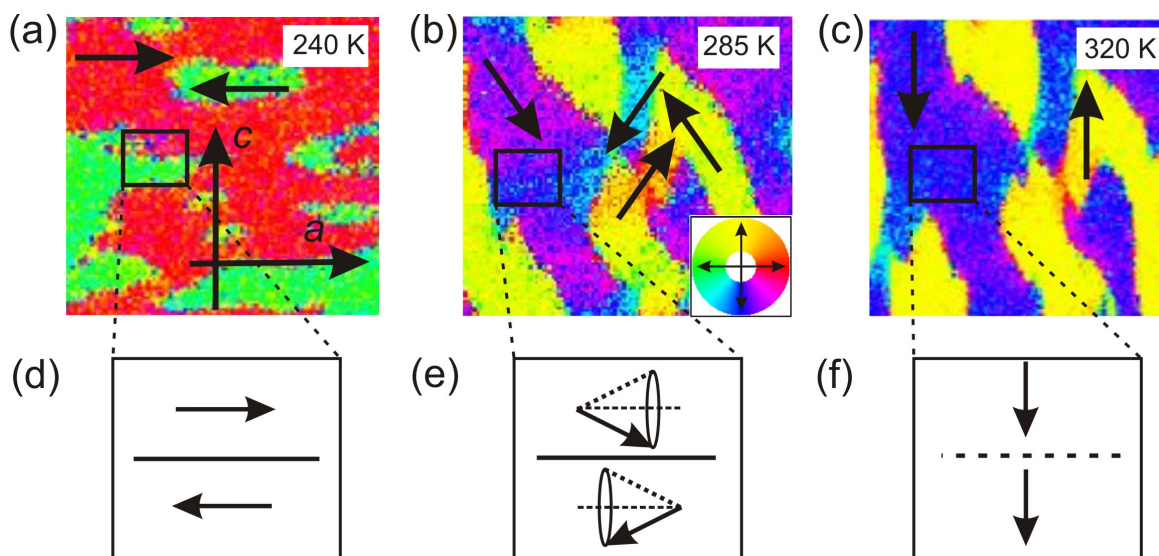


Abbildung 6.2.4: Magnetisierungsprozesse an einer Domänenwand parallel zur a -Achse: (a–c) Ausschnitte der SEMPA-Aufnahmen bei 240, 285 und 320 K. (d–f) skizzieren die Entwicklung der Magnetisierungsrichtung in den drei Temperaturregimen.

Auch im Fall der parallel zur a -Achse orientierten Domänenwände dreht sich die Magnetisierung in den angrenzenden Domänen beim Übergang durch die Spin-Reorientierung so, dass die Ladungsfreiheit erhalten bleibt. Als Folge dieser Rotation der magnetischen Momente ist die Magnetisierung nach dem Aufheizen in den Zustand der magnetisch leichten

c -Achse auf beiden Seiten der ursprünglichen Domänenwand in dieselbe Richtung orientiert – es ist keine Wand mehr vorhanden (Abb. 6.2.4(c),(f)).

6.2.3 Blochlinien

In dem unregelmäßigen Domänenmuster im Temperaturbereich des magnetisch leichten Konus existieren Bereiche, in denen mehr als zwei Domänen aneinandergrenzen. Das Vorhandensein von vier magnetisch leichten Richtungen im Regime des magnetisch leichten Kegels führt dann an einigen Stellen der Probe zu interessanten Domänenkonfigurationen, wie sie in Abb. 6.2.5 exemplarisch dargestellt sind. Neben einem Übersichtsbild zeigt die hoch-aufgelöste Aufnahme ($3\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$) die Probe bei 296 K, wobei die lokalen Magnetisierungsrichtungen zusätzlich zum Farbcode auch durch Pfeile veranschaulicht werden. In der Abbildung lassen sich Kreis- und Kreuz-Blochlinien, die in Abschnitt 2.3 vorgestellt wurden, erkennen. Sie sind mit Kreisen markiert.

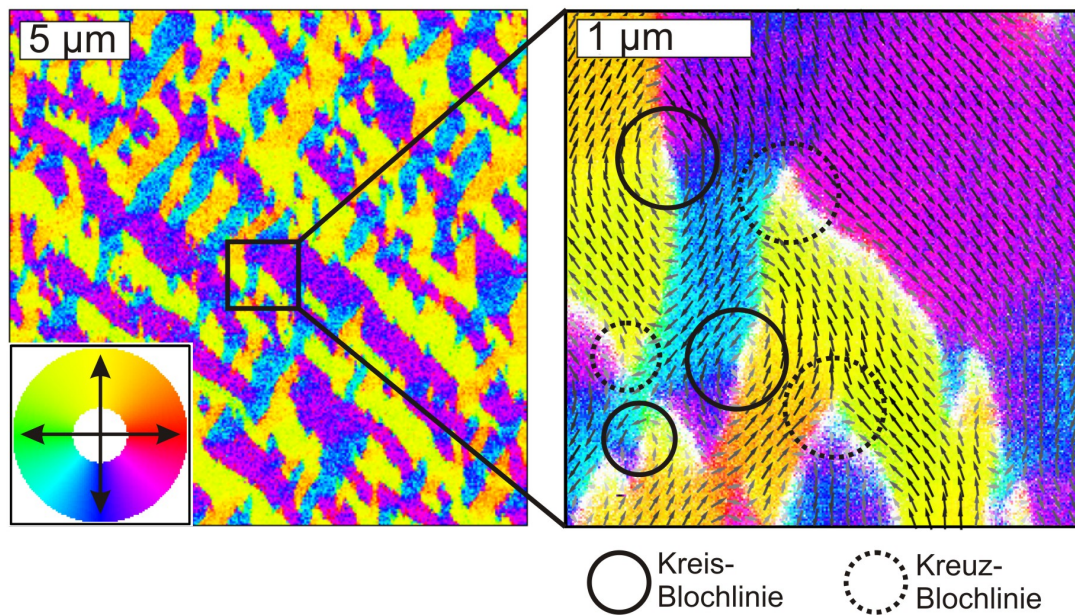


Abbildung 6.2.5: Übersichtsmessung und hochaufgelöste Aufnahme der NdCo_5 -Probe bei 296 K. Einige Kreis- und Kreuz-Blochlinien sind markiert. In den weißen Bereichen konnte die Magnetisierungsrichtung nicht bestimmt werden.

Solche Magnetisierungskonfigurationen sind typisch für extrem weichmagnetische Materialien ohne ausgeprägte Anisotropierichtungen [SH01], in denen sie einen Schluss des Magnetflusses bewirken und damit der Vermeidung von Streufeldern dienen. Im Fall des hochanisotropen NdCo_5 kommen solche Domänenmuster jedoch durch die vierfache Entartung der magnetisch leichten Richtung im Regime des magnetisch leichten Kegels zustande.

6.3 Kühl- und Heiz-Experimente

Abschnitt 4.2.2 stellte VSM-Messungen der temperaturabhängigen Remanenz von NdCo_5 *In-plane*-Schichten parallel zur *c*- und *a*-Richtung vor. In diesen Experimenten wurde die Probe bei hohen (tiefen) Temperaturen parallel zur magnetisch leichten Richtung aufmagnetisiert und dann im Nullfeld abgekühlt (aufgewärmt) und das magnetische Moment parallel zur vorherigen Magnetisierungsrichtung gemessen. Erfolgte im Anschluss an einen solchen Prozess erneut eine Erwärmung/Abkühlung ohne zwischenzeitliche Aufmagnetisierung, wurde ein Anstieg des gemessenen magnetischen Moments beobachtet, ohne jedoch den Wert zu Beginn der Messung zu erreichen (siehe Abb. 6.3.1).

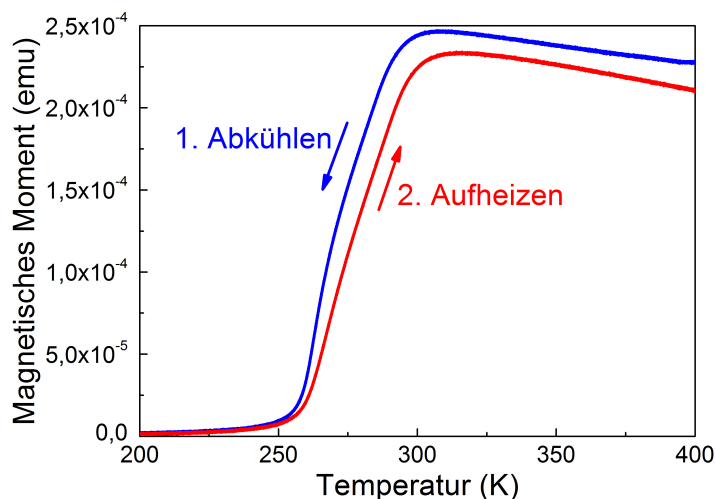


Abbildung 6.3.1: VSM-Messung eines Kühl-/Heizzyklus nach Sättigung der NdCo_5 *In-plane*-Probe bei 400 K in einem 9 T-Feld parallel zur *c*-Achse (entspricht Messrichtung).

Die mikroskopische Ursache dieses ungewöhnlichen Effekts sollte mittels SEMPA-Messungen untersucht werden. Ziel war es herauszufinden, ob die Magnetisierung beim Abkühlen kohärent rotiert und auch bei tiefen Temperaturen ein Eindomänenzustand vorliegt oder ob sich Domänen bilden und falls ja, wie diese konfiguriert sind. Nach erneutem Aufheizen kann dann das Domänenmuster mit dem zu Anfang des Experiments verglichen und eventuell eine Begründung für das im VSM gemessene Verhalten gefunden werden.

Abbildung 6.3.2(a) zeigt das SEMPA-Bild einer *In-plane*- NdCo_5 -Probe, nachdem diese im VSM in einem 9 T-Feld bei 400 K parallel zur *c*-Achse gesättigt, anschließend in das SEMPA eingebaut und die Deckschicht abgesputtert wurde. Die erste Messung erfolgte bei Raumtemperatur (296 K), bei der der leichte Kegel bereits geringfügig geöffnet ist.

Die Aufnahme zeigt einen annähernd homogenen Magnetisierungszustand mit einer Orientierung der magnetischen Momente um die Richtung der ursprünglichen Aufmagneti-

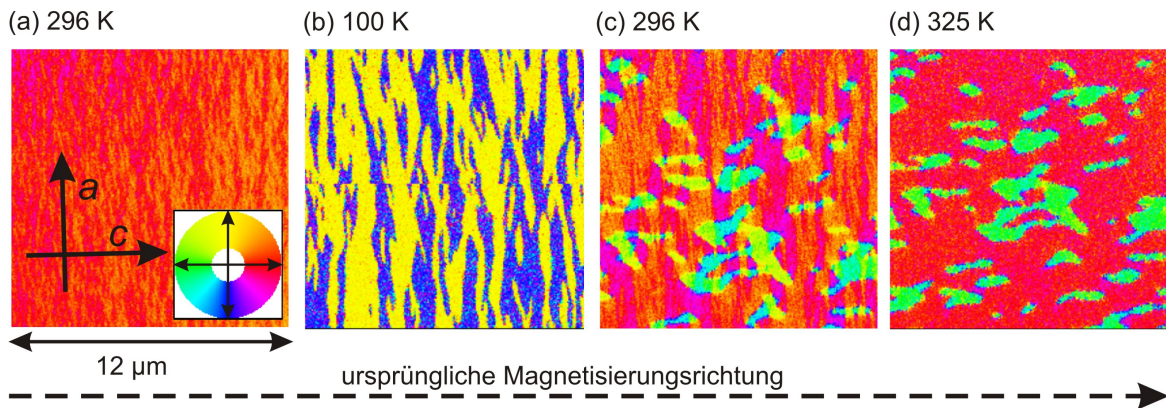


Abbildung 6.3.2: SEMPA-Aufnahmen einer *In-plane*-NdCo₅-Probe bei: (a) 296 K nach Sättigung bei 400 K in einem Magnetfeld von 9 T parallel zur *c*-Achse, (b) 100 K nach Abkühlen (die Aufnahme enthält einen horizontalen Bildfehler), (c) 296 K nach erneutem Aufheizen und (d) 325 K.

sierung mit lediglich kleinskaligen Variationen. Dieses feinskalige Muster stellt eine Aufspaltung in einen Zweidomänenzustand dar. Daraus folgt, dass sich nach der Sättigung die magnetischen Momente beim Abkühlen und Öffnen des magnetisch leichten Kegels in beide magnetisch leichte Richtungen, die aus der ursprünglichen Sättigungsrichtung hervorgehen, drehen. Somit bildet sich aus dem Eindomänenzustand nach der Sättigung bereits mit Beginn der Öffnung des magnetisch leichten Kegels ein Zweidomänenzustand. Die Domänen sind entlang der *a*-Achse ausgedehnt, entlang der *c*-Achse bilden sie jedoch ein sehr feinskaliges Muster. Diese Domänenkonfiguration ähnelt dem von Hubert und Schäfer unter „*Ripple and Blocking*“ beschriebenen Verhalten einer Co-Schicht, die entlang der magnetisch harten Richtung gesättigt wurde [HS98]. Bei Reduktion des angelegten Magnetfeldes bildet sich dort eine *Ripple*-Struktur mit einer Texturierung senkrecht zur mittleren Magnetisierungsrichtung. Der Grund dafür ist, dass in einer transversalen Anordnung der Domänen, in der die Domänenwände parallel zur mittleren Magnetisierungsrichtung verlaufen, deutlich größere Streufelder entstehen, als in einer Konfiguration mit senkrecht zur mittleren Magnetisierungsrichtung verlaufenden Domänenwänden (longitudinale Anordnung) [HS98]. Dieses Domänenmuster entspricht dem in Abb. 6.3.2(a) beobachteten Zustand. Im NdCo₅ wird die Domänenkonfiguration jedoch nicht durch das Abschalten des Magnetfeldes, sondern durch das Öffnen des magnetisch leichten Kegels beim Abkühlen hervorgerufen.

Der kleindomänige Zustand weist insgesamt sehr viele Domänenwände auf. Deren Energie nimmt mit stärkerer Abweichung der Magnetisierungsrichtung benachbarter Domänen zu. Deswegen lösen sich beim Abkühlen die kleinen zugunsten großer Domänen auf, was die Länge der vorhandenen Domänenwände und damit deren Gesamtenergie reduziert. Als

Folge davon ergibt sich der in Abb. 6.3.2(b) gezeigte, grobskalige Zweidomänenzustand bei 100 K mit entlang der a -Achse ausgedehnten Domänen und einer Orientierung der Magnetisierung parallel zu dieser Richtung.

Im Gegensatz zur Probe im Ausgangszustand (Abb. 6.1.1, 240 K), in der im gesamten Temperaturbereich und somit auch im Regime der magnetisch leichten a -Achse 45° -Wände existierten, liegen in der ursprünglich aufmagnetisierten Probe fast ausschließlich parallel zur a -Achse ausgerichtete Domänenwände vor. Das Fehlen der 45° -Wände liegt daran, dass sie zum Anfang des Experiments durch die Sättigung im Magnetfeld unterdrückt wurden. Sie bilden sich während des Abkühlens nicht aus, da sie energetisch ungünstig sind.

Beim erneuten Aufheizen wurde als Zwischentemperatur für die Aufnahme eines Bildes ebenfalls die Raumtemperatur von 296 K gewählt (Abb. 6.3.2(c)). Die Domänenkonfiguration unterscheidet sich deutlich von der vor dem Abkühlen. Es existieren vier Magnetisierungsrichtungen, die den vier magnetisch leichten Richtungen bei dieser Temperatur entsprechen. Dabei überwiegen jedoch deutlich die beiden Orientierungen, die nahe der ursprünglichen Sättigungsrichtung liegen. Die zum Anfang des Experiments bei 296 K sichtbaren, feinskaligen Strukturen sind nicht mehr derart vorhanden, sondern es haben sich größere homogene Bereiche gebildet.

In der letzten Aufnahme im Regime der magnetisch leichten c -Achse bei 325 K ist ein Zweidomänenzustand erkennbar, wobei der Großteil der magnetischen Momente in der ursprünglichen Sättigungsrichtung orientiert ist (Abb. 6.3.2(d)). Die Domänen sind zwar unregelmäßiger geformt und angeordnet als bei 100 K, jedoch ist auch bei 325 K im Gegensatz zur Probe im Ausgangszustand eine deutliche Ausdehnung der Domänen entlang der c -Achse und somit eine Orientierung der Domänenwände parallel zur magnetisch leichten Achse erkennbar.

Die beobachtete Präferenz der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung der Domänen nach dem Kühl-/Heizzyklus ist überraschend, da die Probe während des Durchlaufens des kompletten Spin-Reorientierungs-Übergangs völlig andere Zustände einnimmt und bei tiefen Temperaturen im Regime der magnetisch leichten Achse eine Gleichverteilung der Domänen vorliegt. Eine mögliche Ursache für diesen sowohl in den globalen VSM-Messungen als auch in den lokalen SEMPA-Messungen sichtbaren „Gedächtniseffekt“ wird in den Domänenwänden vermutet, die sich während des Abkühlens ausbilden. Wenn die magnetischen Momente der Wand teilweise die ursprüngliche Magnetisierungsrichtung enthalten, könnte dies ausreichen, um die Symmetrie zu brechen und die Magnetisierung wieder in die ursprüngliche Richtung zu ziehen. Eine Bestätigung dieser Annahme findet sich in den Simulationsrechnungen, die im folgenden Kapitel vorgestellt werden. Abschnitt 7.3 präsen-

tiert einen Vergleich der mikromagnetischen Rechnungen mit den SEMPA-Messungen und diskutiert eine Begründung für den Gedächtniseffekt.

Die Messreihe hat gezeigt, dass der Übergang aus dem Eindomänenzustand nach Sättigung im Magnetfeld vom Regime der magnetisch leichten c - hin zur a -Achse nicht durch kohärente Rotation aller magnetischen Momente beim Abkühlen erfolgt. Es kommt zur Ausbildung von Domänen und zu einer Drehung der magnetischen Momente innerhalb dieser Domänen.

Da die SEMPA-Messungen sehr zeitaufwendig sind, war es nicht möglich, mehrere Kühl- und Heizzyklen durchzuführen und die fortschreitende Änderung des Domänenmusters zu beobachten. Aus den viel schnelleren globalen VSM-Messungen ging hervor, dass nach jedem Zyklus die parallel zur c -Achse gemessene Magnetisierung bei 400 K exponentiell abnimmt und einem Grenzwert von Null entgegenstrebt. Daraus folgt, dass die Domänen in beiden leichten Richtungen schließlich doch gleichverteilt sind, was im thermischen Gleichgewicht auch zu erwarten ist.

6.4 Quantitative Auswertung der Messungen

Da die SEMPA-Methode die Ausrichtung der magnetischen Momente an der Oberfläche der Schicht ermittelt, lässt sich aus den SEMPA-Aufnahmen direkt der Spin-Reorientierungswinkel θ_{SR} ableiten. Die ermittelten Werte sind in Abb. 6.4.1 dargestellt (aus [Han10]). Dabei wurden im Regime der magnetisch leichten Ebene und der magnetisch leichten c -Achse jeweils beide Magnetisierungsrichtungen und im Regime des magnetisch leichten Kegels alle vier möglichen Orientierungen ausgewertet. Die Messungenauigkeit beträgt ± 1 K bzw. $\pm 1^\circ$. Zum Vergleich sind die Werte von θ_{SR} eingetragen, die aus den VSM-Messungen ermittelt wurden, wobei die Fehlergrenzen mit ± 5 K deutlich größer als bei den SEMPA-Messungen sind. Die Ergebnisse der globalen VSM-Messungen stimmen gut mit den lokalen, nur die Oberfläche abbildenden SEMPA-Messungen überein. Das bestätigt die Eignung des SEMPA-Verfahrens, für die hochanisotropen NdCo₅-Schichten Aussagen über das magnetische Verhalten der ganzen Probe, nicht nur der Oberfläche, zu treffen.

Mit dem Betrag des Spin-Reorientierungswinkels hat S. Hankemeier mit Gl. (2.2.2) die Werte für K_1 und K_2 im Regime des magnetisch leichten Kegels bestimmt [Han10]. Dies erfolgte unter der vereinfachenden Annahme eines linearen Verlaufs der Anisotropiekonstanten K_2 und ausgehend von den aus den VSM-Messungen abgeleiteten Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 bei 400 bzw. 200 K (siehe Kap. 4.2.3). Tabelle 6.4.1 fasst die Ergebnisse zusammen.

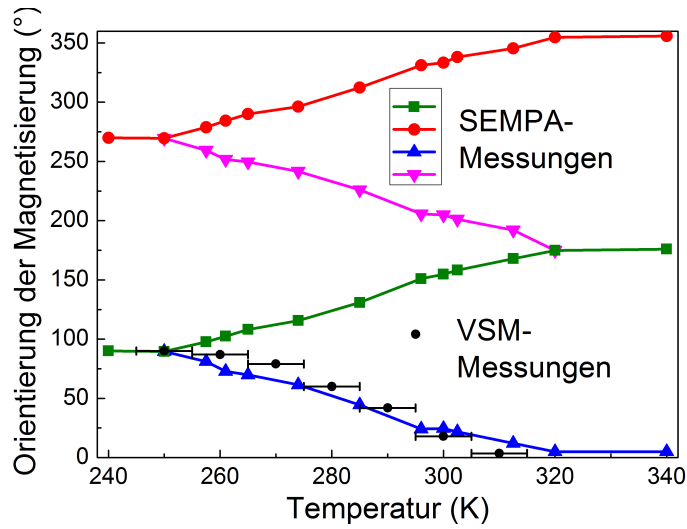


Abbildung 6.4.1: Aus den SEMPA-Messungen abgeleiteter Spin-Reorientierungswinkel θ_{SR} (aus [Han10]). Die schwarzen Punkte sind aus den VSM-Messungen ermittelte Werte für θ_{SR} .

Tabelle 6.4.1: Mit den Ergebnissen der VSM- und SEMPA-Messungen ermittelte Werte von K_1 und K_2

T	(K)	200	232	257,5	261	265	274
K_1	(MJ/m ³)	-4,80	-3,00	-1,69	-1,58	-1,43	-1,19
K_2	(MJ/m ³)	1,15	1,00	0,89	0,88	0,86	0,82
T	(K)	285	296	300	302,5	312,5	400
K_1	(MJ/m ³)	-0,72	-0,22	-0,16	-0,10	-0,02	1,20
K_2	(MJ/m ³)	0,77	0,72	0,70	0,69	0,65	0,26

6.5 Zusammenfassung

Die präsentierten SEMPA-Messungen sind die ersten lokalen Messungen der Domänenkonfiguration einer NdCo₅-Probe. Es konnten keine bisher veröffentlichten Ergebnisse zu diesem Thema gefunden werden. Die Untersuchungen weisen den Spin-Reorientierungs-Übergang von einer magnetisch leichten c -Richtung oberhalb 318 K über einen magnetisch leichten Doppelkegel hin zu einer magnetisch leichten a -Achse bei Temperaturen unterhalb 252 K nach.

Eine genauere Untersuchung der Domänenstrukturen bei verschiedenen Temperaturen ergab einen klaren Zusammenhang zwischen der Ausrichtung der Domänenwände und der

Drehung der Magnetisierung in eine bestimmte der vier möglichen magnetisch leichten Richtungen beim Abkühlen der Probe. Dazu wurden Magnetisierungsprozesse in Bereichen um verschiedene, in der Schicht auftretende Domänenwände (45°-Wände, Wände parallel zur a - oder c -Achse) analysiert. Es zeigte sich, dass die 45°-Wände im Allgemeinen im gesamten Temperaturbereich stabil sind, während sich die parallel zur c - bzw. a -Achse orientierten Domänenwände beim Abkühlen bzw. Aufheizen auflösen. Aus den Messungen konnte der Spin-Reorientierungs-Winkel θ_{SR} direkt ermittelt werden. Er stimmt annähernd mit den aus den VSM-Messungen indirekt berechneten Werten überein. Außerdem wurden die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten für den Spin-Reorientierungs-Bereich abgeschätzt.

Kühlexperimente an einer anfänglich entlang der magnetisch leichten Richtung bei 400 K gesättigten Probe zeigten, dass während des Spin-Reorientierungs-Übergangs die Magnetisierung nicht kohärent rotiert, sondern sich Domänen bilden und im Regime der magnetisch leichten Ebene (a -Achse) ein Zweidomänenzustand mit einer Ausrichtung der Magnetisierung und der Domänenwände parallel zur a -Achse vorliegt. Beim anschließenden Aufheizen in den Zustand der magnetisch leichten c -Achse dreht ein Großteil der magnetischen Momente zurück in die ursprüngliche Sättigungsrichtung. Bei dieser Temperatur sind die Domänenwände hauptsächlich parallel zur c -Achse ausgerichtet und kaum 45°-Wände vorhanden. Ein Ansatz zur Erklärung des bei diesen Kühl-/Heizexperimenten beobachteten Gedächtniseffekts geht aus den mikromagnetischen Rechnungen des folgenden Kapitels hervor und wird dort diskutiert.

Offen ist noch, warum die beobachteten 45°-Domänenwände in den Proben im Ausgangszustand existieren. Eine mögliche Begründung dafür ist die folgende: Während des Wachstums der NdCo₅-Schicht nukleieren unabhängig voneinander viele Domänen, die sich ausbreiten und aufeinandertreffen. Um stark geladene Domänenwände zu vermeiden, die senkrecht zur magnetisch leichten Achse verlaufen, bilden sich abgeschrägte Wände. Das ist auch teilweise an den Domänen zu beobachten, die nach dem Kühl-/Heizzyklus bei 325 K vorliegen (Abb. 6.3.2). Sie sind so geformt, dass keine Domänenwände parallel zur a -Achse vorhanden sind. Die 45°-Wände zeichnen aus, dass sie symmetrisch zu der magnetisch leichten Richtung im Zustand der magnetisch leichten c -Achse und im Regime der magnetisch leichten Ebene liegen. Die Dominanz der 45°-Wände lässt darauf schließen, dass diese Orientierung unter den schrägen Wänden energetisch besonders günstig ist, was jedoch noch mit Rechnungen bestätigt werden muss, die in dieser Dissertation nicht durchgeführt werden.

7 Mikromagnetische Untersuchung dünner NdCo₅-Schichten

Die in Kapitel 4 präsentierten globalen und in Kapitel 6 gezeigten lokalen Magnetisierungsmessungen an NdCo₅ *In-plane*-Schichten erlaubten eine detaillierte Untersuchung des Spin-Reorientierungs-Übergangs. Jedoch ließ die VSM-Methode keine Rückschlüsse auf die Art der Domänenwände in den drei Regimen der magnetokristallinen Anisotropie zu. Im Fall der SEMPA-Messungen wären mehr hochaufgelöste Aufnahmen erforderlich gewesen, um Aussagen treffen zu können, die aber auf Grund der zur Verfügung stehenden Messzeit nicht durchgeführt werden konnten. Lediglich im Bereich der magnetisch leichten Achse ist es möglich, auf Grund theoretischer Betrachtungen eine Blochwand anzunehmen und diese mit Gl. (2.3.1) zu beschreiben. Um die Annahme zu verifizieren und um Aussagen über die Domänenwände in den anderen Regimen treffen zu können, wurden mikromagnetische Simulationen mit dem Programm `MicroMagus` [BG] (siehe Abschnitt 3.5) durchgeführt. Da zunächst ein grundlegendes Verständnis erarbeitet werden soll, beschränken sich die Betrachtungen auf *in-plane*-texturierte Schichten, in denen der Einfluss der Formanisotropie geringer als in den *Out-of-plane*-Schichten ist.

Die verschiedenen Zustände der magnetokristallinen Anisotropie lassen sich im Simulationsprogramm implementieren, indem die aus den VSM- und SEMPA-Messungen ermittelten Werte für K_1 und K_2 entsprechend der jeweiligen Messtemperatur als Simulationsparameter verwendet werden. Jedoch wird bei den Berechnungen eine thermische

Tabelle 7.0.1: Für die Simulationsrechnungen betrachtete Temperaturen, magnetokristalline Anisotropiekonstanten und entsprechende Spin-Reorientierungs-Winkel θ_{SR}

Temperatur	(K)	400	300	285	261	200
K_1	(MJ/m ³)	1,2	-0,15	-0,72	-1,58	-4,8
K_2	(MJ/m ³)	0,26	0,7	0,77	0,88	1,15
θ_{SR}	(°)	0	19	43	71	90

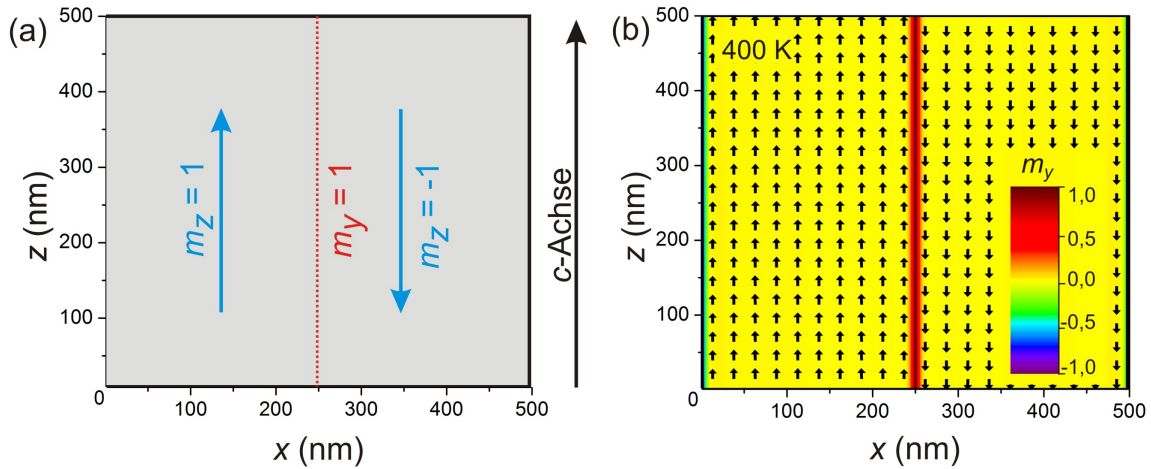


Abbildung 7.0.1: (a) Startkonfiguration der Magnetisierung für die Simulationsrechnungen mit periodischen Randbedingungen und (b) Ergebnis der Simulation für 400 K.

Aktivierung nicht einbezogen, so dass sie eigentlich alle bei einer Temperatur von 0 K erfolgen. Um die Zuordnung der Simulationen zu dem in den vorigen Kapiteln beschriebenen Temperaturverhalten zu vereinfachen, erfolgt für jeden Rechenschritt die Angabe der entsprechenden Temperatur in Kelvin. Die betrachteten Temperaturen, die jeweiligen K_1 - und K_2 -Konstanten und der sich daraus ergebende Spin-Reorientierungs-Winkel θ_{SR} sind in Tab. 7.0.1 zusammengefasst. Im Folgenden werden mit m_i die reduzierten Magnetisierungskomponenten ($m_i = M_i/M_S$, $M_S =$ Sättigungsmagnetisierung, $i = x, y, z$) bezeichnet. Zur Vereinfachung konnte die Sättigungsmagnetisierung im gesamten Temperaturbereich für die Simulationsrechnungen als konstant erachtet werden, da ihre gemessenen Werte sich auch nur geringfügig ändern.

Die verwendete Startkonfiguration der Magnetisierung ist in Abb. 7.0.1(a) skizziert. Die für die Simulationen verwendete Geometrie wurde in Abschnitt 3.5 vorgestellt. In allen 7 Lagen, aus denen die „Probe“ aufgebaut ist und die jeweils 3 nm dick sind, liegt in den Zellen mit $0 \leq x \leq 250$ die Magnetisierung parallel zur positiven z -Achse ($m_z = 1$), in den Zellen $251 \leq x \leq 500$ parallel zur negativen z -Achse ($m_z = -1$). Die Koordinaten bezeichnen die Position der Zelle (Größe einer Zelle = 1 nm × 1 nm) im Gitter und werden im Folgenden ohne Einheit angegeben. Für die Berechnungen zeigte sich, dass die Unterschiede in den 7 Lagen vernachlässigbar klein sind und somit die Magnetisierung im Wesentlichen als homogen in der Tiefe der Schicht angesehen werden kann. Die Darstellungen der Simulationsergebnisse enthalten jeweils die Daten der 4. und somit der zentralen Lage.

Die implementierte Anfangsbedingung entspricht einem Zweidomänenzustand mit der Orientierung der Magnetisierung entlang der magnetisch leichten c -Achse, die parallel zur z -Richtung gewählt wurde. Testsimulationen vom oben beschriebenen Zustand ausgehend zeigten, dass sich für 400 K Blochwände ausbilden, die segmentiert sind, also die Magnetisierungskomponente m_y senkrecht zur Ebene abwechselnd positiv bzw. negativ ist. Dieses Verhalten ist auf der einen Seite naheliegend, da durch die Segmentierung die Streufeldenergie reduziert wird [HS98]. Jedoch handelt es sich bei diesem Zustand offenbar um ein metastabiles Gleichgewicht, da die Gesamtenergie im Vergleich zum Zustand mit einer unsegmentierten Blochwand erhöht ist. Die Simulationsrechnungen wurden für verschiedene Zustände (ohne Pinningzentren/mit Pinningzentren verschiedener Arten) durchgeführt und die Ergebnisse miteinander verglichen. Dazu ist ein einheitlicher, definierter Ausgangszustand notwendig, der über das Setzen der Komponente senkrecht zur Schichtebene in den Zellen $248 \leq x \leq 252$ auf $+1$ erreicht wurde. In diesen Zellen galt dementsprechend $m_z = 0$. Mit diesen abgeänderten Anfangsbedingungen ergab sich in den Simulationen für 400 K eine unsegmentierte Blochwand.

Das Ergebnis der Berechnungen mit den beschriebenen Anfangsbedingungen für 400 K ist in Abb. 7.0.1(b) dargestellt. Die Pfeile repräsentieren die Magnetisierungsrichtung in der Schichtebene, während der Farbcode die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Schicht (m_y) beschreibt.

Das Simulationsergebnis zeigt, dass die Ausrichtung der Magnetisierung innerhalb der im Anfangszustand vorgegebenen Domänen erhalten bleibt, jedoch ein kontinuierlicher Übergang der Magnetisierungsrichtung zwischen beiden Domänen stattfindet. Die parallel zur c -Achse orientierten Domänenwände befinden sich bei $x = 0$ ($x = 500$) und $x = 250$. Die Magnetisierungsanteile senkrecht zur Schichtebene sind im gesamten Berechnungsfeld Null außer in den Domänenwänden, wo sie auf $+1$ ($x = 250$ nm) ansteigen bzw. auf -1 ($x = 0$ nm bzw. $x = 500$ nm) abfallen. Dieser Verlauf charakterisiert die Wände als Blochwände, die später in Abschnitt 7.2.1 genauer analysiert werden.

Die Magnetisierung ist bei $z = 0$ bzw. $z = 500$ senkrecht zum Rand des berechneten Bereiches ausgerichtet. Es entstehen dort jedoch keine magnetischen Ladungen, da mit periodischen Randbedingungen gerechnet wurde und sich somit der Simulationsbereich in x - und z -Richtung periodisch fortsetzt, was für alle folgenden Rechnungen gilt.

Als allgemeine Einschränkung muss den Aussagen der folgenden Kapitel vorangestellt werden, dass Details der Simulationsergebnisse, wie die Position der Domänenwände sowie deren Segmentierung, durchaus von den gewählten Anfangsbedingungen abhängen. Testsimulationen mit unterschiedlichen Startkonfigurationen zeigten jedoch, dass der Charakter der Wände als Bloch-, Néel- oder gemischte Bloch-Néel-Wände, die Existenz bei verschie-

denen Temperaturen und die Ausrichtung, also die Eigenschaften, die im Fokus dieser Untersuchungen stehen, unabhängig von vorgegebenen Bedingungen sind. Diese Charakteristika stellen somit allgemein gültige Ergebnisse der Berechnungen dar.

7.1 Ungestörte Situation

Als Erstes wird die ungestörte Situation betrachtet. Das heißt, die Werte der Sättigungsmagnetisierung, der Austauschkonstanten und der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten sind für alle Zellen der Geometrie gleich, es liegen keine Inhomogenitäten vor. Die Berechnungen begannen für den Zustand bei 400 K, der in Abb. 7.0.1(b) gezeigten Konfiguration entspricht. Dieses Simulationsergebnis diente dann als Anfangsbedingung für die anschließende Berechnung der Situation bei 300 K. Schrittweise wurde so das Temperaturintervall von 400 bis 200 K betrachtet.

Die berechneten Magnetisierungskonfigurationen sind in Abb. 7.1.1 zusammengestellt. Bei 300 K liegt ebenfalls ein Zweidomänenzustand vor. Jedoch ist die Magnetisierung nicht mehr parallel zur c -Achse, sondern entsprechend dem Spin-Reorientierungswinkel θ_{SR} um 19° aus der c -Richtung herausgedreht. Dabei erfolgt die Drehung in beiden Domänen in die gleiche Richtung (positive x -Achse), so dass keine magnetischen Ladungen an den Domänengrenzen entstehen. Im Gegensatz zum Zustand bei 400 K, in dem beide Domänen durch Blochwände voneinander getrennt sind, weisen die Wände bei 300 K und den tieferen Temperaturen Néel-Charakter auf. Die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Schicht ist in der gesamten Geometrie Null. Ein weiteres „Abkühlen“ bewirkt eine stärkere Rotation der Momente entsprechend θ_{SR} , bis schließlich bei 200 K die Magnetisierung in positive x -Richtung orientiert ist und ein Eindomänenzustand vorliegt.

Die Ergebnisse dieser Simulationsreihe stimmen nur teilweise mit den experimentell beobachteten Domänenmustern überein. Diese Rechnungen entsprechen den in Abschnitt 6.2.2, Abb. 6.2.3 vorgestellten Prozessen an parallel zur c -Achse verlaufenden Domänenwänden. Der im Regime des magnetisch leichten Kegels auftretende Vierdomänenzustand bzw. im Regime der magnetisch leichten Ebene vorliegende Zweidomänenzustand wird mit den ungestörten Rechnungen nicht erreicht. Diese Diskrepanz ist jedoch wenig verwunderlich. Ausgangspunkt der Berechnungen war eine homogene Geometrie ohne Störstellen. Reale Proben hingegen sind nicht perfekt und weisen eine Vielzahl von Inhomogenitäten auf, die als Pinning-Zentren bzw. Nukleationsstellen für Domänenwände bzw. Domänen wirken. Um eine Situation zu simulieren, die der Realität näher kommt, müssen solche Störstellen in die Geometrie eingefügt werden. Diese Analysen sind Inhalt des nächsten Abschnitts.

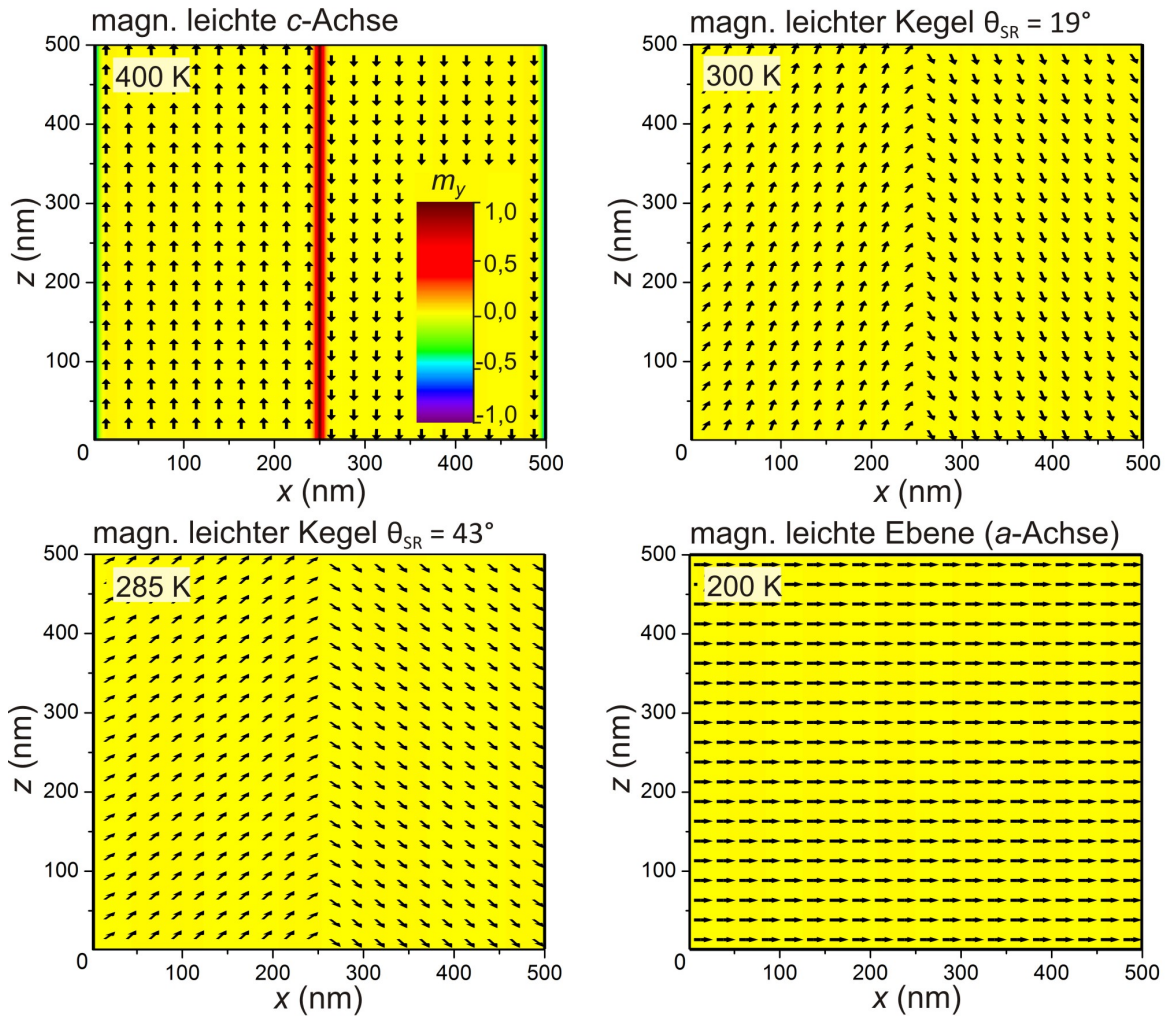


Abbildung 7.1.1: Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Pfeile) und $Out-of-plane$ -Komponente entsprechend der Farbskala für die ungestörte Situation in den verschiedenen Regimen des Spin-Reorientierungs-Übergangs.

7.2 Gestörte Situation

Es ist bekannt, dass dünne Seltenerd-Kobalt-Schichten Pinningzentren enthalten, die z. B. durch Korngrenzen, Stapelfehler in der Kristallstruktur oder lokale Abweichungen der Zusammensetzung gebildet werden [BKFJ98]. In diesen Störstellen können Eigenschaften wie Sättigungsmagnetisierung, Austauschkonstante oder magnetokristalline Anisotropiekonstanten von den intrinsischen Eigenschaften der eigentlichen Seltenerd-Kobalt-Phase abweichen. In den folgenden Abschnitten werden drei Arten von Pinningzentren, und zwar Bereiche reduzierter Austauschkonstante, Sättigungsmagnetisierung und reduzierter magnetokristalliner Anisotropiekonstanten, genauer untersucht. Die beschriebenen Haftzentren (*Pinner*) befinden sich jeweils in allen simulierten Lagen an derselben Position.

7.2.1 Pinningzentren mit reduzierter Austauschkonstante

Zunächst sollen Pinningzentren betrachtet werden, die aus Zellen bestehen, in denen die Austauschkonstante A' auf die Hälfte der eigentlichen Konstanten $A = 1,05 \cdot 10^{-11}$ J/m reduziert ist. In jeder Lage wurde den Zellen mit den Koordinaten (247|1)–(253|3) und (247|498)–(253|500) der Wert A' zugewiesen (siehe Abb. 7.2.1(a)). Die übrigen Anfangsbedingungen, wie sie in Abb. 7.0.1 skizziert sind, blieben erhalten. Die Berechnungen starteten ebenfalls bei 400 K.

400 K – magnetisch leichte c -Achse. Bei 400 K ergibt sich – wie in der ungestörten Situation – ein Zweidomänenzustand, wobei die Domänen durch eine Blochwand voneinander getrennt sind, die durch die beiden Pinningzentren verläuft (Abb. 7.2.1(a)). Eine zweite Blochwand existiert bei $x = 0$ (bzw. $x = 500$). Linienprofile der einzelnen Magnetisierungskomponenten entlang eines Schnittes durch die Blochwand zeigt Abb. 7.2.1(b). Zur besseren Anschaulichkeit wird ein neues Koordinatensystem (x', y', z') so definiert, dass der Mittelpunkt der Domänenwand bei $x' = 0$ nm liegt bzw. bei Wandprofilen parallel zur z -Achse bei $z' = 0$ nm (siehe Abb. 7.2.3), was auch für alle folgenden Profildarstellungen gilt.

Aus den Linienprofilen geht hervor, dass die x -Komponente überall annähernd Null ($< 0,04$) ist. Der Anteil in z -Richtung ändert sich von $+1$ nach -1 . Im Zentrum der Wand wird der *Out-of-plane*-Wert m_y , der außerhalb der Domänenwände Null ist, $+1$ ($x = 250$) bzw. -1 ($x = 0/x = 500$), was den Charakter dieser Wände als Blochwand bestätigt. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, kann das Domänenwandprofil für Blochwände in uniaxialen Materialien mit Gl. (2.3.1) analytisch berechnet werden. Für das Simulationsergebnis lässt sich das Blochwandprofil aus den einzelnen Magnetisierungskomponenten ermitteln

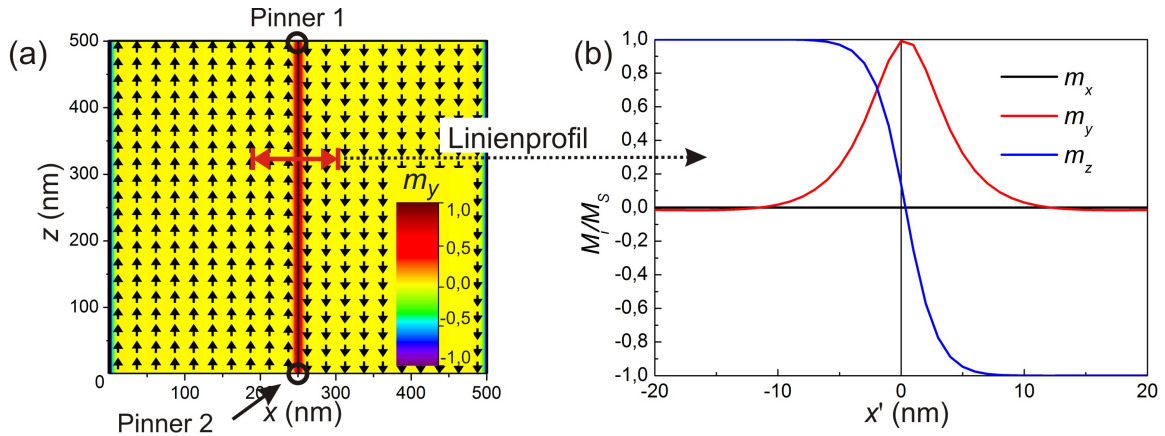


Abbildung 7.2.1: Ergebnisse der Simulation bei 400 K: (a) Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Pfeile) und *Out-of-plane*-Komponente entsprechend der Farbskala. Die Position der Austauschpinner ist mit den Kreisen markiert. (b) Linienprofile der einzelnen Magnetisierungskomponenten.

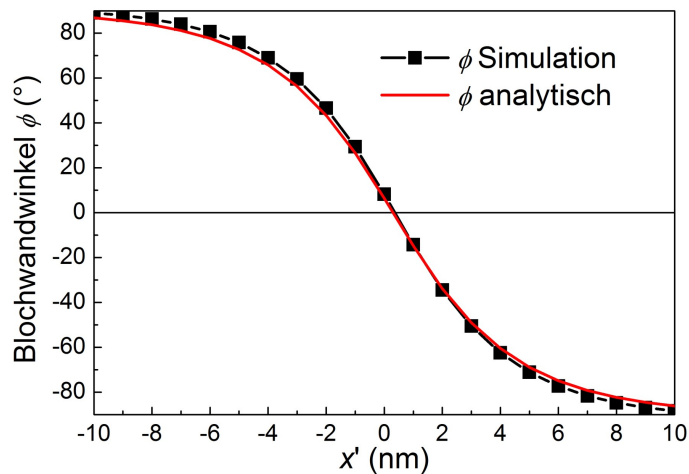


Abbildung 7.2.2: Analytisch nach Gl. (2.3.1) berechneter und aus der Simulation resultierender Blochwandwinkel ϕ .

und anhand des Blochwandwinkels ϕ darstellen. Beide Ergebnisse sind in Abb. 7.2.2 zusammengefasst. Die sehr gute Übereinstimmung beider Kurven ist einerseits ein wenig überraschend, da die Theorie für unendlich ausgedehnte Blochwände gilt, andererseits bestätigt sie die Eignung des numerischen Ansatzes inklusive der gewählten Diskretisierung und Geometrie für die gestellten Simulationsziele.

300 K – Öffnung des magnetisch leichten Konus. Die Ergebnisse der Berechnung für 400 K dienen als Startkonfiguration für die anschließende Simulation der Situation bei 300 K. Bei dieser Temperatur ist der magnetisch leichte Kegel bereits geringfügig geöffnet ($\theta_{SR} = 19^\circ$). Im Gegensatz zur ungestörten Situation resultiert die Berechnung mit Pinningzentren in einem Vierdomänenzustand, wobei die Domänen durch parallel zur a - bzw. c -Achse verlaufende Wände getrennt sind (Abb. 7.2.3(a)). An den Schnittpunkten der Wände bilden sich Kreis- oder Kreuz-Blochlinien. Wie die Farbskala zeigt, sind dies die einzigen Bereiche, in denen *Out-of-plane*-Komponenten auftreten. Die ansonsten verschwindenden m_y -Werte kennzeichnen sämtliche Wände als Wände mit Néel-Charakter.

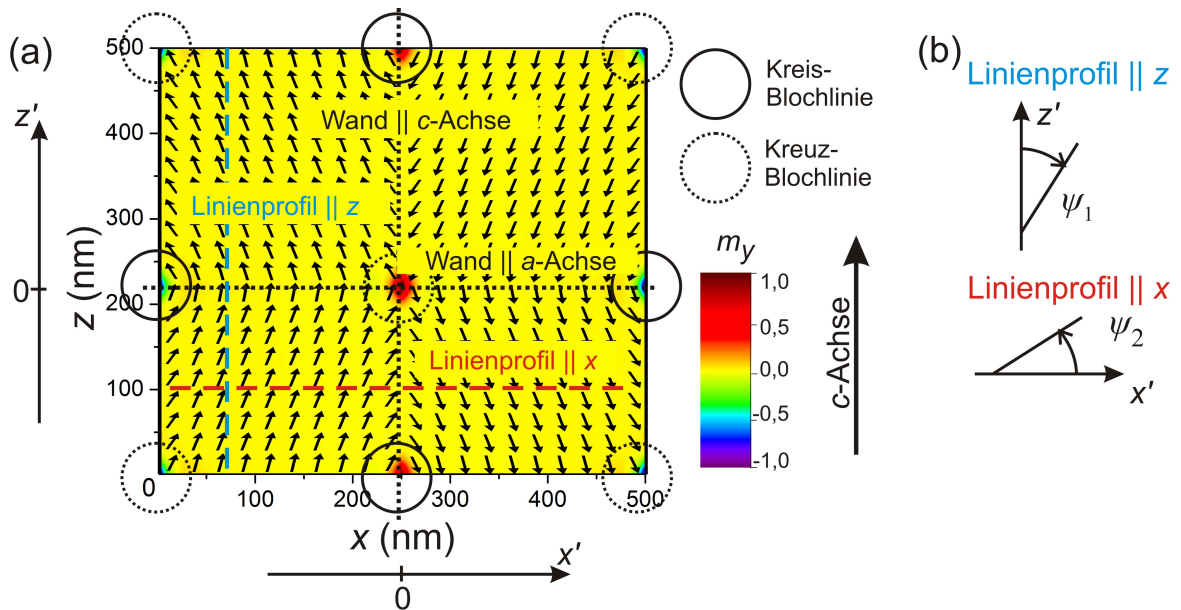


Abbildung 7.2.3: (a) Ergebnis der Simulation bei 300 K, wobei die Pfeile die Magnetisierungsrichtung in der x - z -Ebene und die Farben die *Out-of-plane*-Komponente repräsentieren; Definition der Achsen x' und z' . (b) Definition der Winkel ψ_1 und ψ_2 .

Die Ausrichtung der Magnetisierung innerhalb der Domänen verläuft entlang der durch den leichten Kegel vorgegebenen Orientierungen. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abb. 7.2.4 die Richtung der magnetischen Momente in Bezug auf die x' - bzw. z' -Achse aufgetragen. Zur Vereinfachung werden zwei Winkel ψ_1 und ψ_2 entsprechend der Skiz-

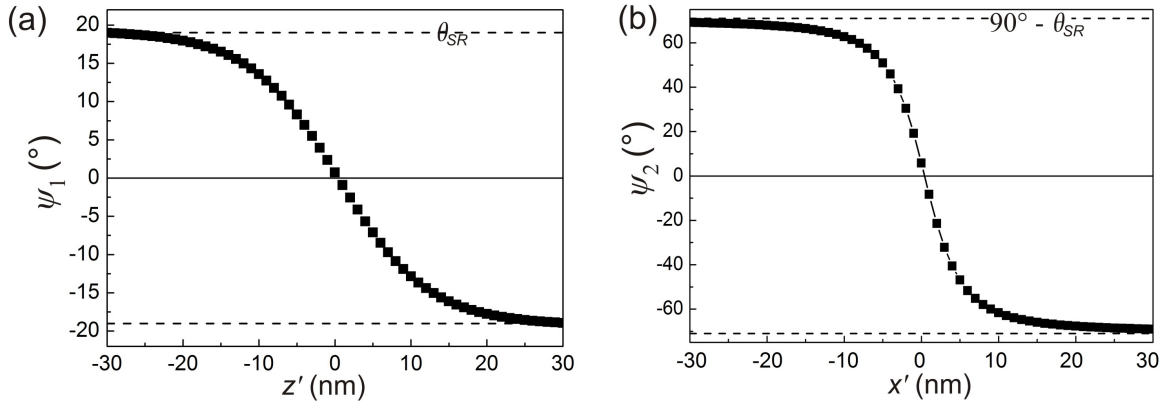


Abbildung 7.2.4: Orientierung der magnetischen Momente entlang eines Querschnittes durch die Domänenwand parallel zur a -Achse (a) und parallel zur c -Achse (b) bei 300 K. Für die Definition der Koordinaten x' und z' sowie der Winkel ψ_1 und ψ_2 siehe Abb. 7.2.3(b).

ze 7.2.3(b) definiert. Laut dieser Definition sollte ψ_1 im Bereich $-\theta_{SR} < \psi_1 < \theta_{SR}$ und ψ_2 im Intervall $-90^\circ + \theta_{SR} < \psi_2 < 90^\circ - \theta_{SR}$ variieren, was durch die dargestellten Linienprofile bestätigt wird.

Untersuchung der Magnetisierung im Bereich eines Haftzentrums mit reduzierter Austauschkonstante bei 300 K. Um zu verstehen, wie die Pinningzentren mit der reduzierten Austauschkonstante die Domänenwände und das entstehende Domänenmuster beeinflussen, erfolgten zusätzliche Testsimulationen. In einem ersten Versuch wurde ein 50×50 Zellen großes Pinningzentrum in die Mitte des betrachteten Gitters gesetzt und die Simulation erneut bei 400 K gestartet. Auf Grund der Größe sollten die Auswirkungen des Pinner deutlicher erkennbar sein. Die Position im Zentrum des Berechnungsfeldes erleichtert die Analyse der Magnetisierungsrichtungen in der kompletten Umgebung der Störstelle.

In Abb. 7.2.5(a) sind die Ergebnisse für die x -, y - und z -Komponente im gesamten Berechnungsfeld bzw. in Abb. 7.2.5(b) in einer Vergrößerung um den Pinner, der durch das schwarze Quadrat angedeutet wird, dargestellt. Alle Diagramme bis auf 7.2.5(b, m_x) sind auf ± 1 skaliert. Die Zooms der y - und z -Komponenten zeigen eine Einengung der Wand im Bereich des Pinner, die anhand der in Abb. 7.2.5(c) dargestellten Wandprofile im Zentrum bzw. außerhalb des Pinner klar erkennbar wird. Die Einengung lässt sich qualitativ so erklären, dass durch den verminderten Austausch eine gegenseitige Verkippung benachbarter magnetischer Momente weniger Energie kostet, so dass die magnetokristalline Anisotropieenergie stärker wiegt und somit die Umorientierung in der Wand mit weniger Spins realisiert wird. Diesen Zusammenhang spiegelt die analytische Formel für die Domä-

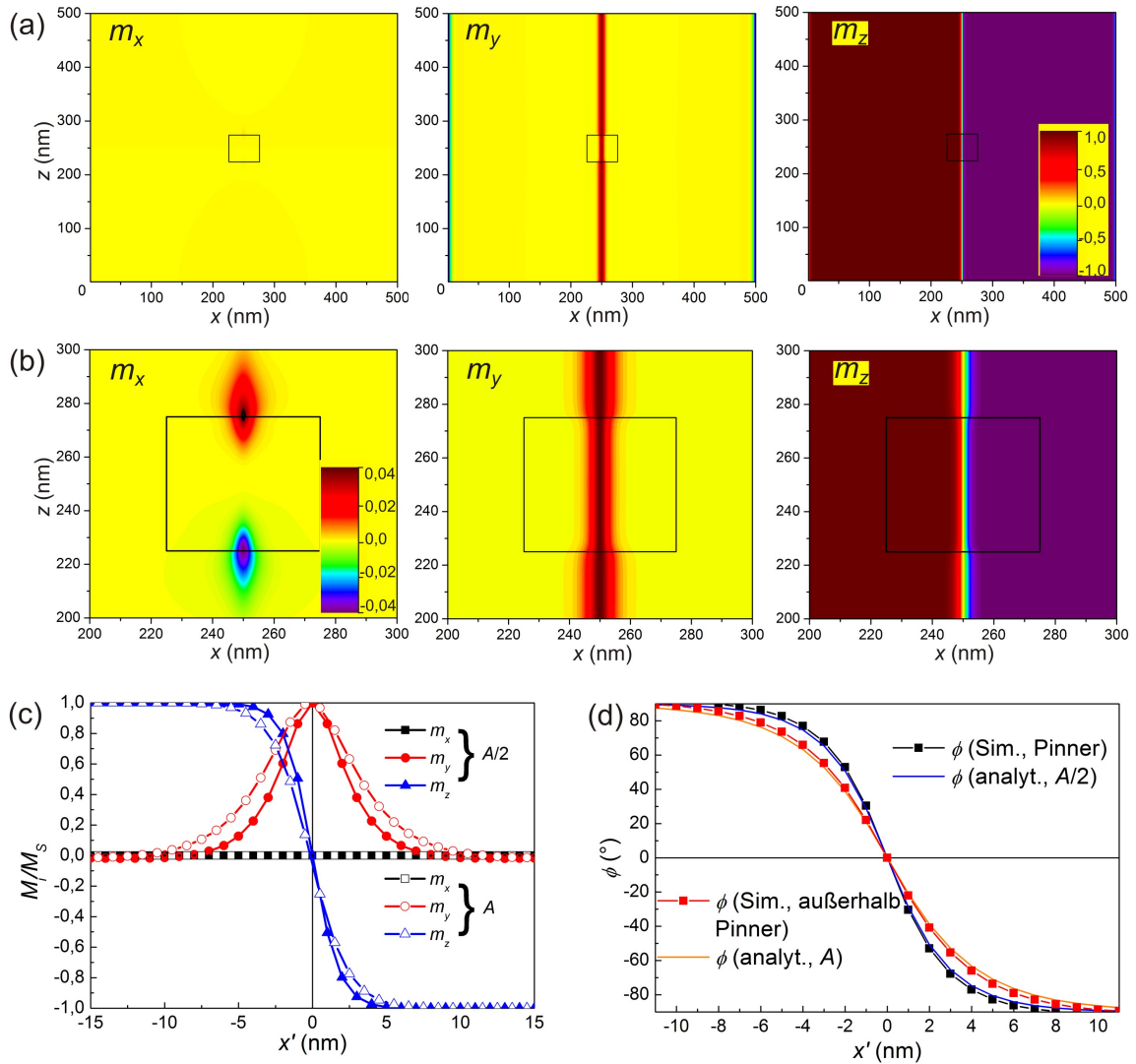


Abbildung 7.2.5: (a) x -, y - und z -Komponente der Magnetisierung der Berechnung bei 400 K um den 50×50 Zellen großen Austauschpinner (schwarzes Quadrat). (b) Vergrößerter Bereich der Daten von (a) um das Haftzentrum. Alle Grafiken bis auf den Zoom der x -Komponente sind auf ± 1 skaliert. (c) Linienprofile der x - y - und z -Komponente im Zentrum ($A' = A/2$) bzw. außerhalb (A) des Pinner und (d) analytisch nach Gl. (2.3.1) berechnetes und aus der Simulation resultierendes Blochwandprofil im Zentrum des Pinner ($A/2$) bzw. außerhalb (A).

nenwandweite δ_B einer Blochwand

$$\delta_B = \pi \cdot \sqrt{A/K} \quad (7.2.1)$$

mit der Austauschkonstanten A und der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K wider. Abbildung 7.2.5(d) zeigt den aus der Simulation ermittelten und analytisch berechneten (Gl. (2.3.1)) Blochwandwinkel ϕ für beide Bereiche A und A' .

Die x -Komponente bei 400 K und der gleiche Ausschnitt der anschließenden Berechnung bei 300 K für das 50×50 Zellen große Haftzentrum sind in Abb. 7.2.6(a) und (b) gegenübergestellt. Die Pfeile, deren Auslenkung aus der z -Richtung für 400 K wegen der besseren Erkennbarkeit übertrieben dargestellt ist, deuten die Ausrichtung der magnetischen Momente an. Die Abbildung zeigt, dass der x -Anteil nicht im gesamten Berechnungsfeld Null ist, wie es in Abb. 7.2.5(a) auf Grund der einheitlichen Skalierung von m_x von $+1$ bis -1 scheint. Dies wird durch die Beschränkung auf ein kleineres Intervall von $+0,04$ bis $-0,04$ deutlich. An den Schnittpunkten zwischen der Wand und dem Rand des Pinningzentrums ist die Magnetisierung leicht aus der z -Richtung herausgedreht.

Durch die Einschnürung der Blochwand im Übergangsbereich „schmale Wand“ zu „breiter Wand“ entstehen magnetische Ladungen, die wiederum ein Streufeld in der Probe hervorrufen. Die magnetischen Momente in der Nähe der Ladungen folgen diesem Streufeld und werden leicht in x -Richtung ausgelenkt (Abb. 7.2.6(c)). Beim „Abkühlen“ und Übergang zum magnetisch leichten Kegel kann sich die Magnetisierung lokal entlang einer der vier magnetisch leichten Achsen orientieren. In dem Bereich, in dem das Streufeld der magnetischen Ladungen wirkt und die Magnetisierung bereits leicht aus der z -Richtung herausgedreht ist, folgen die magnetischen Momente der am nächsten liegenden leichten Richtung (Abb. 7.2.6(d)). Daraus resultieren der Vierdomänenzustand und die Blochlinie (Abb. 7.2.6(b)). Im Vergleich zur ungestörten Situation sind also die Pinner für den Symmetriebruch verantwortlich.

Diese Testsimulation wurde für einen Pinner im Zentrum wiederholt, der in der Größe den Pinnern am Rand, wie sie in Abschnitt 7.2.1 eingeführt wurden, entspricht. Es ergab sich das qualitativ gleiche Verhalten wie für den großen Austauschpinner. Somit lassen sich die Erkenntnisse auch auf die kleineren Pinner am Rand des Simulationsbereiches, die Inhalt der Betrachtungen dieses Abschnitts sind, übertragen.

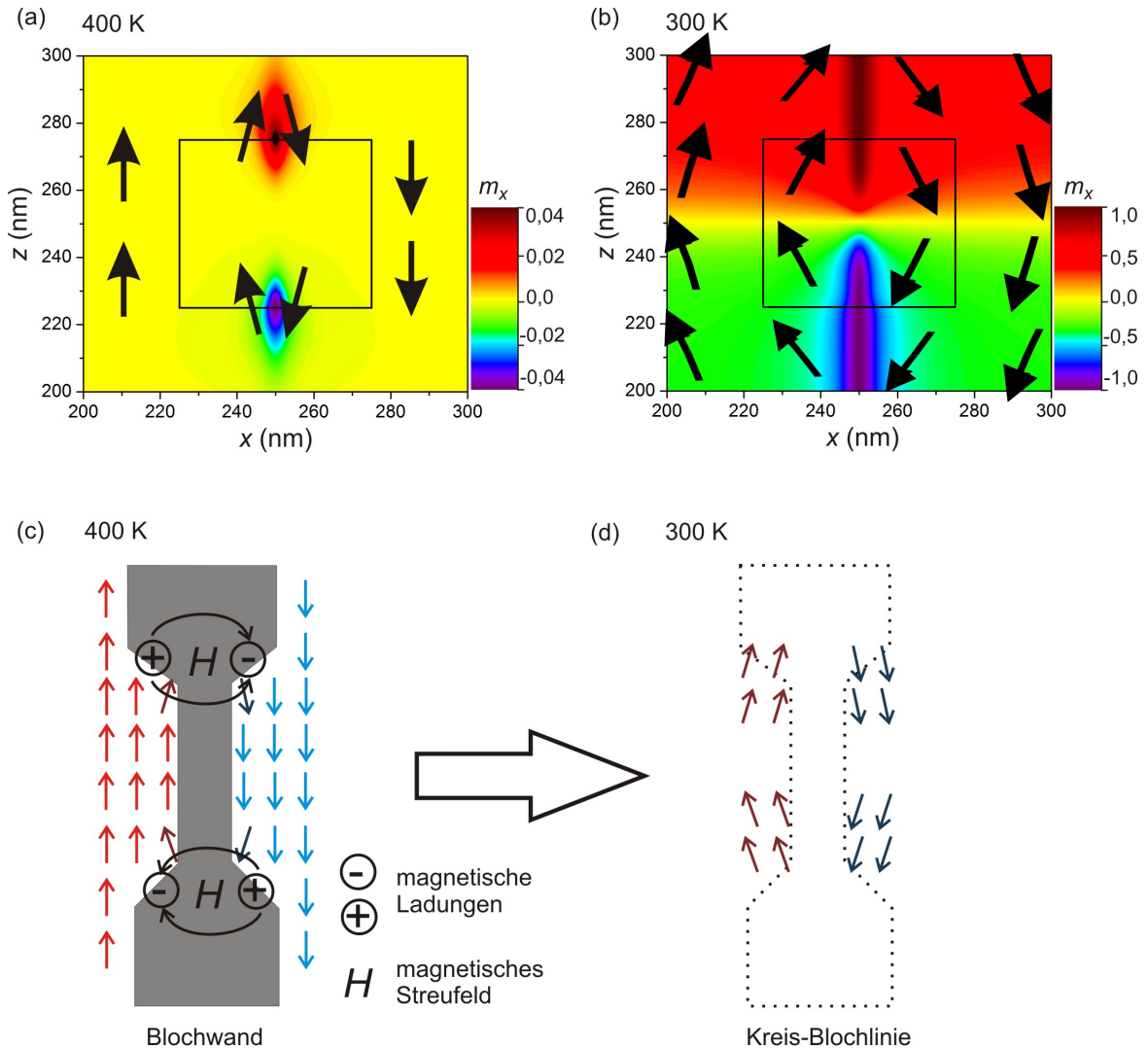


Abbildung 7.2.6: x -Komponente der Magnetisierung der Simulationen für den 50×50 Zellen großen Austauschpinner für (a) 400 und (b) 300 K. Die Pfeile entsprechen der Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Drehung für 400 K wegen der besseren Erkennbarkeit übertrieben). (c) und (d) verdeutlichen die entstehenden Streufelder bei 400 K und die Bildung der Kreis-Blochlinie bei 300 K. Die bei 400 K vorhandene Blochwand ist in (d) durch die gepunktete Linie angedeutet.

285 K – Öffnung des magnetisch leichten Kegels auf 43° . Der nächste Simulationsschritt erfolgte für den Zustand bei 285 K, wobei die Ergebnisse der Rechnung für 300 K als Startkonfiguration verwendet wurden. Bei 285 K ist der magnetisch leichte Kegel auf 43° geöffnet. Wie Abb. 7.2.7(a) zeigt, bleibt der Vierdomänenzustand, der sich bei 300 K eingestellt hat, erhalten und die magnetischen Momente sind entsprechend θ_{SR} aus der c -Achse herausgedreht. Dies ist auch aus den Auftraggungen der Winkel ψ_1 und ψ_2 entlang von Querschnitten der Domänenwände parallel zur a - und c -Achse in Abb. 7.2.8 zu erkennen (zur Definition der Winkel siehe Abb. 7.2.3).

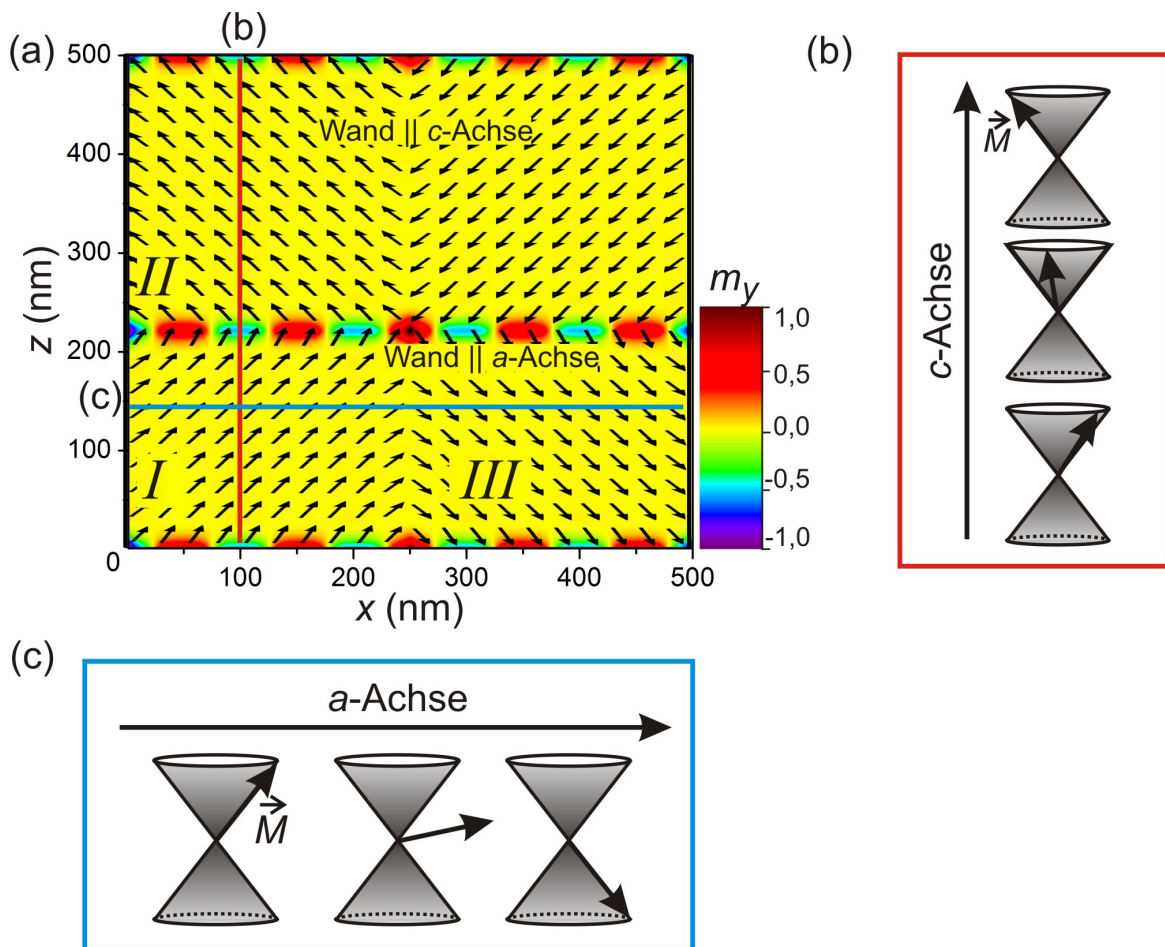


Abbildung 7.2.7: (a) Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Pfeile) und *Out-of-plane*-Komponente entsprechend der Farbskala für 285 K und Spinkonfiguration entlang eines Querschnittes der Wand parallel zur (b) a - und (c) c -Achse.

Im Gegensatz zu 300 K ändert sich teilweise der Charakter der Domänenwände. Während die Wand parallel zur c -Achse auch bei 285 K ihren Néel-Charakter beibehält, enthält die Wand parallel zur a -Achse deutliche *Out-of-plane*-Anteile und stellt somit eine gemischte Bloch-Néel-Wand dar. Der maximale Kippwinkel der Magnetisierung aus der Ebene

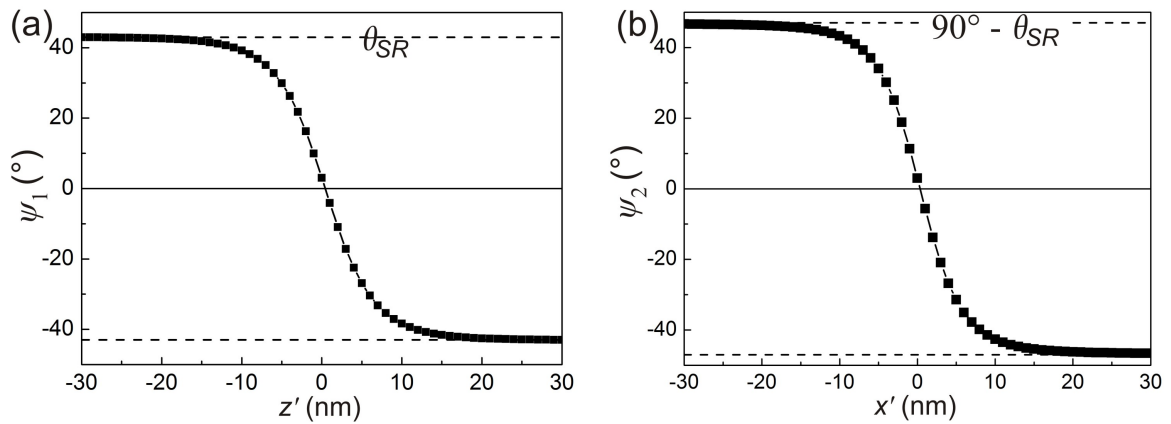


Abbildung 7.2.8: Orientierung der magnetischen Momente entlang eines Querschnittes durch die Domänenwand (a) parallel zur a -Achse und (b) parallel zur c -Achse für 285 K. Für die Definition der Koordinaten x' und z' sowie der Winkel ψ_1 und ψ_2 siehe Abb. 7.2.3(b).

heraus beträgt 32° und ist damit kleiner als der Spin-Reorientierungs-Winkel. Diese Abweichung lässt sich mit dem Einfluss der Formanisotropie, die den Konus zur Schichtebene hin abflacht, begründen. Die Segmentierung resultiert aus der Entartung der Wandenergie bezüglich der Polarität von m_y . Wie anfangs für die Blochwände bei 400 K diskutiert, handelt es sich dabei um einen metastabilen Zustand.

Der unterschiedliche Charakter der Wände parallel zur c - bzw. a -Achse lässt sich mit der jeweiligen Orientierung der entsprechenden Wand bezüglich des magnetisch leichten Konus begründen. Beim Übergang von Domäne I zu Domäne II in Abb. 7.2.7(a), d. h. beim Durchlaufen der zur a -Achse parallelen Domänenwand, ändert sich die Orientierung der Magnetisierung von der rechten auf die linke Seite der oberen Hälfte des magnetisch leichten Doppelkegels (siehe Abb. 7.2.7(b)). Die energetisch günstigste Variante für diesen Übergang ist die schrittweise Drehung entlang der Oberfläche des leichten Kegels, da dabei keine magnetokristalline Anisotropieenergie aufgewendet werden muss. Diese Domänenwand bevorzugt somit nicht verschwindende m_y -Komponenten trotz der dabei auftretenden Streufeldenergie. Im Gegensatz dazu ändert sich die Magnetisierungsrichtung beim Übergang von Domäne I zu Domäne III von der rechten Seite der oberen Hälfte des Doppelkegels auf die rechte Seite der unteren Hälfte (Abb. 7.2.7(c)). Dazu müssen die magnetischen Momente die Oberfläche des leichten Kegels verlassen, was die magnetokristalline Anisotropieenergie erhöht. Damit kein weiterer Energiebeitrag durch die Formanisotropie entsteht, dreht sich die Magnetisierung in der Schichtebene.

200 K – magnetisch leichte Ebene. Wie Abb. 7.2.9(a) zeigt, ergibt die Simulation für 200 K einen Zweidomänenzustand. Die Magnetisierung ist parallel zur a -Achse ausgerichtet, die die Schnittgerade zwischen der magnetisch leichten Ebene auf Grund der magnetokristallinen Anisotropie und der magnetisch leichten Ebene auf Grund der Formanisotropie darstellt. Die Domänen sind durch eine segmentierte Domänenwand getrennt, wobei sich die Segmentierung gegenüber der bei 285 K nicht ändert. In den Segmenten erreicht die *Out-of-plane*-Komponente den Wert ± 1 , was diese Wand wiederum als Blochwand kennzeichnet. Der aus den Simulationsergebnissen errechnete Blochwandwinkel ϕ für einen Bereich der Wand, in dem $m_y = +1$ gilt, ist in Abb. 7.2.9(b) gezeigt.

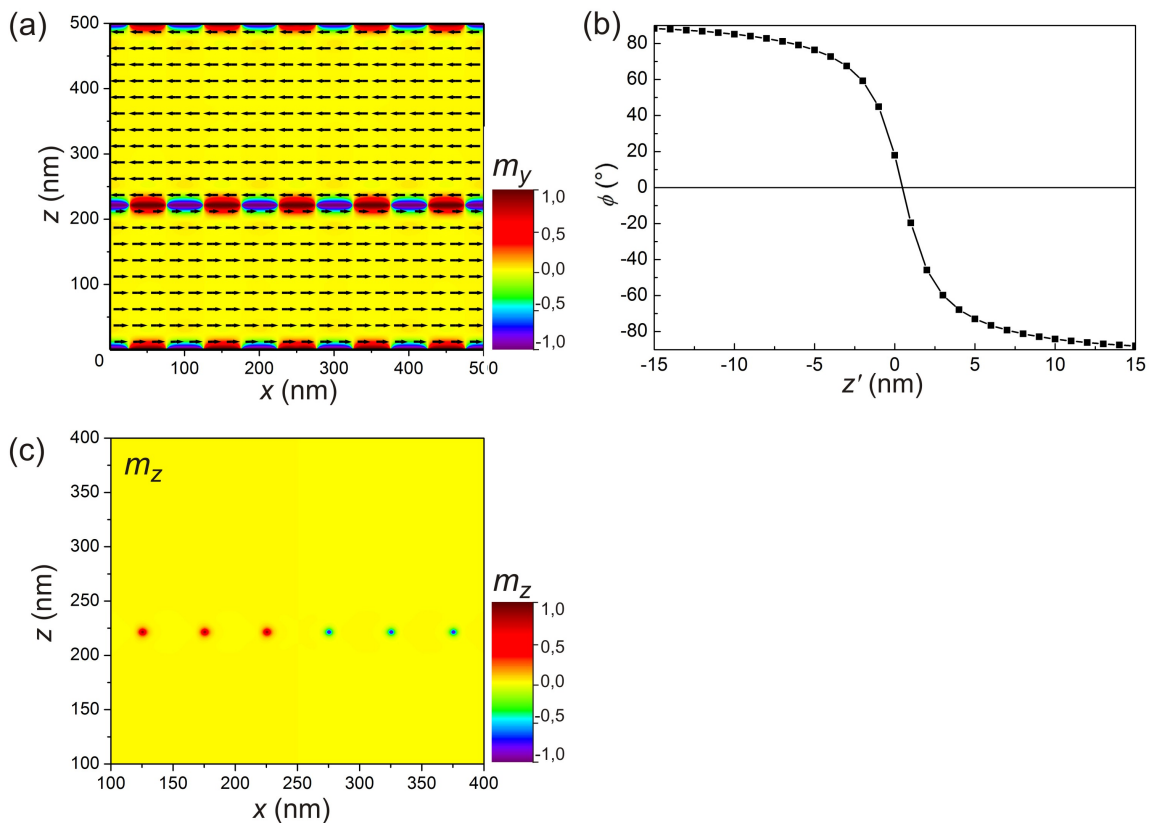


Abbildung 7.2.9: (a) Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Pfeile) und *Out-of-plane*-Komponente entsprechend der Farbskala für 200 K, (b) Blochwandwinkel ϕ und (c) z -Komponente (Ausschnitt).

Die Ebene der Blochwand liegt parallel zur magnetisch leichten Ebene, in der sich somit sämtliche magnetische Momente der Wand befinden. Die magnetokristalline Anisotropieenergie ist folglich Null, es muss nur Streufeldenergie aufgewendet werden, die wiederum durch die Segmentierung reduziert wird. Im Übergangsbereich zwischen den einzelnen Segmenten werden sowohl die x - als auch die y -Komponente der Magnetisierung Null

und die magnetischen Momente sind in $+z$ - ($0 \text{ nm} < x < 250 \text{ nm}$) bzw. $-z$ -Richtung ($250 \text{ nm} < x < 500 \text{ nm}$) orientiert (Abb. 7.2.9(c)). Die Ausrichtung entspricht dabei der ursprünglichen Startkonfiguration bei 400 K. Die Übergänge zwischen den Segmenten stellen die einzigen Bereiche der Wand dar, in denen die Magnetisierung nicht in der magnetisch leichten Ebene liegt.

Domänenwandweiten. Für alle betrachteten Temperaturen wurden die Domänenwandweiten für die Wände parallel zur c - bzw. a -Achse entsprechend der Definition von Liley [Lil50] (siehe Abb. 2.3.2) ausgewertet. Die Berechnung für die segmentierten Wände erfolgte an einer Stelle, an der die y -Komponente maximal ist. Die Werte sind in Tab. 7.2.1 zusammengefasst. Während die Weite der Wand parallel zur c -Achse mit abnehmender Temperatur zunimmt, verläuft der Trend für die andere Wand genau entgegengesetzt. In beiden Fällen wird die Wand breiter, wenn sich der Unterschied der Orientierung der Spins in beiden anliegenden Domänen verringert.

Tabelle 7.2.1: Aus den Simulationsergebnissen berechnete Domänenwandweiten

Temperatur	(K)	400	300	285	261	200
Wand c -Achse	(nm)	8,7	10,3	11,0	21,8	/
Wand a -Achse	(nm)	/	23,2	14,1	9,5	5,6

7.2.2 Pinningzentren mit reduzierter Sättigungsmagnetisierung

Die Abhängigkeit der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Domänenstruktur von der Art der Störstelle lässt sich durch die Untersuchung weiterer Pinningzentren überprüfen. Deswegen wurde in einer nächsten Simulation in der 500×500 Zellen Matrix die Magnetisierung M/M_S überall auf den Wert $+1$ gesetzt bis auf die Zellen (244|1)–(249|4) und (244|497)–(249|500), für die $M = M_S = 0$ galt. Dies entspricht einem nichtmagnetischen „Loch“ in der Probe, das ebenfalls als Haftzentrum wirkt.

Die Simulation bei 400 K erfolgte mit der gleichen Startkonfiguration (siehe Abb. 7.0.1) wie die vorigen Berechnungen bei dieser Temperatur. Es ergab sich ebenfalls der Zweidomänenzustand mit der Orientierung der Magnetisierung parallel zur c -Achse und einer Blochwand, die zwischen den beiden Pinningzentren verläuft, und einer weiteren bei $x = 0$ ($x = 500$) (Abb. 7.2.10(a)). Eine Abkühlung zu 300 K führte gleichfalls zu einem Vierdomänenzustand mit Kreis- und Kreuz-Blochlinien (Abb. 7.2.11). Jedoch gibt

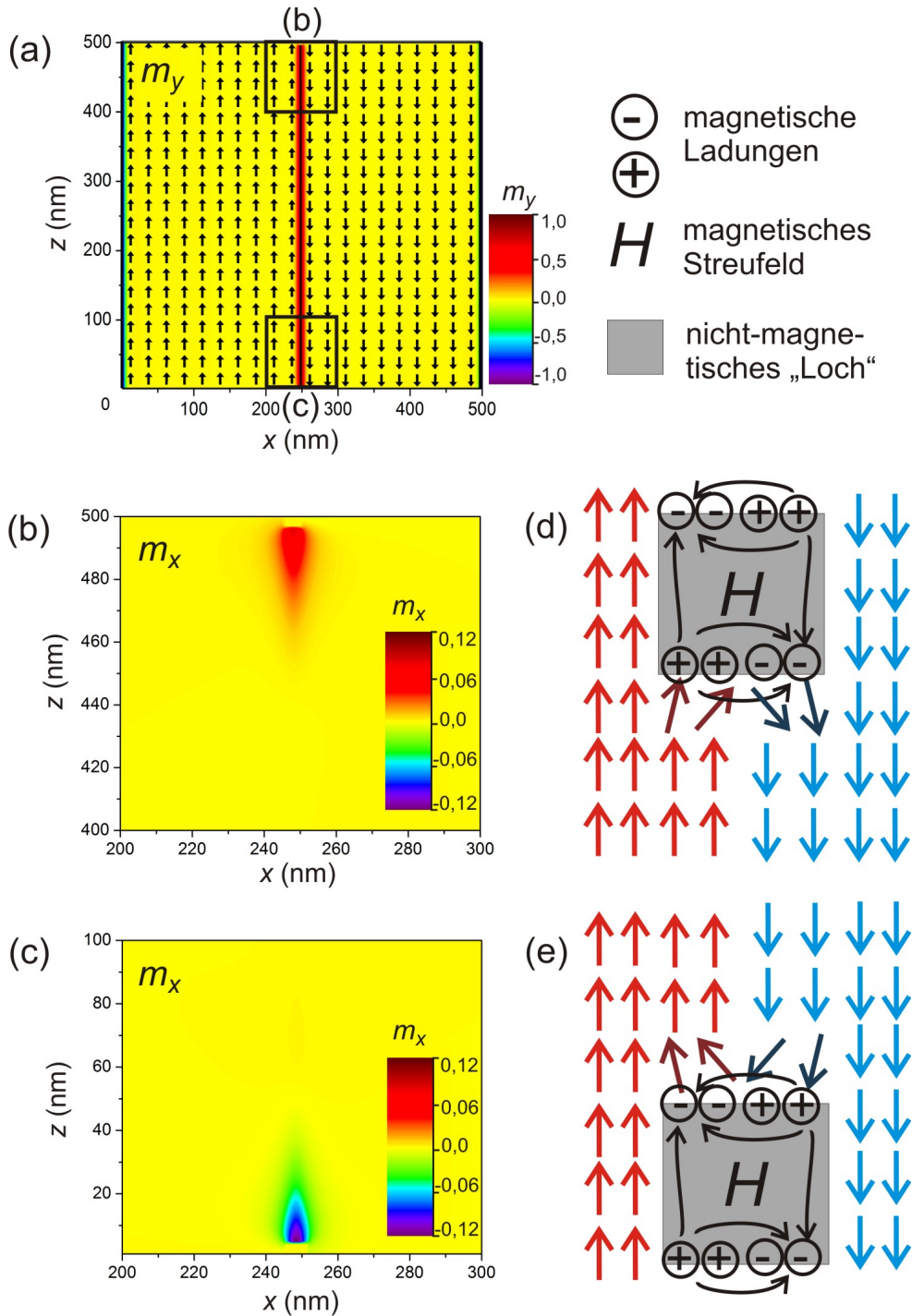


Abbildung 7.2.10: (a) Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Pfeile) und *Out-of-plane*-Komponente entsprechend der Farbskala für die Pinningzentren mit $M_S = 0$ bei 400 K und Vergrößerung der x -Komponente der Magnetisierung um das Pinningzentrum bei (b) $z = 500$ nm und (c) $z = 0$ nm. (d) und (e) verdeutlichen die magnetischen Ladungen am nichtmagnetischen „Loch“ und das daraus folgende Streufeld H , das die Drehung der Magnetisierung in der Nähe der Pinningzentren bewirkt.

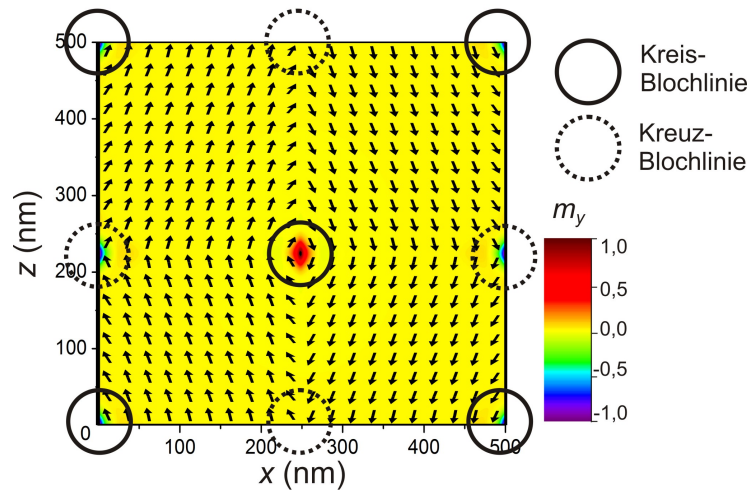


Abbildung 7.2.11: Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Pfeile) und *Out-of-plane*-Komponente entsprechend der Farbskala für die Pinningzentren mit $M_S = 0$ bei 300 K.

es einen Unterschied zur Simulation mit den Austauschpinningzentren. Während sich bei letzterer an der Position des Haftzentrums eine Kreis-Blochlinie ausbildet, entsteht am nichtmagnetischen Loch eine Kreuz-Blochlinie, was wie folgt erklärt werden kann: In der Startkonfiguration bilden sich magnetische Ladungen am nichtmagnetischen Loch, da dort die Magnetisierung senkrecht zu einer Grenzfläche orientiert ist. Das entstehende Streufeld bewirkt eine Drehung der magnetischen Momente in x -Richtung in der Umgebung des Pinner (Abb. 7.2.10 (b)–(e)). Wenn die Temperatur gesenkt wird und sich der magnetisch leichte Kegel öffnet, folgt die Magnetisierung dieser vorgegebenen Richtung, weshalb sich eine Kreuz-Blochlinie ausbildet.

Ein weiteres „Abkühlen“ führt zu einem qualitativ gleichen Verhalten, wie es für die austauschreduzierten Pinningzentren beobachtet wurde. Bei 285 K liegen eine segmentierte Bloch-Néel-Wand parallel zur a -Achse und eine Néelwand parallel zur c -Achse vor. Die Rechnungen resultieren bei 200 K in einem Zweidomänenzustand mit einer segmentierten Blochwand parallel zur a -Achse.

7.2.3 Pinningzentren mit reduzierten magnetokristallinen Anisotropiekonstanten

Als abschließende Betrachtung erfolgt die Untersuchung einer weiteren Variante eines Pinningzentrums, und zwar eines solchen mit reduzierten magnetokristallinen Anisotropiekonstanten. Dazu wurden im Zentrum der 500×500 Zellen großen Matrix in einem 5×5

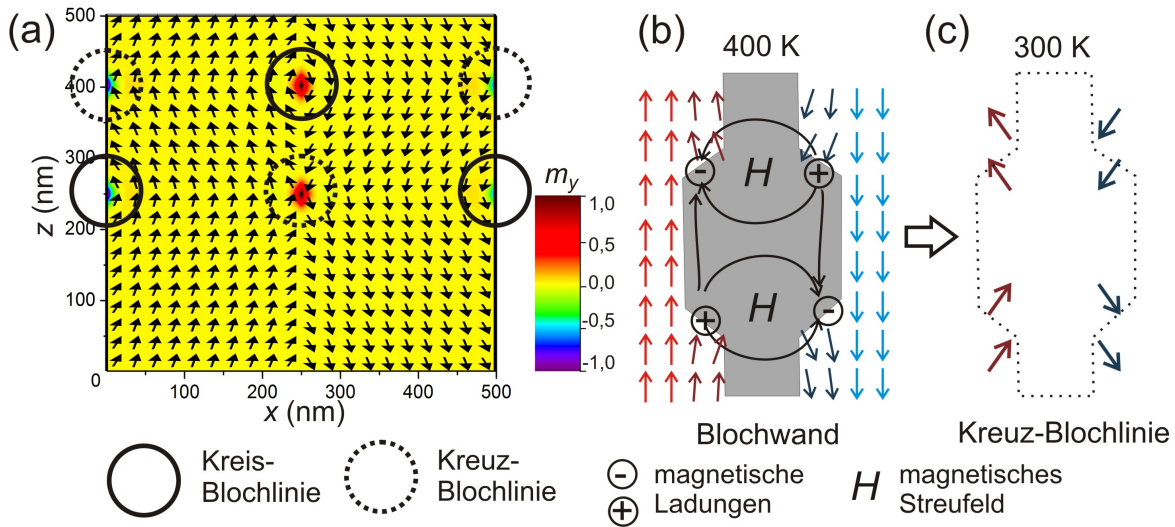


Abbildung 7.2.12: (a) Orientierung der Magnetisierung in der x - z -Ebene (Pfeile) und *Out-of-plane*-Komponente entsprechend der Farbskala für die Pinner mit $K'_i = K_i/2$ bei 300 K. (b) und (c) verdeutlichen die Entstehung der Kreis-Blochlinie an der Position des Pinningzentrums. Die bei 400 K vorhandene Blochwand ist in (c) durch die gepunktete Linie angedeutet.

Zellen ausgedehnten Bereich die Werte von K_1 und K_2 für die jeweilige Temperatur auf die Hälfte der eigentlichen Werte erniedrigt ($K'_i = K_i/2$). Das qualitative Verhalten ist das Gleiche wie für die anderen beiden Arten von Pinningzentren. Ausgehend von dem Zweidomänenzustand bei 400 K bildet sich im Bereich des magnetisch leichten Kegels ein Vierdomänenzustand aus. Im Regime der magnetisch leichten Ebene ergibt sich eine Zweidomänenkonfiguration, wobei die Magnetisierungsbereiche durch eine segmentierte Blochwand getrennt sind.

Die Magnetisierungskonfiguration bei 300 K sowie die Streufelder bei 400 K und die sich daraus ergebende Blochlinie bei 300 K sind in Abb. 7.2.12 zusammengefasst. Für Anisotropiepinningzentren entsteht wie für die M_S -Pinningzentren eine Kreuz-Blochlinie an der Störstelle (Abb. 7.2.12(a)). In diesem Bereich ist bei 400 K die Domänenwand verbreitert (Abb. 7.2.12(b)), da durch die Reduktion der magnetokristallinen Anisotropieenergie die Austauschenergie bedeutender wird, was zu einer geringeren gegenseitigen Verkippung benachbarter Spins in der Wand führt. Somit sind mehr magnetische Momente für die vollständige Drehung der Magnetisierungsrichtung zwischen den Domänen erforderlich. Die am Übergang „schmale Wand“ zu „breiter Wand“ bei 400 K entstehenden Streufelder und die Drehung der magnetischen Momente skizziert Abb. 7.2.12(b). Die daraus folgende Bildung der Kreuz-Blochlinie im Bereich des magnetisch leichten Kegels ist in Abb. 7.2.12(c) gezeigt.

7.3 Zusammenfassung und Vergleich der Simulationsergebnisse mit den SEMPA-Messungen

Die Simulationen wurden ausgehend von einem Zweidomänenzustand bei 400 K mit einer Orientierung der Magnetisierung parallel zur c -Achse durchgeführt. Bei dieser Temperatur sind die Domänen durch Blochwände voneinander getrennt. Die durchgeführten Berechnungen zeigen, dass in vollständig homogenen Proben bei Abkühlung der Zweidomänenzustand bei 400 K über einen Zweidomänenzustand mit Néelwänden bei mittleren Temperaturen in einen Eindomänenzustand im Bereich der magnetisch leichten Ebene übergeht. Die SEMPA-Messungen ergaben jedoch ein komplexeres Domänenbild mit vier Magnetisierungsrichtungen und einer Vielzahl von Kreis- und Kreuz-Blochlinien im Bereich des magnetisch leichten Kegels und einen Zweidomänenzustand im Regime der magnetisch leichten Ebene.

Die Simulationsrechnungen kommen den experimentellen Befunden näher, wenn zusätzliche Pinningzentren in Form von Inhomogenitäten, z. B. bezüglich der Sättigungsmagnetisierung, der Austauschkonstanten oder der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten, in das berechnete System eingefügt werden. An diesen Störstellen entstehen magnetische Ladungen, sei es durch die Diskontinuität der Magnetisierung an einem „nicht-magnetischen Loch“ (M_S -Pinningzentren) oder durch die Einschnürung bzw. Ausbauchung der Domänenwand auf Grund geänderter Austausch- oder Anisotropiekonstanten. Das mit den magnetischen Ladungen verbundene Streufeld führt zu einer Auslenkung der magnetischen Momente aus der magnetisch leichten c -Achse bei hohen Temperaturen. Öffnet sich beim Abkühlen der Probe der magnetisch leichte Kegel, folgen die magnetischen Momente der Richtung auf dem Doppelkegel, die der bereits bestehenden Auslenkung am nächsten liegt. Dieses Verhalten führt zu der Vierdomänenkonfiguration und den Blochlinien im mittleren Temperaturbereich und resultiert in einem Zweidomänenzustand bei Temperaturen unterhalb des Spin-Reorientierungs-Übergangs. Beide Fälle der gestörten sowie ungestörten Rechnungen ergaben, dass die Domänenstruktur in der Tiefe homogen ist und nicht von der y -Position abhängt. Diese Eigenschaft erklärt auch, dass eine gute Übereinstimmung der oberflächensensitiven SEMPA- und globalen VSM-Messungen gefunden wurde.

Abbildung 7.3.1 stellt exemplarisch Ausschnitte von SEMPA-Messungen derselben Stelle der Probe bei verschiedenen Temperaturen Simulationsergebnissen für den entsprechenden Zustand gegenüber, wobei die Rechnungen für ein austauschreduziertes Pinningzentrum in der Mitte der Geometrie durchgeführt wurden. Zur besseren Vergleichbarkeit zeigen die Simulationsbilder die *In-plane*-Richtung der Magnetisierung entsprechend desselben Farbkreises, mit dem die SEMPA-Messungen dargestellt sind. Zusammenfassend lässt sich

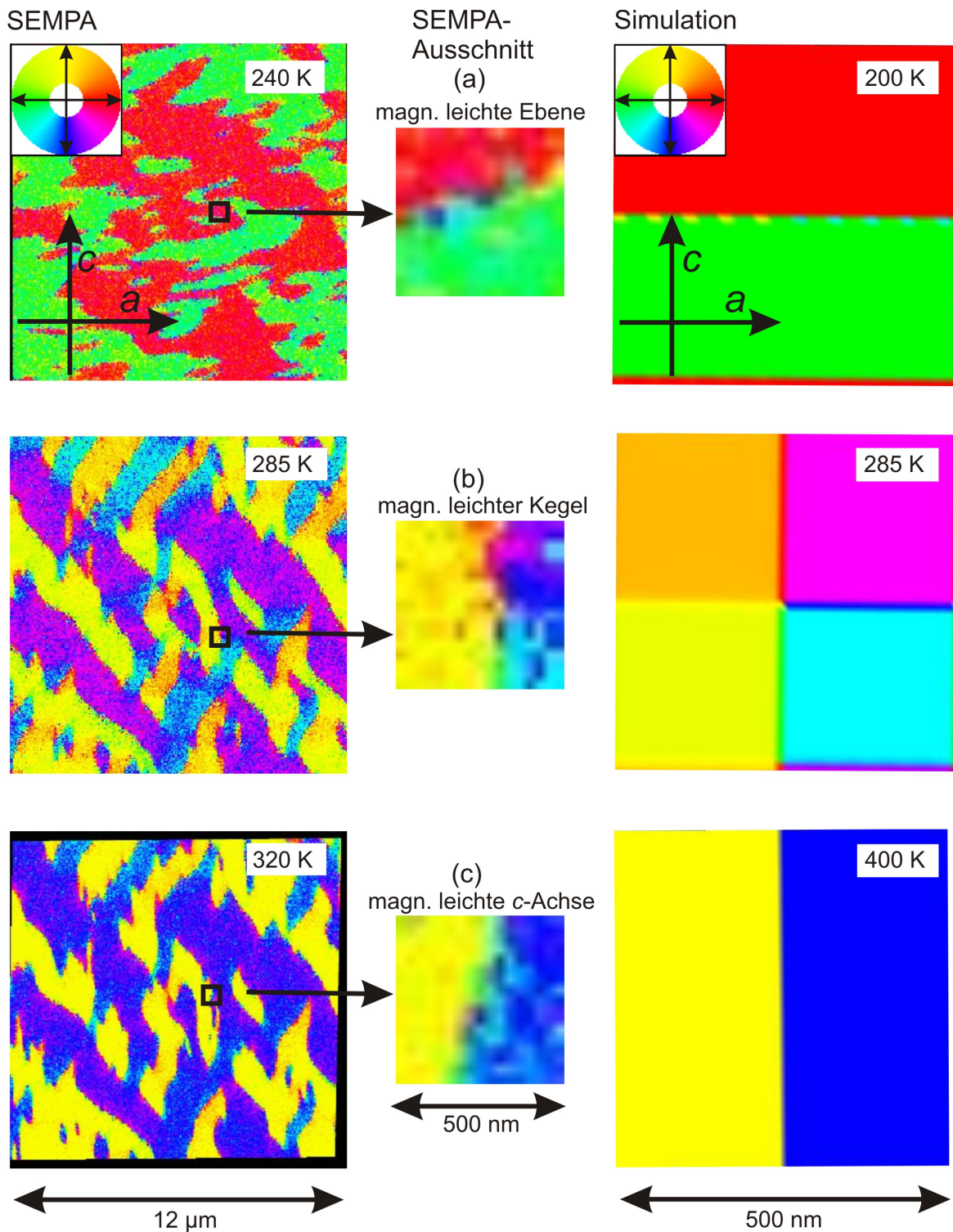


Abbildung 7.3.1: Vergleich der SEMPA-Messungen und MicroMagus-Simulationen für die drei charakteristischen Situationen (a) magnetisch leichte Ebene, (b) magnetisch leichter Kegel und (c) magnetisch leichte Achse.

schlussfolgern, dass die Simulationsrechnungen das experimentell gefundene Domänenmuster in charakteristischen Ausschnitten widerspiegeln.

Die im Regime des magnetisch leichten Kegels in den SEMPA-Aufnahmen vorhandenen Blochlinien (siehe Abb. 6.2.5) entstehen durch Inhomogenitäten der Probe und werden durch die vierfache Entartung der leichten Magnetisierungsrichtung möglich.

Die Entwicklung der Magnetisierung um die parallel zur c -Achse verlaufende Domänenwand entspricht derjenigen, die in den SEMPA-Messungen beobachtet wird (siehe Abb. 6.2.3). Die magnetischen Momente drehen sich beim Abkühlen so, dass keine magnetischen Ladungen an der Domänenwand entstehen. Die Wand ist im Regime der magnetisch leichten Ebene nicht mehr vorhanden. Dafür ergeben die Simulationen für diese Temperatur eine parallel zur a -Achse verlaufende Wand, die im Regime der magnetisch leichten c -Achse nicht existiert. Die Magnetisierungsprozesse in den angrenzenden Domänen während der Temperaturänderung stimmen ebenfalls mit den SEMPA-Messungen überein (siehe Abb. 6.2.4).

Darüber hinaus liefern die Simulationsergebnisse auch eine mögliche Begründung des in Abschnitt 6.3 beschriebenen „Gedächtniseffekts“, den sowohl die VSM- als auch die SEMPA-Messungen zeigten. Die Simulationen für den Zustand bei 200 K ergaben segmentierte Blochwände. An den Stellen dieser Wände, an denen die *Out-of-plane*-Komponente Null wird, gibt es eine *In-plane*-Komponente in ursprünglicher Magnetisierungsrichtung im Regime der magnetisch leichten c -Achse (Abb. 7.2.9). An diesen Positionen bleibt also die Information über die ursprüngliche Magnetisierungsrichtung erhalten, was den „Gedächtniseffekt“ hervorrufen kann.

Der hier simulierte Übergang der Domänen stellt nur eine von mehreren Varianten dar, die die SEMPA-Bilder zeigen. Im Regime der magnetisch leichten c -Achse sind nicht alle Domänen durch 180°-Wände, die parallel zur c -Achse verlaufen, voneinander getrennt. Außerdem ist das reelle Domänenmuster nicht derart periodisch. Dadurch entstehen weitere Wandkonfigurationen mit anderen Übergängen während der Spin-Reorientierung. Die Simulationen erlauben jedoch nur die Betrachtung weniger Spezialfälle, da die Vielzahl von Inhomogenitäten und daraus resultierenden Domänenkonfigurationen einer realen Probe nicht in dem einfachen Modell erfasst werden können.

Aus den Simulationsergebnissen wurden die Art der Domänenwände und die Domänenwandweiten für die verschiedenen Temperaturen ermittelt – Angaben, die aus den Experimenten nicht zugänglich sind. Diese erstmals beschriebenen Daten zeigten einen Übergang von Blochwänden parallel zur c -Achse oberhalb des Spin-Reorientierungs-Bereiches zu Néelwänden parallel zur a - bzw. c -Richtung nach der Öffnung des magnetisch leichten Kegels. Mit sinkenden Temperaturen behalten die Wände parallel zur c -Achse ihren Néel-

Charakter, während die Wände parallel zur a -Achse Bloch-Anteile erhalten. Unterhalb des Spin-Reorientierungs-Übergangs liegen Blochwände vor, die parallel zur a -Achse orientiert sind. Diese Wände weisen keine magnetokristalline Anisotropieenergie auf. Sie wurden in der Literatur bisher noch nicht beschrieben.

Noch offen sind analytische Betrachtungen der Domänenwandweiten in Abhängigkeit von den Anisotropiekonstanten. Solche Auswertungen gehen aber über das Ziel der mikromagnetischen Betrachtungen dieser Dissertation hinaus und stellen eine Aufgabe für zukünftige weitergehende Untersuchungen auf diesem Gebiet dar.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit präsentiert die ersten detaillierten Untersuchungen des Spin-Reorientierungs-Übergangs in epitaktischen NdCo_5 -Schichten, nachdem dieses Material bisher nur in Form von Massiv- oder Pulverproben analysiert wurde. Unter Verwendung zweier verschiedener Substrate, $\text{MgO}(110)$ und $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$, konnten sowohl *in-plane*- als auch *out-of-plane*-texturierte Proben hergestellt werden, die sich jeweils für die Untersuchung ausgewählter Aspekte eignen.

Röntgendiffraktometrie- und Texturmessungen wiesen für die auf $\text{MgO}(110)$ -Substraten mit Cr-Pufferschicht präparierten Proben ein epitaktisches Wachstum mit der Texturbeziehung $\text{NdCo}_5(10\bar{1}0)[0001]||\text{Cr}(211)[0\bar{1}1]||\text{MgO}(110)[001]$ nach. Die Messung charakteristischer Reflexe und die Auswertung der Gitterkonstanten ergaben eine Zusammensetzung der Proben aus einer Nd-armen $\text{Nd}_{1-y}\text{Co}_{5+2y}$ - und einer Nd-reichen Nd_2Co_7 -Phase. Die sehr gute Qualität der Texturierung erlaubte die Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften und deren Temperaturabhängigkeit entlang ausgewählter kristallografischer Richtungen.

Magnetische Hysteresemessungen im Temperaturbereich zwischen 400 und 200 K zeigten deutlich den Übergang von einer magnetisch leichten *c*-Achse über einen magnetisch leichten Kegel hin zu einer magnetisch leichten *a*-Achse. Zur Bestimmung der Übergangstemperaturen zwischen den verschiedenen Regimen der magnetokristallinen Anisotropie und zur Ermittlung des Spin-Reorientierungs-Winkels im Regime des magnetisch leichten Kegels wurden temperaturabhängige Messungen der Remanenz durchgeführt. Die erhaltenen Übergangstemperaturen von 310 bzw. 255 K liegen über den in der Literatur für Massiv- bzw. Pulverproben veröffentlichten Werten. Eine mögliche Ursache für die Abweichungen stellen durch die Probenpräparation in die Schicht eingebrachte Spannungen dar. Aus den Hysteresemessungen entlang der magnetisch harten Richtung im Regime der magnetisch leichten *c*- bzw. *a*-Achse wurden die Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung mit Hilfe der Sucksmith-Thompson-Beziehung berechnet. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit Literaturwerten für den Bereich der magnetisch leichten Ebene. Die gefundenen Abweichungen im Temperaturbereich der magnetisch leichten *c*-Achse sind auf den Einfluss der Fremdphasen zurückführbar. Darüber hinaus ist die Sättigungsmagneti-

sierung der untersuchten Probe bei diesen Temperaturen im Vergleich zu Literaturangaben reduziert. Die Winkelabhängigkeit der gemessenen Schaltfelder bei 400 bzw. 100 K deutet auf einen pinning-dominierten Koerzitivfeldstärkemechanismus hin.

Für die auf $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ -Substraten hergestellten NdCo_5 -Schichten konnte ebenfalls ein epitaktisches Wachstum mittels Röntgendiffraktometrie- und Texturmessungen nachgewiesen werden. Die epitaktische Beziehung lautet in diesem Fall $\text{NdCo}_5(0001)[11\bar{2}0]||\text{Ru}(0001)[11\bar{2}0]||\text{Al}_2\text{O}_3(0001)[10\bar{1}0]$. Zwar erschwert bei diesen Proben der Einfluss der Formanisotropie die Analyse des Spin-Reorientierungs-Übergangs. Jedoch haben die *Out-of-plane*-Schichten den Vorteil, dass bei tiefen Temperaturen die magnetisch leichte Ebene parallel zur Schichtebene liegt, so dass eine Untersuchung der magnetokristallinen Anisotropie innerhalb der Basalebene zwischen a - und b -Achse möglich ist. Der Einfluss der magnetokristallinen Anisotropie der höheren Ordnung zeigte sich in einem unterschiedlichen magnetischen Schaltverhalten entlang der beiden Richtungen. Um ein detaillierteres Verständnis für diese Anisotropie zu erhalten, sollten die in der Kooperation mit Herrn Dr. Mattheis vom Institut für Photonische Technologien Jena begonnenen Torque-Magnetometrie-Messungen weitergeführt werden.

Sehr ausführlich wurde die Domänenkonfiguration der *in-plane*-texturierten NdCo_5 -Schichten mit Hilfe der spinpolarisierten Rasterelektronenmikroskopie untersucht. Zunächst erfolgte die Aufzeichnung des Domänenmusters im Temperaturbereich zwischen 320 und 240 K, also über den gesamten Spin-Reorientierungs-Bereich hinweg. Die Messungen zeigten eine Zweidomänenkonfiguration mit einer Ausrichtung der Magnetisierung in den Domänen parallel zur c -Achse für Temperaturen oberhalb von 318 K. Beim Abkühlen ergab sich eine Aufspaltung in vier Magnetisierungsrichtungen, die den vier magnetisch leichten Achsen im Regime des magnetisch leichten Kegels entsprechen. Unterhalb von 252 K lag wiederum ein Zweidomänenzustand mit einer Ausrichtung der Magnetisierung parallel zur a -Achse vor. Aus den SEMPA-Daten konnte direkt der Öffnungswinkel θ_{SR} im Temperaturbereich des magnetisch leichten Kegels abgeleitet werden. Die Werte stimmen gut mit den aus den globalen Magnetisierungsmessungen ermittelten Daten überein, was die Übertragbarkeit der Ergebnisse der oberflächensensitiven Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse auf die gesamte Schicht bestätigt.

Eine Analyse der Magnetisierungsprozesse an verschiedenen Domänenwänden über den Spin-Reorientierungs-Bereich ergab, dass bei allen beobachteten Temperaturen 45° -Wände vorhanden sind. Sie enthalten sowohl im Regime der magnetisch leichten c - als auch a -Achse magnetische Ladungen. Hingegen laufen die Magnetisierungsprozesse an den parallel zur a -Achse bzw. c -Achse orientierten Domänenwänden, die nur bei tiefen bis mittleren bzw. mittleren bis hohen Temperaturen vorhanden sind, ladungsfrei ab. Die Rotation der mag-

netischen Momente in den angrenzenden Domänenwänden erfolgt beim Erwärmen bzw. Abkühlen durch den Spin-Reorientierungs-Übergang so, dass im Ergebnis die Magnetisierung in beiden ursprünglichen Domänen parallel zueinander ausgerichtet ist, sich die Wände also auflösen.

Um Aussagen über die Art der Domänenwände treffen zu können und um ein erweitertes Verständnis der aus den SEMPA-Messungen hervorgehenden Domänenprozesse zu erlangen, erfolgten mikromagnetische Simulationsrechnungen. Unter Verwendung der aus den VSM- und SEMPA-Daten ermittelten magnetokristallinen Anisotropiekonstanten konnten die verschiedenen Bereiche magnetokristalliner Anisotropie betrachtet werden. Dazu wurden mehrere Szenarien ausgehend von einem definierten Anfangszustand, einer Zweidomänenkonfiguration mit einer Orientierung der Magnetisierung parallel zur c -Achse bei 400 K, analysiert. In homogenen Systemen zeigte sich beim „Abkühlen“, dass heißt der systematischen Änderung der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten, der Übergang zu einem Eindomänenzustand im Regime der magnetisch leichten Ebene. Dieses Ergebnis entspricht nicht dem experimentell beobachteten Verhalten, so dass zusätzliche Inhomogenitäten (Pinningzentren) in das System eingefügt wurden. Dies erfolgte durch die Integration von Bereichen mit geänderten Werten der Sättigungsmagnetisierung, der Austausch- oder magnetokristallinen Anisotropiekonstanten in die berechnete Geometrie. Zusammenfassend für die verschiedenen Haftzentren lässt sich schlussfolgern, dass sie beim Abkühlen eine Aufspaltung des Zweidomänenzustandes bei 400 K in einen Vierdomänenzustand im Bereich des magnetisch leichten Konus bewirken und schließlich zu einem Zweidomänenzustand im Regime der magnetisch leichten Ebene führen. Ursache dafür sind an den Pinnern lokal entstehende Streufelder.

Die Simulationen – auch mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen – zeigten, dass im Regime der magnetisch leichten c -Achse Blochwände vorliegen, die parallel zur c -Achse ausgerichtet sind. Beim Abkühlen in das Regime des magnetisch leichten Kegels erhalten diese Wände einen Néel-Charakter und lösen sich beim Übergang zur magnetisch leichten Ebene auf. Zusätzlich bilden sich ausgehend von hohen Temperaturen im Regime des magnetisch leichten Kegels Wände parallel zur a -Achse, die einen gemischten Bloch-Néel-Charakter aufweisen. Aus ihnen entstehen beim Übergang zur magnetisch leichten a -Achse Blochwände. Die Bildung und das Auflösen von Domänenwänden parallel zur a - bzw. c -Achse entspricht dem per SEMPA beobachteten Verhalten.

Was bisher mit den Simulationsrechnungen nicht nachvollzogen werden konnte, ist die Existenz der 45°-Wände. Um diese mit den Simulationen untersuchen zu können, muss mit offenen Randbedingungen gerechnet und ein größeres Simulationsgebiet betrachtet werden. Dies war bisher auf Grund der zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten nicht

möglich. Die Betrachtung schräger Wände stellt jedoch eine sehr interessante Aufgabe für weiterführende Simulationen dar.

Die *in-plane*-texturierten NdCo₅-Proben zeigten in den VSM-Messungen einen „Gedächtniseffekt“. Nach ursprünglicher Sättigung der NdCo₅-Schicht bei 400 K in magnetisch leichter Richtung wurde die Probe im Nullfeld abgekühlt und erwärmt und währenddessen die Magnetisierung parallel zur *c*-Achse gemessen. Nach einem Abfall der Magnetisierung auf Null nach Abkühlen in den Zustand der magnetisch leichten Ebene nahmen die gemessenen Werte beim Wiederaufheizen zu, erreichten jedoch nicht vollständig den Wert zu Beginn des Experiments. Aus diesen Messungen folgte, dass sich nach dem Abkühlen ein Großteil der magnetischen Momente wieder entlang der ursprünglichen Sättigungsrichtung orientiert. Dieses Phänomen ließ sich ebenfalls im SEMPA beobachten. Die SEMPA-Ergebnisse verdeutlichen, dass aus dem bei 400 K gesättigten Zustand beim Abkühlen in den Bereich des magnetisch leichten Kegels ein Zweidomänenzustand hervorgeht. Dabei liegt die Magnetisierung in den beiden Richtungen des magnetisch leichten Kegels, die beim Öffnen direkt aus der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung hervorgehen. Ein weiteres Abkühlen führt zu einem Zweidomänenzustand im Regime der magnetisch leichten Ebene. Beim anschließenden Wiederaufheizen bilden sich zu kleinen Anteilen auch Domänen in entgegen der ursprünglichen Sättigung orientierten Richtungen. Die ursprüngliche Ausrichtung dominiert jedoch. Die Simulationsrechnungen bestätigen die Annahme, dass eine mögliche Ursache für diesen „Gedächtniseffekt“ in den Domänenwänden liegt, die auch bei tiefen Temperaturen Magnetisierungsponenten der ursprünglich vorhandenen Magnetisierungsrichtung bei 400 K enthalten.

Die in der vorliegenden Dissertation erstmals an dünnen NdCo₅-Schichten erarbeiteten Kenntnisse über das sehr interessante Phänomen des Spin-Reorientierungs-Übergangs ermöglichen den Zugang zu neuen Schichtsystemen, Multilagen und Heterostrukturen, die in dem wachsenden Einsatzgebiet dünner magnetischer Schichten Verwendung finden können.

Abbildungsverzeichnis

2.1.1	Magnetokristalline Anisotropie verschiedener Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen in Abhängigkeit von der Temperatur.	6
2.2.1	Prinzipskizze der $M(H)$ -Kurven für Messungen parallel zu einer magnetisch leichten bzw. magnetisch harten Richtung.	7
2.2.2	Abhängigkeit der Anisotropieenergiedichte vom Winkel θ für die Fälle „magnetisch leichte Achse“, „magnetisch leichter Kegel“ und „magnetisch leichte Ebene“.	8
2.3.1	Konfiguration der Magnetisierung in (a) Bloch- und (b) Néelwänden. . .	10
2.3.2	Definition der Domänenwandweite nach Lilley [Lil50].	11
2.3.3	Schematische Darstellung einer Kreis- und einer Kreuz-Blochlinie.	12
2.4.1	Nd-Co-Phasendiagramm.	14
2.4.2	Kristallstruktur von NdCo_5	15
2.4.3	Temperaturabhängigkeit der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten von NdCo_5	15
2.4.4	Kristallstruktur von Nd_2Co_7 und $\text{Nd}_2\text{Co}_{17}$	16
3.1.1	Funktionsschema der gepulsten Laserdeposition.	20
3.1.2	Schichtaufbau und Orientierung der NdCo_5 -Kristalle für Proben auf (a) $\text{MgO}(110)$ - und (b) $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ -Substraten.	21
3.2.1	Simulierte Polfiguren der (a) gemeinsamen und (b) charakteristischen Reflexe der Nd-Co-Phasen.	23
3.4.1	Funktionsschema des SEMPA.	25
3.4.2	SEMPA-Aufnahme einer NdCo_5 -Probe bei 320 K und zugehöriger Farbkreis.	26
3.5.1	Für die mikromagnetischen Simulationen verwendete Geometrie.	27
3.5.2	Beispiel für die Darstellung der Simulationsergebnisse.	28
4.1.1	Röntgendiffraktogramm einer auf einem $\text{MgO}(110)$ -Substrat mit Cr-Puffer abgeschiedenen NdCo_5 -Probe.	30

4.1.2	Polfiguren des $(20\bar{2}0)$ -, $(11\bar{2}0)$ - und des $(11\bar{2}1)$ -Pols einer <i>In-plane</i> -NdCo ₅ -Schicht.	31
4.1.3	Polfiguren der charakteristischen Reflexe von NdCo ₅ , Nd ₂ Co ₇ sowie Nd ₂ Co ₁₇	31
4.2.1	VSM-Messungen einer <i>In-plane</i> -NdCo ₅ -Probe bei (a) 400 K, (b) 300 K, (c) 280 K, (d) 200 K sowie eine Zusammenstellung der Hysteresemessungen bei verschiedenen Temperaturen zwischen 400 und 200 K entlang der (e) <i>c</i> - und (f) <i>a</i> -Achse.	33
4.2.2	(a) Messung der temperaturabhängigen Remanenz im Nullfeld nach vorheriger Sättigung parallel zur <i>a</i> - bzw. <i>c</i> -Achse und (b) Veranschaulichung des Prozesses.	35
4.2.3	Verlauf des Spin-Reorientierungs-Winkels θ_{SR} in Abhängigkeit von der Temperatur.	36
4.2.4	Vergleich der gemessenen und mit Hilfe des Spin-Reorientierungs-Winkels θ_{SR} berechneten Remanenzwerte für die Messwinkel (a) $\phi = 20^\circ$ und (b) $\phi = 55^\circ$	37
4.2.5	Die mit der Sucksmith-Thompson-Methode berechneten K_1 - und K_2 -Werte im Vergleich zu Literaturangaben.	38
4.2.6	Schaltfelder in Abhängigkeit vom Winkel ϕ zwischen angelegtem Magnetfeld und der <i>c</i> -Achse für 400 und 100 K.	39
5.1.1	XRD-Messung einer auf einem Al ₂ O ₃ (0001)-Substrat mit Ru-Puffer präparierten NdCo ₅ -Schicht.	42
5.1.2	Polfiguren der $(10\bar{1}1)$ - und $(20\bar{2}1)$ -Texturmessung einer <i>Out-of-plane</i> -NdCo ₅ -Schicht.	43
5.2.1	Bei 400 K an der <i>Out-of-plane</i> -NdCo ₅ -Probe gemessene magnetische Hysteresekurven.	44
5.2.2	Temperaturabhängige Remanenz gemessen parallel zur <i>a</i> -, <i>b</i> - und <i>c</i> -Richtung.	45
5.2.3	Bei 20 K an der <i>Out-of-plane</i> -NdCo ₅ -Probe gemessene Hysteresekurven.	46
6.1.1	SEMPA-Aufnahmen einer NdCo ₅ -Probe im Ausgangszustand im Temperaturbereich zwischen 240 und 320 K.	49
6.1.2	Ausgewählte SEMPA-Aufnahmen für die drei Bereiche der magnetokristallinen Anisotropie und Skizze der magnetisch leichten Richtungen.	50
6.2.1	Charakteristische Ausschnitte der Domänenwände, die deren Änderung über die Spin-Reorientierung verdeutlichen.	51

6.2.2	Magnetisierungsprozesse an einer 45°-Domänenwand.	53
6.2.3	Magnetisierungsprozesse an einer Domänenwand parallel zur c -Achse. . .	55
6.2.4	Magnetisierungsprozesse an einer Domänenwand parallel zur a -Achse. . .	56
6.2.5	Übersichtsmessung und hochaufgelöste Aufnahme der NdCo ₅ -Probe bei 296 K.	57
6.3.1	VSM-Messung eines Kühl-/Heizzyklus nach Sättigung der NdCo ₅ <i>In-plane</i> -Probe bei 400 K in einem 9 T-Feld parallel zur c -Achse.	58
6.3.2	SEMPA-Aufnahmen einer <i>In-plane</i> -NdCo ₅ -Probe für einen Kühl- und Heizzyklus nach vorangegangener Sättigung der Probe im Magnetfeld. . .	59
6.4.1	Aus den SEMPA-Messungen abgeleiteter Spin-Reorientierungs-Winkel θ_{SR} . 62	
7.0.1	(a) Startkonfiguration der Magnetisierung für die Simulationsrechnungen mit periodischen Randbedingungen und (b) Ergebnis der Simulation für 400 K.	66
7.1.1	Ergebnis der Simulationen der ungestörten Situation für die verschiedenen Regime des Spin-Reorientierungs-Übergangs.	69
7.2.1	Ergebnisse der Simulation bei 400 K für die Konfiguration mit Austauschpinningzentren.	71
7.2.2	Analytisch nach Gl. (2.3.1) berechneter und aus der Simulation resultierender Blochwandwinkel ϕ	71
7.2.3	Ergebnis der Simulation für 300 K und Definition der Achsen x' und z' sowie der Winkel ψ_1 und ψ_2	72
7.2.4	Orientierung der magnetischen Momente entlang eines Querschnittes durch die Domänenwände bei 300 K.	73
7.2.5	Magnetisierungskomponenten und Blochwandprofil für ein 50 × 50 Zellen großes Austauschpinningzentrum bei 400 K.	74
7.2.6	x -Komponente der Magnetisierung bei 400 und 300 K für den 50 × 50 Zellen großen Austauschpinning sowie Skizze der Streufelder und Bildung der Kreis-Blochlinie.	76
7.2.7	Magnetisierungskonfiguration bei 285 K und Spinkonfiguration entlang eines Querschnittes der Wände.	77
7.2.8	Orientierung der magnetischen Momente entlang eines Querschnittes durch die Domänenwände bei 285 K.	78
7.2.9	Magnetisierungskonfiguration bei 200 K für die Pinningzentren mit reduzierter Austauschkonstante.	79

7.2.10	Magnetisierungskonfiguration bei 400 K für die Pinningzentren mit reduzierter Sättigungsmagnetisierung.	81
7.2.11	Magnetisierungskonfiguration bei 300 K für die Pinner mit reduzierter Sättigungsmagnetisierung.	82
7.2.12	Magnetisierungskonfiguration bei 300 K für die Pinner mit reduzierten magnetokristallinen Anisotropiekonstanten und Skizze zur Entstehung der Kreis-Blochlinie.	83
7.3.1	Vergleich der SEMPA-Messungen und MicroMagus -Simulationen für die drei charakteristischen Situationen (a) magnetisch leichte Ebene, (b) magnetisch leichter Kegel und (c) magnetisch leichte Achse.	85

Tabellenverzeichnis

2.2.1 Zusammenfassung der möglichen Magnetisierungsszenarien in NdCo ₅	8
2.4.1 In verschiedenen Literaturquellen angegebener Temperaturbereich T_{SR2} – T_{SR1} der Spin-Reorientierung in NdCo ₅	14
2.4.2 Curie-Temperatur und Spin-Reorientierungs-Bereich verschiedener Nd-Co- Phasen	17
3.2.1 Charakteristische Röntgenreflexe im Nd-Co-System (für die verwendete Cu- $K\alpha$ -Strahlung)	23
6.4.1 Mit den Ergebnissen der VSM- und SEMPA-Messungen ermittelte Werte von K_1 und K_2	62
7.0.1 Für die Simulationsrechnungen betrachtete Temperaturen, magnetokristal- line Anisotropiekonstanten und entsprechende Spin-Reorientierungs-Winkel θ_{SR}	65
7.2.1 Aus den Simulationsergebnissen berechnete Domänenwandweiten	80

Literaturverzeichnis

- [AB80] G. Asti and F. Bolzoni. Theory of first order magnetization processes: Uniaxial anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 20(1):29–43, 1980.
- [ADZ82] A.V. Andreev, A.V. Deryagin, and S.M. Zadvorkin. Anomalies in the thermal expansion and resistivity of NdCo₃ at the spin-reorientation phase transition. *Physica Status Solidi A*, 70(2):K113–K115, 1982.
- [AGLL81] J.M. Alameda, D. Givord, R. Lemaire, and Q. Lu. Co energy and magnetization anisotropies in RCo₅ intermetallics between 4.2 K and 300 K. *Journal of Applied Physics*, 52(3):2079–2081, 1981.
- [BAT⁺93] M.I. Bartashevich, A.V. Andreev, E.N. Tarasov, T. Goto, and M. Yamaguchi. Magnetic properties and spontaneous magnetostriction of a Sm₂Co₇ single crystal. *Physica B: Condensed Matter*, 183(4):369–378, 1993.
- [BG] D. V. Berkov and N. L. Gorn. **MicroMagus** - package for micromagnetic simulations, www.micromagus.de.
- [BGY92] M.I. Bartashevich, T. Goto, and M. Yamaguchi. Field induced magnetic phase transition and magnetostriction in ErCo₃, HoCo₃ and Nd₂Co₇ single crystals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 111(1-2):83–89, 1992.
- [BGY⁺93] M.I. Bartashevich, T. Goto, M. Yamaguchi, I. Yamamoto, and R.J. Radwanski. High field magnetization of NdCo₅ and NdCo₅H₃ single crystals. *Solid State Communications*, 87(12):1093–1095, 1993.
- [BJ93] M.S.S. Brooks and B. Johansson. Density functional theory of the ground-state magnetic properties of rare earths and actinides. *Handbook of Magnetic Materials*, 7:139–230, 1993.

- [BKFJ98] M. Benaissa, K.M. Krishnan, E.E. Fullerton, and J.S. Jiang. Magnetic anisotropy and its microstructural origin in epitaxially grown SmCo thin films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(4):1204–1206, 1998.
- [BL65] W.F. Brown and A.E. LaBonte. Structure and energy of one-dimensional domain walls in ferromagnetic thin films. *Journal of Applied Physics*, 36(4):1380–1386, 1965.
- [Bus77] K.H.J. Buschow. Intermetallic compounds of rare-earth and 3d transition metals. *Reports on Progress in Physics*, 40:1179, 1977.
- [BVdG71] K.H.J. Buschow and A.S. Van der Goot. Composition and crystal structure of hexagonal Cu-rich rare earth-copper compounds. *Acta Crystallographica Section B: Structural Crystallography and Crystal Chemistry*, B27(6):1085–1088, 1971.
- [BVLLS66] H. Bartholin, B. Van Laar, R. Lemaire, and J. Schweizer. Etude magnetique du compose intermetallique NdCo₅. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 27(8):1287–1293, 1966.
- [Cam72] I.A. Campbell. Indirect exchange for rare earths in metals. *Journal of Physics F: Metal Physics*, 2:L47, 1972.
- [CaR] CaRIne. The crystallographic software for research and teaching, version 3.1.
- [CL59] D.T. Cromer and A.C. Larson. The crystal structure of Ce₂Ni₇. *Acta Crystallographica*, 12(11):855–859, 1959.
- [DGL⁺76] J. Deportes, D. Givord, R. Lemaire, H. Nagai, and Y.T. Yang. Influence of substitutional pairs of cobalt atoms on the magnetocrystalline anisotropy of cobalt-rich rare-earth compounds. *Journal of the Less Common Metals*, 44:273–279, 1976.
- [DT61] H.D. Dietze and H. Thomas. Bloch- und Néel-Wände in dünnen ferromagnetischen Schichten. *Zeitschrift für Physik*, 163(5):523–534, 1961.
- [EK04] A.S. Ermolenko and A.V. Korolev. Spontaneous and magnetic-field-induced spin-reorientation first-order phase transitions in RCo₅-type compounds. *Physics of Metals and Metallography*, 98(1):31, 2004.

- [Erm76] A. Ermolenko. Magnetocrystalline anisotropy of rare earth intermetallics. *IEEE Transactions on Magnetics*, 12(6):992–996, 1976.
- [FHLB93] M. Fähnle, K. Hummler, M. Liebs, and T. Beuerle. Ab initio electron theory for hard-magnetic rare-earth-transition-metal intermetallics. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 57(1):67–76, 1993.
- [FHOK11] R. Frömter, S. Hankemeier, H.P. Oepen, and J. Kirschner. Optimizing a low-energy electron diffraction spin-polarization analyzer for imaging of magnetic surface structures. *Review of Scientific Instruments*, 82:033704, 2011.
- [GJP+02] Z.J. Guo, J.S. Jiang, J.E. Pearson, S.D. Bader, and J.P. Liu. Exchange-coupled Sm–Co/Nd–Co nanomagnets: correlation between soft phase anisotropy and exchange field. *Applied Physics Letters*, 81:2029, 2002.
- [GJY+03] Z.J. Guo, J.S. Jiang, C.Y. You, V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, J.P. Liu, and S.D. Bader. Exchange coupling in epitaxial Sm–Co (1 $\bar{1}$ 00)/Nd–Co exchange-spring bilayers. *Journal of Applied Physics*, 93:8122, 2003.
- [GR73] J.E. Greedan and V.U.S. Rao. An analysis of the rare earth contribution to the magnetic anisotropy in RCo₅ and R₂Co₁₇ compounds. *Journal of Solid State Chemistry*, 6(3):387–395, 1973.
- [Han10] S. Hankemeier. Dissertation, The magnetic fine structure of thin-film elements, Universität Hamburg, Deutschland, 2010.
- [HS98] A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. Springer Verlag, 1998.
- [Hub70] A. Hubert. Stray-field-free and related domain wall configurations in thin magnetic films (II). *Physica Status Solidi (b)*, 38(2):699–713, 1970.
- [KBBK02] W. Kleber, H.-J. Bautsch, J. Bohm, and D. Klimm. *Einführung in die Kristallographie*. Oldenbourg, 2002.
- [KMP75] H.P. Klein, A. Menth, and R.S. Perkins. Magnetocrystalline anisotropy of light rare-earth cobalt compounds. *Physica B+C*, 80(1-4):153–163, 1975.
- [Kon40] E. Kondorsky. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Journal of Physics - USSR*, 2:161, 1940.

- [KZGDB92] X.C. Kou, T.S. Zhao, R. Grössinger, and F.R. De Boer. AC-susceptibility anomaly and magnetic anisotropy of R_2Co_{17} compounds, with $R = Y, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm,$ and Lu . *Physical Review B*, 46(10):6225, 1992.
- [LDGL07] X. Liu, Z. Du, C. Guo, and C. Li. Thermodynamic assessment of the Co-Nd system. *Journal of Alloys and Compounds*, 439(1-2):97–102, 2007.
- [Lil50] B.A. Lilley. LXXI. Energies and widths of domain boundaries in ferromagnetics. *Philosophical Magazine Series 7*, 41(319):792–813, 1950.
- [LL35] L.D. Landau and E.M. Lifschitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, 8:158, 1935.
- [Née56] L. Néel. Remarks on the theory of the magnetic properties of thin layers and fine grains. *Journal de Physique et le Radium*, 17:250, 1956.
- [OK04] T. C. Ozawa and S. J. Kang. Balls & Sticks: Easy-to-use structure visualization and animation creating program. *Journal of Applied Crystallography*, 37:679, 2004.
- [OKK⁺76] M. Ohkoshi, H. Kobayashi, T. Katayama, M. Hirano, and T. Tsushima. Spin reorientation in $NdCo_5$ single crystals. In *AIP Conference Proceedings*, volume 29, page 616, 1976.
- [PGVP86] C. Patterson, D. Givord, J. Voiron, and S.B. Palmer. Magnetoelastic effects in the spin reorientation region of single crystal $NdCo_5$. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 54:891–892, 1986.
- [PNF⁺07] A.K. Patra, V. Neu, S. Fähler, R. Groetzschel, S. Bedanta, W. Kleemann, and L. Schultz. Crystal structure and its correlation to intrinsic and extrinsic magnetic properties of epitaxial hard magnetic Pr-Co films. *Physical Review B*, 75(18):184417, 2007.
- [PQL09] H. Pang, L. Qiao, and F.S. Li. Calculation of magnetocrystalline anisotropy energy in $NdCo_5$. *Physica Status Solidi (b)*, 246(6):1345–1350, 2009.
- [PSW81] F. Pourarian, M.V. Satyanarayana, and W.E. Wallace. Magnetostrictive strain and thermal expansion in $NdCo_5$ in the spin orientation temperature region. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 25(1):113–116, 1981.

- [Rad86] R.J. Radwanski. The rare earth contribution to the magnetocrystalline anisotropy in RCo_5 intermetallics. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 62(1):120–126, 1986.
- [Ric98] M. Richter. Band structure theory of magnetism in 3d-4f compounds. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 31:1017, 1998.
- [RS75] A. Ray and K. Strnat. Magnetic properties of rare earth-cobalt phases R_5Co_{19} . *IEEE Transactions on Magnetics*, 11(5):1429–1430, 1975.
- [SAM] SAMx. **StrataGem**, Thin films analysis software.
- [Sei08] M. Seifert. Diplomarbeit, Dünne epitaktische SmCo_5 -Schichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie, Technische Universität Dresden, Deutschland, 2008.
- [SH01] R. Schäfer and G. Herzer. Continuous magnetization patterns in amorphous ribbons. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(4):2245–2247, 2001.
- [SHO⁺67] K. Strnat, G. Hoffer, J. Olson, W. Ostertag, and J.J. Becker. A family of new cobalt-base permanent magnet materials. *Journal of Applied Physics*, 38(3):1001–1002, 1967.
- [SNF⁺08] A. Singh, V. Neu, S. Fähler, K. Nenkov, L. Schultz, and B. Holzapfel. Mechanism of coercivity in epitaxial SmCo_5 thin films. *Physical Review B*, 77(10):104443, 2008.
- [SNS09] M. Seifert, V. Neu, and L. Schultz. Epitaxial SmCo_5 thin films with perpendicular anisotropy. *Applied Physics Letters*, 94(2):022501–022501, 2009.
- [SNT⁺06] A. Singh, V. Neu, R. Tamm, K. Rao, S. Faehler, W. Skrotzki, L. Schultz, and B. Holzapfel. Pulsed laser deposited epitaxial Sm–Co thin films with uniaxial magnetic texture. *Journal of Applied Physics*, 99:08E917, 2006.
- [SSN09] M. Seifert, L. Schultz, and V. Neu. Magnetization processes and spin reorientation in epitaxial NdCo_5 thin films. *Journal of Applied Physics*, 106:073915, 2009.
- [SSN10] M. Seifert, L. Schultz, and V. Neu. Investigation of the c -axis and basal plane anisotropy in epitaxial NdCo_5 thin films. *Journal of Applied Physics*, 107(9):09A711–09A713, 2010.

- [ST54] W. Sucksmith and J.E. Thompson. The magnetic anisotropy of cobalt. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 225(1162):362, 1954.
- [SW48] E.C. Stoner and E. P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, pages 599–642, 1948.
- [TA96] G. Turilli and G. Asti. Model for initial susceptibility as a function of temperature in the presence of spin reorientation transitions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 157:371–372, 1996.
- [TBKS65] H. Träuble, O. Boster, H. Kronmüller, and A. Seeger. Ferromagnetische Eigenschaften hexagonaler Kobalt-Einkristalle. *Physica Status Solidi (b)*, 10(1):283–302, 1965.
- [TOFI71] E. Tatsumoto, T. Okamoto, H. Fujii, and C. Inoue. Saturation magnetic moment and crystalline anisotropy of single crystals of light rare earth–cobalt compounds RCo_5 . In *Le Journal de Physique Colloques*, volume 32, pages 1–1. Hiroshima Univ., 1971.
- [TOO65] E.J. Torok, A.L. Olson, and H.N. Oredson. Transition between Bloch and Néel walls. *Journal of Applied Physics*, 36(4):1394–1399, 1965.
- [VB68] W. Velge and K.H.J. Buschow. Magnetic and crystallographic properties of some rare earth cobalt compounds with CaZn_5 structure. *Journal of Applied Physics*, 39(3):1717–1720, 1968.
- [WCG+84] W. Wallace, R. Craig, H. Gupta, S. Hirosawa, A. Pedziwiatr, E. Oswald, and E. Schwab. High energy magnets from PrCo_5 . *IEEE Transactions on Magnetics*, 20(5):1599–1601, 1984.
- [WCJG92] C.H. Wu, Y.C. Chuang, X.M. Jin, and X.H. Guan. Phase diagram of the cobalt-rich portion of the Nd–Co binary system. *Zeitschrift für Metallkunde*, 83(3):162–164, 1992.
- [WG59] J.H. Wernick and S. Geller. Transition element-rare earth compounds with Cu_5Ca structure. *Acta Crystallographica*, 12(9):662–665, 1959.

Publikationen

Artikel:

- M. Seifert, V. Neu, K. Nenkov, and L. Schultz. Epitaxial growth, thickness and temperature dependent properties of thin SmCo₅ films with perpendicular anisotropy. *Proceedings of 20th International Workshop on Rare Earth Permanent Magnets*, 233–235, 2008.
- M. Seifert, V. Neu, and L. Schultz. Epitaxial SmCo₅ thin films with perpendicular anisotropy. *Applied Physics Letters*, **94**(2):022501–022501, 2009.
- M. Seifert, L. Schultz, and V. Neu. Magnetization processes and spin reorientation in epitaxial NdCo₅ thin films. *Journal of Applied Physics*, **106**:073915, 2009.
- M. Seifert, L. Schultz, and V. Neu. Investigation of the *c*-axis and basal plane anisotropy in epitaxial NdCo₅ thin films. *Journal of Applied Physics*, **107**(9):09A711–09A713, 2010.
- S. Sawatzki, R. Heller, C. Mickel, M. Seifert, L. Schultz, and V. Neu. Largely enhanced energy density in epitaxial SmCo₅/Fe/SmCo₅ exchange spring trilayers. *Journal of Applied Physics*, **109**:123922, 2011.
- E. Stilp, J. Freudenberger, M. Seifert, A.K. Patra, S. Menzel, I. Mönch, L. Schultz, and V. Neu. Probing the anisotropy constants of SmCo₅ and PrCo₅ by Hall resistance measurements in pulsed high magnetic fields up to 47 T. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **324**:1711—1714, 2012.
- M. Seifert, I. Knittel, U. Hartmann, L. Schultz, and V. Neu. Field and time dependent, local and global magnetization behaviour of out-of-plane textured SmCo₅ thin films. *Journal of Physics D: Applied Physics*. **45**:175001, 2012.

Eingeladene Vorträge:

- M. Seifert, Magnetization processes and spin reorientation in epitaxial NdCo₅ thin films, Seminar über Wachstum und Magnetismus von Systemen reduzierter Dimensionen, Universität Hamburg, 12.11.2009.
- M. Seifert, Global and local investigation of the spin reorientation transition in epitaxial NdCo₅ thin films, Seminar, Facultad de Ingeniería de la Universidad de Buenos Aires, Argentina, 16.03.2012.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Personen Dank sagen, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Mein erster Dank gilt Prof. Ludwig Schultz für die Ermöglichung der Durchführung meiner Promotion an seinem Institut, für die Betreuung und die Übernahme des Erstgutachtens. Weiterhin danke ich Prof. Dirk C. Meyer von der Technischen Universität Bergakademie Freiberg für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Essentiell für den Fortschritt dieser Arbeit war die Unterstützung der Abteilung „Magnetische Mikrostrukturen“ und hier insbesondere der Arbeitsgruppe „Dünne Schichten“. Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Dr. Volker Neu für die wertvollen und intensiven Diskussionen und die Unterstützung während der gesamten Zeit.

Mein Dank richtet sich auch an Dr. Sebastian Fähler und Dr. Rudolf Schäfer für die hilfreichen Diskussionen und Anregungen.

Danke sage ich weiterhin Constanze Hasterock und Benjamin Schleicher für die Unterstützung bei der Datenerfassung und die Durchführung von EDX-Messungen.

Henry Stopfel danke ich für die Erstellung der Matrizen, die für die Simulationsrechnungen verwendet wurden. Ich danke Martin Kopte für die Einführung in den Umgang mit `GnuPlot`, womit die Pfeilbilder der Simulationsergebnisse gezeichnet wurden.

Weiterhin danke ich Katja Berger, Silvia Vock, Tanya Shapoval, Ulrike Wolff, Ulrike Besold, Stephan Zimmermann, Fabian Rhein und allen hier nicht Genannten, die mich auf diesem Weg begleitet und unterstützt haben.

Mein Dank gilt Sebastian Hankemeier, Robert Frömter und Prof. Oepen von der Universität Hamburg für die SEMPA-Messungen und die wertvollen Diskussionen bezüglich deren Interpretation. Sebastian danke ich auch für die Erstellung eines `Mathematica`-Scripts zur Darstellung der Simulationsergebnisse.

Bedanken möchte ich mich bei Hartmut Stöcker und Claudia Hürnich für das Korrekturlesen der Arbeit und bei Hartmut außerdem für die Hilfe bei diversen \LaTeX -Problemen.

Ich danke der Studienstiftung des Deutschen Volkes für die finanzielle Unterstützung.

Besonderer Dank gilt meiner Familie, ohne die ich die Herausforderung „Promotion“ nicht bewältigt hätte.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Festkörper- und Werkstoffforschung (IFW) Dresden unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. Ludwig Schultz (IFW und TU Dresden, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften) angefertigt.

Hiermit versichere ich, dass ich keine früheren erfolglosen Promotionsverfahren bestritten habe.

Hiermit erkenne ich die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften an der Technischen Universität Dresden in der Fassung vom 23. Februar 2011 an.

10. Mai 2012, Marietta Seifert