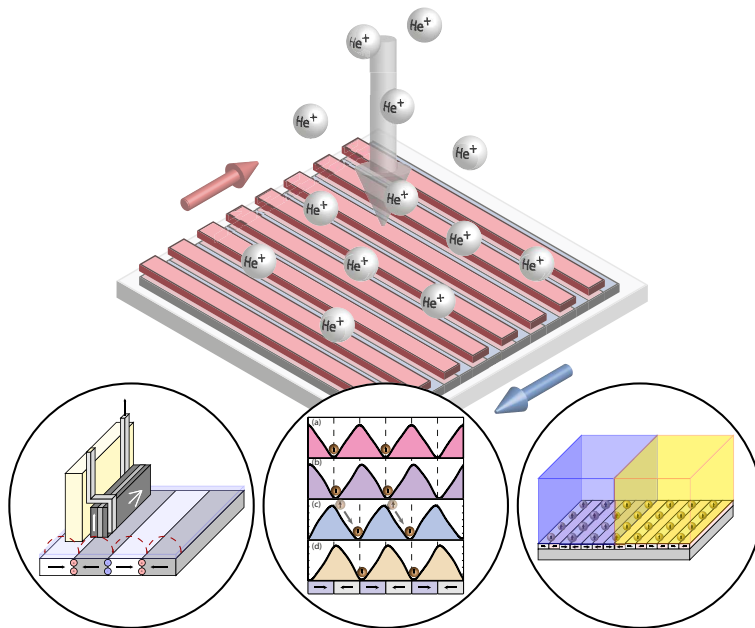

Transport magnetischer Partikel durch maßgeschneiderte
magnetische Feldlandschaften zur Anwendung in
mikrofluidischen Mischprozessen



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

im Fachbereich 10 - Mathematik & Naturwissenschaften
der Universität Kassel

vorgelegt von

Dipl. Nano-Sc. Dennis Holzinger

Kassel, August 2015

U N I K A S S E L
V E R S I T Ä T

Gutachter: Prof. Dr. Arno Ehresmann
Dr. Ulrike Wolff

Prüfer: Prof. Dr. Martin E. Garcia
Prof. Dr. Thomas Giesen

Tag der Disputation: 11. November 2015

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Magnetische Anisotropieeffekte	5
2.1.1	Magnetokristalline Anisotropie	8
2.1.2	Formanisotropie	9
2.1.3	Grenzflächenanisotropie	10
2.1.4	Magnetostriktion und magnetoelastische Anisotropie	11
2.1.5	Induzierte Anisotropie	11
2.2	Unidirektionale Anisotropie – <i>Exchange-Bias</i> (EB)	12
2.2.1	„Frühe“ Modelle	14
2.2.2	„Neuere“ Modelle	23
2.3	Ionenbeschussinduzierte Modifikation des EB	34
3	Experimentelle Methoden	39
3.1	Vibrationsmagnetometrie	39
3.2	KERR-Magnetometrie	41
3.3	Rasterkraft- und Magnetkraftmikroskopie	44
3.4	Herstellung magnetisch strukturierter EB-Systeme	48
4	Design magnetischer Feldlandschaften	51
4.1	Einleitung	52
4.2	Domänen und Domänenwände	53
4.2.1	Domänenwände in dünnen ferromagnetischen Schichten	54
4.2.2	Geladene Domänenwände	61
4.2.3	Analytisches MFL-Modell	62
4.3	Methoden zur Charakterisierung	65
4.3.1	Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie	65
4.3.2	Rastermagnetoresistive Mikroskopie	68

4.4	Ergebnisse und Diskussion	75
4.4.1	Magnetkraftmikroskopische Untersuchungen an geladenen Domänenwänden in parallelen <i>Exchange-Bias</i> Streifendomänen	75
4.4.2	Fernfeldcharakterisierung der magnetischen Feldlandschaft mittels Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie	87
4.4.3	Nahfeldcharakterisierung der magnetischen Feldlandschaft mittels raster-magnetoresistiver Mikroskopie	105
4.5	Fazit	116
5	Transport magnetischer Partikel	119
5.1	Einleitung	120
5.2	Theoretisches Modell	123
5.3	Experimentelle Realisierung	133
5.4	Ergebnisse und Diskussion	137
5.4.1	Modell zum gerichteten Transport magnetischer Partikel	137
5.4.2	Magnetfeld- und Ferromagnetschichtdickenabhängigkeit	146
5.4.3	Änderung des Partikelabstands zum EB-System	148
5.4.4	Variation der Partikelgröße	149
5.5	Fazit	151
6	Mikrofluidische Mischprozesse	155
6.1	Einleitung	156
6.2	Theoretisches Modell	159
6.3	Ergebnisse und Diskussion	164
6.4	Fazit	172
7	Zusammenfassung	175
8	Anhang	179
8.1	Probenherstellung	179
8.1.1	Abscheidung der Materialsysteme	179
8.1.2	Ionenbeschussinduzierte magnetische Strukturierung	180
8.2	Numerische Simulationen der magnetischen Feldlandschaft	181
8.3	Auswertung der Partikelgeschwindigkeit	183

KAPITEL 1

Einleitung

Der Integration von konventioneller Labor- und Analysetechnik auf miniaturisierte Technologieplattformen wie *Lab-on-a-Chip* (LOC) oder Mikrototalanalysesystemen (μ TAS) kommt eine zentrale Rolle im Bereich der allgemeinen Lebenswissenschaften und medizinischen Diagnostik zu.^[MGW90,SK01,Kni02,NW05,CLS12] Der Fokus liegt auf der Entwicklung von neuartigen, revolutionären und preiswerten Endgeräten, die insbesondere im Bereich der Individualmedizin einen hohen gesellschaftlichen Nutzen im Kontext der frühzeitigen Erkennung von krankheitsrelevanten Substanzen mit sich bringen.^[GHW11,JWL11,CLS12] Ein wesentlicher Vorteil liegt in dem patientennahen Einsatz von preiswerten und verlässlichen Mikrochips, wodurch kostspielige und zeitintensive Zentrallaboranalysen, die speziell in Entwicklungs- und Schwellenländern ein finanzielles Problem darstellen, entfallen.^[WAM10,JWL11,CLS12] Gleichzeitig wird durch die Möglichkeit der nahezu kontinuierlichen Aufzeichnung des Konzentrationsverlaufs krankheitsspezifischer Biomoleküle das Potential zur frühzeitigen Diagnose von Krankheiten und deren Prävention erhöht.^[JWL11,GHW11] Der geringe Substanzverbrauch der miniaturisierten Technologieplattformen bietet zudem einen monetären Vorteil für die industrielle Entwicklung von neuartigen Pharmazeutika und chemischen Wirkstoffen.^[RIA02,AC07] Die technischen Herausforderungen in der Entwicklung moderner LOC-Systeme liegen in der kontrollierten und verlässlichen Handhabung kleinster Flüssigkeitsmengen, der Adaption von komplexen, mehrstufigen Laboranalyseverfahren sowie dem quantitativen diagnostischen Nachweis spezifischer Substanzen. Deren Konzentration liegt in der Regel um mehrere Größenordnungen unterhalb der Nachweisgrenze von etablierten, membranbasierten Schnelltestverfahren (engl. *lateral flow systems*) wie Schwangerschafts- oder Glucosetests.^[WAM10,JWL11,GHR12]

Eine Schlüsselrolle neuartiger LOC-Systeme zur patientennahen Diagnostik wird der erfolgreichen Integration eines gerichteten und fernsteuerbaren Transports von biokompatiblen, magnetischen Mikro- und Nanopartikeln zugesprochen, da diese aufgrund ihrer einzigartigen Materialeigenschaften für eine Vielzahl von Prozessschritten eingesetzt werden können:^[PCJ03,Gij04,Pam06] Die beschleunigte aktive Durchmischung von mikrofluidischen Flüssigkeitsvolumina sowie die

Steigerung der biochemischen Interaktionsrate durch die Erzeugung von konvektiven Strömungsfeldern,^[HLG12,TJF07] die Isolation und Aufreinigung spezifischer Substanzen^[WKY05] sowie die lokale Konzentrationserhöhung nachzuweisender Analytmoleküle und deren gerichteter Transport in ausgezeichnete Sensorareale.^[ELW11,DVG10] In der Literatur werden hierzu eine Reihe von innovativen Transportkonzepten beschrieben, die auf der Kombination von externen Magnetfeldern mit der spezifischen magnetischen Feldlandschaft (MFL) oberhalb von magnetisch strukturierten Substraten basieren - bspw. in Form von topographischen Mikromagneten sowie künstlicher und natürlicher Domänenstrukturen in ferromagnetischen oder *Exchange-Bias* (EB) Dünnschichtsystemen respektive Granatfilmen.^[YES07,TSJ09,DVG10,ELW11,RB12] Diese sind aufgrund der im Vergleich zur konventionellen Magnetophorese beobachteten hohen Partikelgeschwindigkeiten bei gleichzeitiger Minimierung der irreversiblen Partikelagglomeration sowie der Reduzierung der zum Transport benötigten Magnetfeldstärken vielversprechend für tragbare, batteriebetriebene LOC-Systeme in der *point-of-care* Diagnostik.^[Gij04,WWE12,ELW11]

Die Grundidee dieser Transportkonzepte liegt in der dynamischen Transformation eines makroskopischen, zeitabhängigen externen Magnetfelds in eine mikroskopisch alternierende MFL, wodurch eine gerichtete Bewegung der magnetischen Partikel in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche stattfindet.^[TSJ09] Zentrale Aspekte wie die theoretische Modellierung und experimentelle Charakterisierung der MFL in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche, die Veränderlichkeit der Transporteigenschaften in Abhängigkeit von der Partikelgröße, dem Abstand der magnetischen Partikel zur Substratoberfläche und der Stärke des externen Magnetfelds sowie die theoretische Beschreibung der aktiven Durchmischung auf Grundlage des oberflächennahen Transports der magnetischen Partikel fanden bisher wenig Beachtung. Die Beantwortung dieser Fragestellungen stellt jedoch ein notwendiges Kriterium für einen erfolgreichen Markteintritt zukünftiger LOC-Systeme unter Verwendung eines fernsteuerbaren Transports magnetischer Mikro- und Nanopartikel dar.^[GRF05]

In der vorgestellten Arbeit sollte daher ein neuartiger Ansatz für die erfolgreiche Integration eines Konzepts zum fernsteuerbaren Transport magnetischer Partikel in moderne LOC-Systeme unter Verwendung von *Exchange-Bias* Dünnschichtsystemen verfolgt werden, wobei drei zentrale Aspekte im Fokus dieser Arbeit stehen:

- (1) Das spezifische Design der MFL oberhalb von topographisch planaren EB-Systemen mittels des in der Arbeitsgruppe EHRESMANN etablierten Verfahrens der ionenbeschussinduzierten magnetischen Strukturierung (IBMP, engl. *ion bombardment induced magnetic patterning*).^[Ehr04,EEW06,TWZ08,ESW11] Hierdurch kann in Abhängigkeit von den Herstellungsparametern gezielt die Stärke und Richtung der effektiven magnetischen Anisotropieparameter in benachbarten Streifendomänen und damit die magnetische Partialladungsverteilung innerhalb der Domänenwände, d.h. der physikalische Ursprung der MFL, variiert werden, ohne die Topographie des Materialsystems zu verändern. Die MFL oberhalb der magnetisch strukturierten EB-Systeme sollte in diesem Kontext erstmals als Funktion des Abstands zur

Substratoberfläche mittels moderner Analyseverfahren (Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie und rastermagnetoresistive Mikroskopie) im Nah- und Fernfeldbereich experimentell charakterisiert und theoretisch modelliert werden.

- (2) Die Entwicklung eines neuartigen Konzepts zum gerichteten Transport magnetischer Partikel oberhalb der topographisch planaren, magnetisch strukturierten EB-Systeme aus (1) in Anwesenheit von schwachen externen Magnetfeldern im Bereich weniger Millitesla. Im Unterschied zum DOWMAT-Konzept (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*) von EHRESMANN *et al.*,^[ELW11] soll mit diesem Ansatz keine signifikante Änderung des magnetischen Zustands des EB-Systems erfolgen, was vielversprechend für die Integration eines solchen Transportkonzepts für tragbare, batteriebetriebene LOC-Systeme wäre. Nach erfolgreicher Validierung des Transportmodells sollten zudem die Transporteigenschaften als Funktion der Stärke des externen Magnetfelds, des Abstands der magnetischen Partikel zum EB-System sowie der Größe der magnetischen Partikel charakterisiert werden.
- (3) Die Entwicklung eines numerischen Simulationsmodells zur theoretischen Beschreibung der Erzeugung von konvektiven Strömungsfeldern auf Basis des oberflächennahen Transports magnetischer Partikel. Darauf basierend soll der Einfluss des Partikeltransports auf die aktive Durchmischung von mikrofluidischen Flüssigkeitsvolumina in Abhängigkeit vom Bewegungsmuster der magnetischen Partikel, der molekularen Beweglichkeit der gelösten Spezies sowie den geometrischen Abmessungen der mikrofluidischen Kanalstruktur untersucht werden.

2.1 Magnetische Anisotropieeffekte

Der Begriff Anisotropie bezeichnet die Richtungsabhängigkeit einer physikalischen Größe und stellt das Pendant zur Isotropie dar, deren Eigenschaft richtungsunabhängig ist. Im Gegensatz zur skalaren Darstellung isotroper Materialeigenschaften werden Anisotropieeffekte in Form vektorieller Größen zum Ausdruck gebracht. In magnetischen Materialien wird mit Anisotropie eine bevorzugte Ausrichtung der Magnetisierung \vec{M} entlang ausgezeichneter Raumrichtungen, die typischerweise an die Kristallgitterstruktur des Materials angelehnt sind, bezeichnet.^[BdB03b,BS05,Sko08] Der physikalische Ursprung der präferierten Ausrichtung der magnetischen Momente entlang der als leichte Richtungen bezeichneten Achsen in Abwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} ist in der Minimierung der GIBBS freien Enthalpie $G(T, \vec{H}_{\text{ex}}, \vec{M}_0)$ des Systems begründet (isobare Prozessführung). Diese wird des Weiteren durch die Temperatur T und den Einheitsvektor der Magnetisierung \vec{M}_0 beschrieben.^[BS05] Generell kann $G(T, \vec{H}_{\text{ex}}, \vec{M}_0)$ in Anwesenheit von \vec{H}_{ex} über die freie Energie $F(T, M_S, \vec{M}_0)$ des Systems mit der skalaren Sättigungsmagnetisierung M_S und der magnetischen Feldkonstante μ_0 dargestellt werden:^[BS05]

$$G(T, \vec{H}_{\text{ex}}, \vec{M}_0) = F(T, M_S, \vec{M}_0) - \mu_0 \cdot \vec{H}_{\text{ex}} \cdot \vec{M}. \quad (2.1.1)$$

Die Stärke der magnetischen Anisotropie wird über die durch das externe Magnetfeld verrichtete Arbeit beschrieben, die notwendig ist, um die Magnetisierung aus der leichten Richtung herauszudrehen.^[BS05] Zum weitergehenden Verständnis der in ferromagnetischen Materialien auftretenden Anisotropieeffekte ist eine nähere Betrachtung der physikalisch relevanten Wechselwirkungsprozesse zwischen den magnetischen Elementarmomenten von essentieller Bedeutung. Diese sind einerseits die für die magnetische Ordnung verantwortliche quantenmechanische Austauschwechselwirkung und andererseits die für die magnetische Anisotropie relevante magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung sowie die Spin-Bahn-Kopplung der magnetischen Momente an das Kristallgitter.^[BS05] Die physikalischen Grundlagen der genannten Effekte werden im Folgenden näher erläutert.

Im Allgemeinen tritt der Effekt der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung in mikroskopischen Systemen auf, in denen mehrere identische Teilchen in Wechselwirkung treten.^[Hei28,NR09] Die Art der Wechselwirkung ist dabei zunächst nicht weiter spezifiziert. Die Ununterscheidbarkeit der Teilchen bewirkt eine energetische Anhebung bzw. Absenkung des Systems gegenüber dem Fall, dass die Teilchen unterscheidbar sind. Für die magnetische Ordnung im Festkörper ist primär die Wechselwirkung zwischen den Elektronen von Bedeutung, da das magnetische Moment der Elektronen aufgrund der inversen Massenproportionalität um mehrere Größenordnungen über dem magnetischen Moment der Atomkerne liegt.^[BS05] Dadurch ist der Einfluss der Atomkerne auf die magnetische Ordnung vernachlässigbar.

Die Wechselwirkung zwischen den Elektronen wird durch die elektrostatische COULOMB-Wechselwirkung unter Berücksichtigung des PAULI-Prinzips, das besagt, dass die Gesamtwellenfunktion eines elektronischen Systems (Fermionen) vollständig antisymmetrisch gegenüber dem Austausch zweier beliebiger Teilchen sein muss, beschrieben.^[NR09] Eine weitere Formulierung ist, dass sich zwei Elektronen im Festkörper mit paralleler Spinausrichtung ($\uparrow\uparrow$) nicht am gleichen Ort aufhalten können, wenn diese aus derselben Energiebandstruktur stammen und identische Quantenzahlen besitzen.^[NR09] Eine vollständig parallele Ausrichtung der Elektronenspins bewirkt eine Minimierung der potentiellen Energie, da die Erhöhung des interelektronischen Abstandes zu einer Reduzierung der COULOMB-Wechselwirkung führt. Die Zunahme in der Spinpolarisation der energetischen Bandstruktur führt jedoch gleichzeitig zur Besetzung höherenergetischer Zustände, sodass die FERMI-Energie und damit die kinetische Energie des Systems ansteigt.^[NR09] Eine parallele Spinausrichtung, d.h. ferromagnetische Ordnung, wird energetisch bevorzugt, wenn die Absenkung der potentiellen Energie die gleichzeitige Zunahme in der kinetischen Energie überkompensiert, was in realen Systemen streng mit der materialspezifischen Form der elektronischen Zustandsdichte $n(E)$ verknüpft ist.^[NR09]

Für eine quantitative Beschreibung der Situation wird im Folgenden ein Zweielektronensystem (z.B. Wasserstoffmolekül) betrachtet, wobei die Gesamtenergie des Systems im HAMILTON-Operator $\hat{\mathcal{H}}$ über die Summe aus der kinetischen und potentiellen Energie (COULOMB-Wechselwirkung) berücksichtigt wird.^[NR09] Da $\hat{\mathcal{H}}$ lediglich auf den Ortsteil der Gesamtwellenfunktion $|\Psi\rangle$ wirkt, kann $|\Psi\rangle$ in einem Separationsansatz über das Produkt aus einer Orts- und einer Spinwellenfunktion dargestellt werden, $|q\rangle$ bzw. $|S; m_S\rangle$, mit dem Gesamtspin S und der magnetischen Spinquantenzahl m_S , die mit der räumlichen Orientierung der Spins korreliert.^[NR09] Aufgrund des PAULI-Prinzips muss für den Fall eines *Singulett*-Zustands mit Gesamtspin $S = 0$ und antiparalleler Spinausrichtung ($\uparrow\downarrow$) die Ortswellenfunktion symmetrisch und für den *Triplet*-Zustand mit Gesamtspin $S = 1$ und paralleler Spinausrichtung ($\uparrow\uparrow$) die Ortswellenfunktion antisymmetrisch sein. Der Effekt der Austauschwechselwirkung beschreibt in diesem Kontext die Energiedifferenz zwischen dem *Singulett*- und *Triplet*-Zustand, d.h. $E_S - E_T$, die ausschließlich auf die Ununterscheidbarkeit der Teilchen und den daraus abzuleitenden Eigenschaften der quantenmechanischen Zustände zurückzuführen ist.^[NR09] In einem System aus zwei Fermionen

A und B ist der HAMILTON-Operator $\hat{\mathcal{H}}$ der Austauschwechselwirkungsenergie E_{ex} über das Skalarprodukt der Spinvektoren \vec{S}_A und \vec{S}_B sowie die Austauschkonstante J_{AB} gegeben:^[NR09]

$$\hat{\mathcal{H}} = -2 \cdot J_{AB} \cdot \vec{S}_A \cdot \vec{S}_B. \quad (2.1.2)$$

Die Austauschkonstante J_{AB} ist dabei eine Funktion des COULOMB-, Überlapp- und Austauschintegrals J_{ex} .^[NR09] Eine nähere Betrachtung zeigt, dass der energetische Schwerpunkt zwischen dem *Singulett*- und *Triplet*-Zustand gerade der Austauschkonstante entspricht:^[BS05]

$$J_{AB} = \left(\frac{E_S - E_T}{2} \right). \quad (2.1.3)$$

Befinden sich die betrachteten Teilchen in orthogonalen Zuständen, ist der Wert des Überlappintegrals null und die Austauschkonstante J_{AB} ist äquivalent zum Austauschintegral J_{ex} .^[BS05] Der Wert des Austauschintegrals bzw. der räumliche Überlapp der Elektronenortswellenfunktionen wird maßgeblich durch den Atomabstand im Festkörper und den Elektronenschalenradius beeinflusst.^[BS05] Für den Fall, dass die Atome nah beieinander liegen, wird die COULOMB-Energie minimiert, wenn sich die Elektronen in einer symmetrischen Ortswellenfunktion in Kernnähe aufhalten. Die Spinwellenfunktion ist entsprechend antisymmetrisch, d.h. der Wert des Austauschintegrals ist $J_{\text{ex}} < 0$ und die antiferromagnetische Ordnung wird energetisch bevorzugt.^[BS05] Sind die Atome jedoch weiter voneinander entfernt, so führt ein größerer interelektronischer Abstand in Form einer antisymmetrischen Ortswellenfunktion zur Minimierung der Gesamtenergie, d.h. $J_{\text{ex}} > 0$ und die ferromagnetische Ordnung wird energetisch begünstigt. Die Bedingung für die direkte Austauschwechselwirkung ist, dass das räumliche Überlappintegral der elektronischen Wellenfunktionen endlich sein muss.^[NR09]

Der Wert des Austauschintegrals beschreibt qualitativ die Balance zwischen der potentiellen und kinetischen Energie des Systems, sodass in Abhängigkeit des Vorzeichens von J_{ex} entweder die Ausbildung des antiferromagnetischen (−) oder die Ausbildung des ferromagnetischen Ordnungszustands (+) energetisch begünstigt ist. Eine graphische Übersicht von J_{ex} ist für die verschiedenen Übergangsmetalle in Form der BETHE-SLATER-Kurve gezeigt.^[BS05] Eine wichtige Konsequenz der Austauschwechselwirkung ist, dass unterhalb einer materialspezifischen Ordnungstemperatur der Übergang in einen magnetischen Zustand mit kollektiver langreichweitiger Ordnung stattfindet. In ferromagnetischen Materialien findet der Übergang vom paramagnetischen, d.h. dem thermisch ungeordneten, in den ferromagnetischen Ordnungszustand bei Unterschreiten der CURIE-Temperatur T_C statt, wohingegen der Phasenübergang in Antiferromagneten unterhalb der NÉEL-Temperatur T_N erfolgt.^[NR09]

Den magnetischen Elementarmomenten der Elektronen im Festkörper kann aufgrund ihrer Eigenschaft als magnetischer Dipol ein entsprechendes Magnetfeld zugeordnet werden. Werden bspw. zwei magnetische Momente \vec{m}_1 und \vec{m}_2 mit dem Verbindungsvektor \vec{r} in räumliche Nähe gebracht, so führt die magnetostatische Interaktion zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen

den magnetischen Momenten. Die räumliche Ausrichtung der magnetischen Momente wird in der Dipol-Dipol-Wechselwirkungsenergie E_{DDW} über das Skalarprodukt zwischen den magnetischen Momenten sowie über die Skalarprodukte zwischen den magnetischen Momenten und dem Verbindungsvektor wie folgt beschrieben:^[Get08]

$$E_{\text{DDW}} = \frac{\mu_0}{4 \cdot \pi \cdot |\vec{r}|^3} \left(\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 - 3 \frac{(\vec{m}_1 \cdot \vec{r})(\vec{m}_2 \cdot \vec{r})}{|\vec{r}|^2} \right). \quad (2.1.4)$$

Eine Abschätzung der energetischen Größenordnung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung für magnetische Materialien liefert nach Gleichsetzen mit der thermischen Energie Temperaturen im Subkelvinbereich. Aufgrund dessen kann die Dipol-Dipol-Wechselwirkung *de facto* nicht die Ursache der magnetischen Ordnung im Festkörper sein, da bspw. die ferromagnetischen Ordnungstemperaturen (CURIE-Temperatur) der Übergangsmetalle Co, Ni und Fe oberhalb von 600 K liegen.^[BS05,Get08] Die Bedeutung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung liegt vielmehr im physikalischen Ursprung der magnetischen Anisotropieeffekte, was durch die - im Vergleich zur kurzreichweitigen Austauschwechselwirkung - langreichweitige Wirkung des magnetischen Dipolfelds begründet ist.^[BS05]

Der dritte Aspekt für die nachfolgende Betrachtung der magnetischen Anisotropieeffekte ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die den Spin- und Bahndrehimpuls des Elektrons, \vec{s} bzw. \vec{l} , zum Gesamtdrehimpuls \vec{j} koppelt.^[BS05] Die Spin-Bahn-Kopplung wird über das elektrostatische COULOMB-Potential \mathcal{V} vermittelt und lässt sich im semi-klassischen Modell dadurch erklären, dass ein Elektron in seinem Ruhesystem ein vom positiv geladenen Atomkern ausgehendes Magnetfeld erfährt, dass während der Kreisbewegung des Atomkerns um das ruhende Elektron entsteht. Das so erzeugte Magnetfeld kann wiederum mit dem Spin des Elektrons koppeln und führt zu einer energetischen Anhebung bzw. Absenkung für eine antiparallele bzw. parallele Ausrichtung des Elektronenspins bezüglich des Magnetfelds. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung kann somit als Vermittlung zwischen der Kristallgitterstruktur und einer daran gekoppelten, energetisch bevorzugten Ausrichtung der Elektronenspins interpretiert werden. Die Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie ist proportional zum räumlichen Gradienten des vom positiv geladenen Atomkern ausgehenden COULOMB-Potentials.^[BS05] Bei kleinen bis mittelschweren Atomen ist die Spin-Bahn-Kopplung klein gegenüber der Kopplung zwischen den individuellen Spin- und Bahndrehimpulsen der Elektronen, weswegen diese zunächst jeweils zu einem Gesamtspin- und einem Gesamtbahndrehimpuls addiert werden.^[BS05] Der Effekt spielt folglich primär bei schweren Atomen mit größeren Potentialgradienten eine Rolle, wo die individuell gekoppelten Spin-Bahn-Momente zu einem Gesamtspinbahnmoment addiert werden. Aufgrund dessen liegt eine starke Kopplung des Elektronenspins an die Kristallstruktur vor.^[BS05]

2.1.1 Magnetokristalline Anisotropie

Aufgrund der industriellen Relevanz für bspw. die Herstellung von hartmagnetischen Materialien ist die magnetokristalline Anisotropie einer der bedeutendsten Anisotropieeffekte in fer-

romagnetischen Materialien.^[Get08] Der physikalische Ursprung der magnetokristallinen Anisotropie liegt in der Spin-Bahn-Wechselwirkung der Elektronen im Festkörper. Der energetische Beitrag durch die Austauschwechselwirkung ist zwar grundsätzlich größer als die Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie, besitzt jedoch aufgrund der Invarianz gegenüber der Rotation des Spin-Bezugssystems (vgl. Gl. 2.1.2) keinen Einfluss auf die präferierte Ausrichtung der Elektronenspins bezüglich der Festkörperstruktur.^[BS05] Eine räumliche Änderung des Spindrehimpulsvektors \vec{s} drückt sich in Form eines auf den Bahndrehimpulsvektor \vec{l} wirkenden Drehmoments aus, wodurch dieser ebenfalls einer räumlichen Änderung unterliegt.^[BS05] Aufgrund der anisotropen Elektronendichteverteilung der für die magnetische Ordnung verantwortlichen Valenzelektronen führt eine Änderung von \vec{l} wiederum zu einem veränderten räumlichen Überlapp der elektronischen Ortswellenfunktionen.^[BS05] Dadurch werden in Abhängigkeit von der Richtung des Bahndrehimpulses unterschiedliche Energiezustände realisiert. Energetisch günstige Konfigurationen werden als leichte Richtungen und energetisch ungünstige Konfigurationen als schwere Richtungen bezeichnet. Die magnetokristalline Anisotropie spiegelt demzufolge die Symmetrieeigenschaften des Festkörpers wider, d.h. Symmetrioperationen, bei denen das Kristallgitter und die Elektronendichteverteilung unverändert bleiben, bewirken keine Änderung der GIBBS freien Enthalpie.^[BS05] Die Stärke der magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten K_F ist u.a. von der Komposition und Stöchiometrie der Materialien (bspw. Legierungen), der Herstellungsmethode, der Schichtdicke, der Temperatur sowie von der kristallographischen Orientierung der leichten Richtung abhängig, wobei die Anzahl von leichten Richtungen mit der Struktur der Einheitszelle des ferromagnetischen Materials korreliert.^[Get08]

2.1.2 Formanisotropie

In polykristallinen Materialsystemen liegt eine zufällige Verteilung der Kristallorientierung individueller Körner vor, wodurch die magnetokristalline Anisotropie des Gesamtsystems im statistischen Mittel null ist.^[Get08] Eine räumlich isotrope Ausrichtung der Probenmagnetisierung wird jedoch nur bei sphärischer Probengeometrie beobachtet. Weicht die Probengeometrie von der sphärischen Gestalt einer Kugel ab, so entstehen in Analogie zur magnetokristallinen Anisotropie leichte Richtungen, die mit der relativen Ausrichtung der Probenmagnetisierung bezüglich der Probengeometrie korrelieren. Da der Effekt ausschließlich auf der geometrischen Gestalt der Probe beruht, wird dieser folglich als Formanisotropie bezeichnet.^[Get08] Der physikalische Ursprung der Formanisotropie liegt in den magnetischen Partialladungen der Probe begründet, die an den Korngrenzen polykristalliner Materialsysteme auftreten und einer inhomogenen Magnetisierungsverteilung im Volumenbereich der Probe entstammen, sodass die Divergenz der Magnetisierung $\vec{\nabla} \cdot \vec{M}(\vec{r}) \neq 0$ ist.^[BS05] Dadurch wird sowohl außer- als auch innerhalb der Probe ein magnetisches Streufeld generiert, wobei das entgegengesetzt gerichtete magnetische Streufeld innerhalb der Probe als Entmagnetisierungsfeld bezeichnet wird. Qualitativ kann das Entmagnetisierungsfeld als Energieminimierungsmechanismus verstanden werden, der einer einheitlichen Ausrichtung der Probenmagnetisierung, d.h. einer Maximierung der magnetischen Oberflächenladungen und der damit verknüpften Streufeldenergie, entgegenwirkt.^[BS05] Die Nächste-Nachbar-Wechselwirkung

der magnetischen Dipolmomente im Festkörper bewirkt zudem, dass das von den magnetischen Dipolmomenten ausgehende magnetische Streufeld eine schwächere Dämpfung hinsichtlich des Streufeldbetrags als Funktion des Abstands erfährt.^[BS05] Die daraus resultierende Langreichweitigkeit der dipolaren Wechselwirkung führt dazu, dass die magnetischen Momente innerhalb der Probe maßgeblich durch die magnetischen Oberflächenmomente der Probe beeinflusst werden. Aufgrund dessen ist die Stärke des magnetischen Streufelds stark mit der räumlichen Ausrichtung der Magnetisierung bezüglich der asphärischen Probengeometrie verknüpft, wobei eine quantitative Darstellung über den Entmagnetisierungstensor erfolgt.^[Get08] Da die Streufeldenergie mit der Stärke des magnetischen Streufelds korreliert, werden Raumrichtungen, in denen das magnetische Streufeld minimal ist, energetisch bevorzugt (leichte Richtungen).

2.1.3 Grenzflächenanisotropie

Die bisherige Betrachtung der Anisotropieeffekte bezog sich primär auf die *bulk*-Eigenschaften des ferromagnetischen Materials. In dünnen Schichten liegt jedoch ein signifikanter Einfluss der Materialgrenzflächen aufgrund des im Vergleich zum *bulk*-Material gesteigerten Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses vor. Die modifizierte Nachbarschaft der Atome an den Grenzflächen führt zu einer effektiven Reduzierung der Kristallsymmetrieeigenschaften, die einerseits in einem Verlust der Translationsinvarianz und andererseits in einer Verringerung der kubischen Symmetrieeigenschaften zum Ausdruck gebracht wird.^[BC71] Insbesondere der Verlust der kubischen Symmetrie führt dazu, dass durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung eine Nettoanisotropie mit axialer Symmetrie parallel zur Grenzflächennormalen entsteht, die in einer energetisch bevorzugten Ausrichtung der Magnetisierung parallel zur Schichtnormalen (engl. *out-of-plane*) resultiert.^[BC71] Eine weitere Auswirkung der Symmetrieverringung ist die Modifikation der elektronischen Zustandsstruktur, deren Symmetrieeigenschaften zudem durch die Wechselwirkung zwischen gegenüberliegenden Grenzflächen beeinflusst werden.^[BC71] Zur quantitativen Beschreibung der Grenzflächenanisotropie wird eine effektive Anisotropiekonstante K_{eff} eingeführt, die über die Volumen- und Grenzflächenanisotropiekonstante K_V bzw. K_G und die Ferromagnetschichtdicke d_F wie folgt dargestellt werden kann:^[Get08]

$$K_{\text{eff}} = K_V + 2 \cdot \left(\frac{K_G}{d_F} \right). \quad (2.1.5)$$

Wie aus Gleichung 2.1.5 hervorgeht, skaliert der Betrag der Grenzflächenanisotropie invers mit der Ferromagnetschichtdicke, wobei eine kritische Schichtdicke $d_{\text{krit}} = -2 \cdot K_G / K_V$ definiert werden kann.^[BS05] Unterhalb der kritischen Schichtdicke dominiert der Beitrag der Grenzflächenanisotropie gegenüber den Volumenanisotropieeigenschaften. Die Größenordnung der kritischen Schichtdicke korreliert mit der magnetostatischen Austauschlänge des betrachteten Materials.^[BH94,BS05] Der als Reorientierung bezeichnete Phasenübergang beschreibt somit den Übergang zwischen der für $d > d_{\text{krit}}$ energetisch bevorzugten parallelen Ausrichtung der Magnetisierung zur Schichtebene (engl. *in-plane*) und der für $d < d_{\text{krit}}$ bevorzugt senkrechten Ausrichtung der Magnetisierung zur Schichtebene (engl. *out-of-plane*).^[BS05,Get08]

2.1.4 Magnetostriktion und magnetoelastische Anisotropie

Mit dem Begriff Magnetostriktion wird die Längenänderung eines ferromagnetischen Materials in Anwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} beschrieben.^[BS05] Wird \vec{H}_{ex} in einem endlichen Winkel zur leichten Magnetisierungsrichtung angelegt, so führt das wirkende Drehmoment zu einer parallelen Ausrichtung der Elektronenspins entlang \vec{H}_{ex} . Die Spin-Bahn-Kopplung der Elektronenspins an das Kristallgitter bewirkt jedoch gleichzeitig eine Veränderung des räumlichen Überlapps der elektronischen Wellenfunktionen und damit der elektronischen Struktur. Diese drückt sich in einer Verzerrung des Kristallgitters und somit in einer Längenänderung Δl des Festkörpers aus.^[Get08] In polykristallinen Materialsystemen führt die Reorientierung der Domänenmagnetisierung durch \vec{H}_{ex} demnach zu einer individuellen Verzerrung der Domänenstruktur. Aufgrund der Atomabstände in der Einheitszelle und der spezifischen Korngrößenverteilung des polykristallinen ferromagnetischen Materials korrelieren sowohl das Vorzeichen als auch die Stärke der Längenänderung mit der kristallographischen Orientierung der Magnetisierung, wodurch die Notwendigkeit der tensoriellen Darstellung der Deformationseigenschaften verdeutlicht wird.^[Get08] Als Konsequenz werden für verschiedene kristallographische Orientierungen unterschiedlich große Magnetfelder $|\vec{H}_{\text{ex}}|$ benötigt, um die Domänenmagnetisierung vollständig parallel entlang \vec{H}_{ex} auszurichten. Dadurch kann experimentell eine Abhängigkeit von Δl bezüglich $|\vec{H}_{\text{ex}}|$ beobachtet werden. Die relative Längenänderung $|\lambda_{\text{MS}}|$ liegt typischerweise im Bereich von $|\lambda_{\text{MS}}| = \Delta l/l = 10^{-5}$.^[Get08] Der zur Magnetostriktion inverse Effekt wird als magnetoelastische Anisotropie bezeichnet, d.h. die Ausübung von Zug- oder Druckspannung auf das Material führt zu einer Deformation des Kristallgitters, die wiederum über die Spin-Bahn-Wechselwirkung eine Veränderung der räumlichen Verteilung der Probenmagnetisierung bewirkt.^[BS05]

2.1.5 Induzierte Anisotropie

Neben den „klassischen“ magnetischen Anisotropien, die bisher im Fokus dieses Abschnitts standen, wird mit dem Begriff der induzierten Anisotropie eine zusätzliche Möglichkeit beschrieben, durch spezifische Probenbehandlung einen Einfluss auf die Stärke und Richtung bereits bestehender uniaxialer Anisotropien vorzunehmen sowie Anisotropierichtungen - bspw. in weichmagnetischen Materialien - zu erzeugen.^[CG97,Get08,PKJ13] Ausgehend von einer ungeordneten Verteilung der Atome im Kristallgitter können thermisch aktivierte Diffusionsprozesse unterhalb der CURIE-Temperatur des Ferromagneten in Anwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} zu einer Reorientierung der Atompositionen führen.^[Get08] Da die magnetischen Momente während des Aufwärmprozesses parallel zu \vec{H}_{ex} ausgerichtet werden, entsteht durch den Positionsaustausch der Atome eine magnetisch induzierte Anisotropie mit einer magnetischen Nahordnung im Kristall, deren magnetischer Zustand durch anschließendes Abkühlen im Magnetfeld „eingefroren“ werden kann (Feldkühlprozess). Die Kinetik des Austauschprozesses kann unter Berücksichtigung der thermischen Aktivierungsenergie über einen ARRHENIUS-Ansatz quantitativ beschrieben werden.^[MS06] Die Stärke und Richtung der induzierten Anisotropie wird über die Stärke und Richtung des externen Magnetfelds sowie die Temperatur und Zeitspanne der thermischen Behandlung eingestellt.^[CG97] Für den Fall, dass die Temperatur zu gering ist, um thermisch aktivierte Diffusions-

prozesse zum Austausch der Atompositionen zu induzieren, kann \vec{H}_{ex} dennoch eine Reorientierung des elektronischen Spinsystems bewirken, die zu einer induzierten Anisotropie führt.^[CG97] Da in polykristallinen Materialsystemen herstellungsbedingt eine statistische Verteilung der magnetokristallinen Anisotropie individueller Körner vorliegt, kann ein *in-situ* Magnetfeld während der Schichtabscheidung dazu verwendet werden, um eine bevorzugte Ausrichtung der magnetokristallinen Anisotropierichtungen zu induzieren.^[CG97] Der Ausrichtungsvorgang der ursprünglich statistisch verteilten magnetokristallinen Anisotropierichtungen geht in der Regel mit einer kristallographischen Transformation in Form eines Phasenübergangs einher.^[CG97] Darüber hinaus können bspw. mechanische Verspannungen eingesetzt werden, um strukturelle Deformationen im Kristallgitter zu erzeugen (*roll magnetic anisotropy*), die ebenfalls die magnetische Nahordnung des Systems und folglich die magnetische Anisotropie verändern bzw. induzieren.^[CG97]

2.2 Unidirektionale Anisotropie – *Exchange-Bias* (EB)

Der *Exchange-Bias* (EB) Effekt wurde 1956 von MEIKLEJOHN und BEAN bei Untersuchungen an oxidierten Co-Nanopartikeln nach Abkühlung in einem externen Magnetfeld ($|\vec{H}_{\text{ex}}| = 10 \text{ kOe}$) unter die NÉEL-Temperatur der antiferromagnetischen CoO-Schale ($T_N = 77 \text{ K}$) entdeckt.^[MB56,MB57,Mei62] Die Autoren beobachteten eine Verschiebung der zuvor zum Ursprung symmetrischen, ferromagnetischen Hysteresekurve um den Wert H_{EB} entlang der Magnetfeldachse sowie eine Erhöhung des Koerzitivfelds H_C (Abb. 2.1).^[MB56,MB57,Mei62] Der als unidirektionale Anisotropie bezeichnete EB-Effekt resultiert aus der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung zwischen den antiferromagnetischen (AF) und ferromagnetischen (F) Spins an der AF/F-Grenzfläche und kann qualitativ als effektives Magnetfeld veranschaulicht werden, das während des Ummagnetisierungsvorgangs in Form eines zusätzlichen, intrinsischen Drehmoments an der AF/F-Grenzfläche auf den F wirkt. Der AF ist aufgrund der im Vergleich zum F geringeren magnetischen Suszeptibilität schwächer an das externe Magnetfeld gekoppelt, wodurch die AF-Ordnung weitestgehend unbeeinflusst bleibt.^[MB56,BT99,SM99a] Infolgedessen liegt in Abwesenheit eines äußeren Magnetfelds ein definierter Magnetisierungszustand hinsichtlich der mittleren räumlichen Orientierung der magnetischen Momente innerhalb der ferromagnetischen Schicht vor, insofern der Betrag des Austauschverschiebungsfelds $|H_{\text{EB}}|$ größer als das Koerzitivfeld H_C ist unter der Annahme einer rechteckigen Hysteresekurve (vgl. Abb. 2.1).^[MB56,MB57,Mei62,SM99a] Aufgrund dieser einzigartigen Materialeigenschaft haben sich EB-Systeme in den vergangenen Jahrzehnten insbesondere im Bereich nichtflüchtiger magnetischer Speichertechnologien wie MRAM (engl. *Magnetoresistive Random Access Memory*)^[OFV10] sowie den u.a. in Festplattenleseköpfen und in der magnetischen Sensorik zum Einsatz kommenden Spin-Ventilen auf Basis des GMR- (engl. *Giant Magnetoresistance*) und TMR-Effekts (engl. *Tunnel Magnetoresistance*) etabliert.^[Was05] In letzteren werden EB-Systeme gezielt zum Festlegen der ferromagnetischen Referenzelektroden eingesetzt.^[BT99,RZ08,Was05]

Seit der Entdeckung des EB-Effekts und den ersten theoretischen Erklärungsansätzen von MEIKLEJOHN und BEAN liegt bis heute noch immer keine einheitliche und zusammenfassende

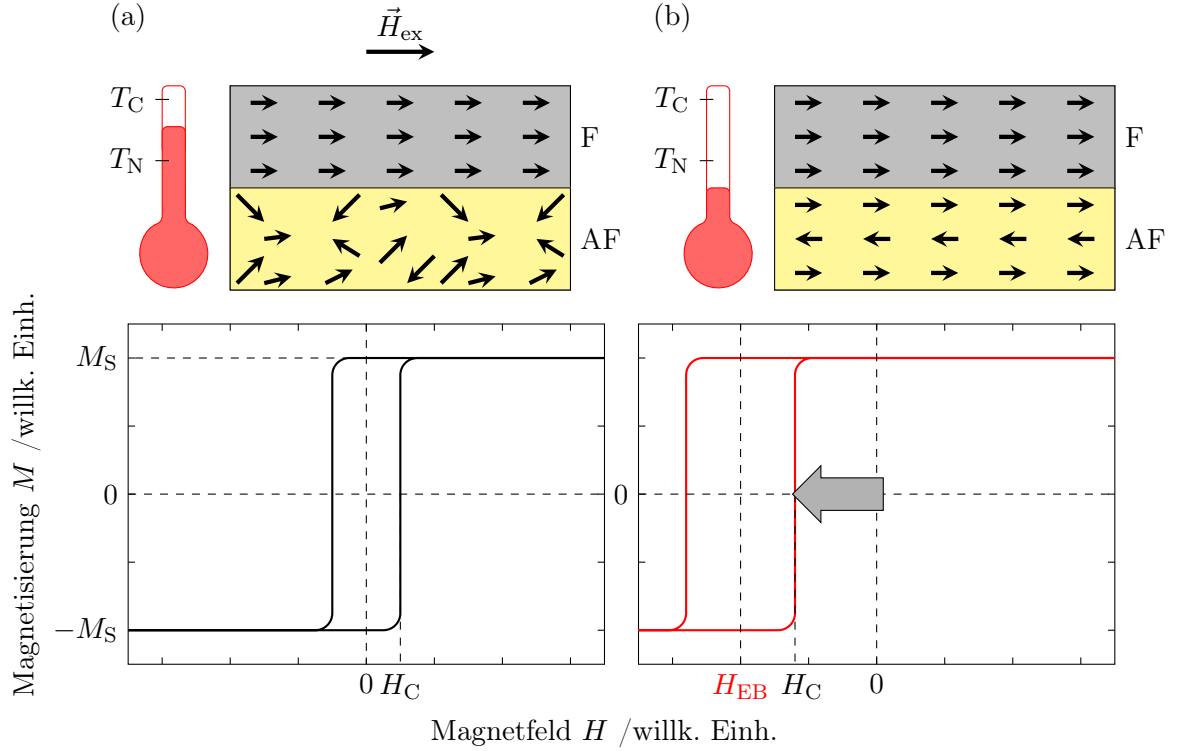


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung zur Initialisierung des EB-Effekts nach MEIKLEJOHN und BEAN: (a) Das AF/F-Zweischichtsystem wird zunächst auf eine Temperatur zwischen T_N und T_C gebracht, sodass im AF ein Phasenübergang in den paramagnetischen Zustand erfolgt. Wird das System in Anwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} ($|\vec{H}_{ex}| > H_S$, H_S - Sättigungsfeld) anschließend auf eine Temperatur unterhalb von T_N abgekühlt (Feldkühlung), so findet aufgrund der Austauschwechselwirkung an der AF/F-Grenzfläche eine Verschiebung der in (a) gezeigten, zum Nullpunkt symmetrischen, ferromagnetischen Hysteresese um den Wert H_{EB} entlang der Magnetfeldachse sowie eine Erhöhung des Koerzitivfelds H_C statt (b).

de Theorie zur quantitativen Beschreibung von H_{EB} und H_C sowie damit korrelierten Effekten vor. Deshalb wird der EB-Effekt häufig als eines der komplexesten Phänomene im Forschungsbereich Magnetismus angesehen.^[OFV10] Die Diskrepanz zwischen Theorie und experimentellen Befunden liegt in der Vielfältigkeit der untersuchten Materialsysteme begründet, die von Nanopartikeln mit sphärischer AF/F-Grenzfläche über epitaktische Schichtsysteme mit atomar glatter AF/F-Grenzfläche bis hin zu polykristallinen EB-Systemen mit signifikanter AF/F-Grenzflächenrauigkeit reichen.^[OFV10] Ein weiterer Aspekt ist die Variation der magnetischen Materialien hinsichtlich ihrer elektrischen (Leiter, Isolator), magnetischen und mechanischen Eigenschaften und deren Veränderlichkeit durch Temperatur sowie der Komposition und Stöchiometrie verwendeter Legierungen.^[BT99] Aufgrund der Mannigfaltigkeit untersuchter Materialsysteme wird im Folgenden ein zusammenfassender Überblick über die bedeutendsten EB-Modelle gegeben. Ein besonderer Fokus liegt auf der Beschreibung polykristalliner Schichtsysteme, die im Kontext dieser Arbeit hergestellt und verwendet wurden. Die Entwicklungsgeschichte des EB-

Effekts kann grundsätzlich in zwei zeitliche Epochen untergliedert werden: (1) Die als „frühe“ Theorien bezeichneten Modelle, die im Zeitraum von 1956-1999 entstanden sind und im Wesentlichen auf einer mikro- bzw. mesoskopischen Beschreibung des EB-Effekts beruhen; (2) die „neueren“ Modelle, die nach der Einführung moderner analytischer und experimenteller Methoden zur quantitativen Studie des AF/F-Grenzflächenverhaltens auf atomarer Ebene im Zeitraum von 1999 bis heute entwickelt wurden. [BT99]

2.2.1 „Frühe“ Modelle

Das erste theoretische Modell zur Beschreibung des EB-Effekts wurde von MEIKLEJOHN und BEAN nach dessen experimenteller Entdeckung aufgestellt. Ausgangspunkt ist die Herstellung des EB-Zweilagensystems durch epitaktisches Wachstum, wobei eine atomar glatte AF/F-Grenzfläche (ideale Grenzfläche) vorliegt. Der AF und F befinden sich in einem eindomänen magnetischen Zustand und besitzen jeweils eine uniaxiale *in-plane* Anisotropie K_{AF} bzw. K_F mit zueinander paralleler Ausrichtung der Anisotropieachsen. [MB56,MB57] Aufgrund der gegenüber dem F geringeren magnetischen Suszeptibilität und der Annahme, dass die magnetokristalline Anisotropie des AF größer als die Austauschwechselwirkungsenergiedichte $J_{AF/F}$ an der AF/F-Grenzfläche ist, wird der AF als magnetisch starr festgelegt. Die räumliche Ausrichtung der AF-Momente bleibt demnach unbeeinflusst von der Ummagnetisierung des F in Form von kohärenter Rotation (STONER-WOLFARTH-Ansatz). [MB56,MB57,BT99,TG08,OFV10] Die Ordnung der AF-Momente an der AF/F-Grenzfläche wird ferner als vollständig unkompensiert angenommen, wodurch ein effektives magnetisches Moment in der obersten Atomlage des AF vorliegt. [MB56,MB57] Eine wichtige Voraussetzung zur Initialisierung des EB-Effekts ist ein signifikanter Unterschied in den magnetischen Ordnungstemperaturen von AF und F, wobei die CURIE-Temperatur T_C des F oberhalb der NÉEL-Temperatur T_N des AF liegen muss, d.h. $T_C > T_N$. [Mei62] Wird das AF/F-System auf eine Temperatur T oberhalb von T_N und unterhalb von T_C , d.h. $T_N < T < T_C$, gebracht, so befindet sich der AF in der paramagnetischen Phase, wohingegen die ferromagnetische Ordnung im F weitestgehend unbeeinflusst bleibt (vgl. Abb. 2.1). Der F wird mittels eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} parallel zu dessen Anisotropieachse in Sättigung gebracht und das System anschließend in Anwesenheit von \vec{H}_{ex} auf eine Temperatur unter T_N abgekühlt (Feldkühlung). Die Austauschwechselwirkung an der AF/F-Grenzfläche führt während des Feldkühlvorgangs zu einer ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Kopplung zwischen den AF- und F-Spins, deren räumliche Orientierung über die Richtung des externen Magnetfelds festgelegt wird. [RZ08] Aufgrund der antiparallelen Ausrichtung der magnetischen Momente zwischen den als vollständig unkompensiert angenommenen AF-Untergittern wird der AF-Ordnungszustand ebenfalls durch die Richtung des externen Magnetfelds während des Feldkühlvorgangs beeinflusst. [MB56,MB57] Im Unterschied dazu liegt nach dem Abkühlvorgang ohne Magnetfeld eine zufällige Richtungsverteilung der lokalen unidirektionalen Anisotropie vor, weshalb im statistischen Mittel keine Nettoverschiebung der Hysteresekurve beobachtet wird. [MB56,BT99]

Die Ummagnetisierung des F kann auf Grundlage des STONER-WOLFARTH-Modells durch die folgenden drei Energieterme beschrieben werden: (1) Die Wechselwirkung zwischen dem F und \vec{H}_{ex} , (2) die magnetokristalline Anisotropieenergie des F sowie (3) die Austauschwechselwirkungsenergie zwischen dem AF und F.^[MB57,RZ08,TG08] Wird das externe Magnetfeld parallel zur uniaxialen magnetokristallinen Anisotropieachse des F angelegt, so werden über einen Energieminimierungsansatz hinsichtlich der räumlichen Ausrichtung der F-Magnetisierung die beiden folgenden Ausdrücke für H_{EB} und H_{C} erhalten:^[RZ08]

$$H_{\text{EB}} = -\frac{J_{\text{AF/F}}}{\mu_0 \cdot M_{\text{S}} \cdot d_{\text{F}}} \quad H_{\text{C}} = \frac{2 \cdot K_{\text{F}}}{\mu_0 \cdot M_{\text{S}}}, \quad (2.2.1)$$

mit der Sättigungsmagnetisierung M_{S} und der Schichtdicke d_{F} des F. Der aus Gl. 2.2.1 hervorgehende reziproke Zusammenhang zwischen dem EB-Feld und der Ferromagnetschichtdicke konnte experimentell für einen Großteil der untersuchten AF/F-Materialsysteme verifiziert werden.^[RZ08] Die durch die AF/F-Austauschwechselwirkung hervorgerufene Veränderung von H_{C} steht jedoch in Diskrepanz zu Gl. 2.2.1, da H_{C} , wie dargestellt, lediglich mit den Materialeigenschaften des F skaliert.^[RZ08] Die Schlüsselrolle zur quantitativen Vorhersage von H_{EB} (vgl. Gl. 2.2.1) kommt der Austauschwechselwirkungsenergiedichte $J_{\text{AF/F}}$ zu, deren tatsächlicher Wert maßgeblich durch die atomare AF/F-Grenzflächenstruktur beeinflusst wird. Eine experimentelle Quantifizierung kann dadurch nur mit modernen Analysetechniken vorgenommen werden.^[RZ08,Kiw01] Unter der Annahme, dass $J_{\text{AF/F}}$ größer gleich der Austauschwechselwirkungsenergiedichte des AF J_{AF} und kleiner gleich der Austauschwechselwirkungsenergiedichte des F J_{F} ist, d.h. $J_{\text{AF}} \leq J_{\text{AF/F}} \leq J_{\text{F}}$, wird ein theoretischer Wert für H_{EB} erhalten, der um zwei Größenordnungen über den experimentell ermittelten Werten für H_{EB} liegt.^[BT99,Kiw01,RZ08,OFV10] Die Motivation für die Entwicklung neuer EB-Modelle bestand folglich darin, eine physikalisch sinnvolle Begründung für die experimentell beobachtete Reduzierung der Austauschwechselwirkungsenergiedichte $J_{\text{AF/F}}$ und die Veränderung von H_{C} zu finden.

Anhand von drehmagnetometrischen Untersuchungen konnten neben der Bestätigung der Unidirektionalität hysteretische Verluste während der Ummagnetisierung des F ausgemacht werden, die auf irreversible Änderungen im Material hindeuten.^[MB56,MB57,Mei62] Zur Beschreibung der irreversiblen Vorgänge wurde in dem als realistisches MEIKLEJOHN-BEAN-Modell bezeichneten Ansatz ein zusätzlicher Freiheitsgrad im AF/F-System eingeführt. Der AF wird weiterhin als magnetisch starr angesehen, kann jedoch während der F-Ummagnetisierung als Ganzes rotieren. Hierdurch fließt in Abhängigkeit vom Rotationswinkel des AF ein endlicher Beitrag der magnetokristallinen Anisotropie des AF in die Gesamtenergie des F ein.^[Mei62,RZ08] Qualitativ kann die Rotation des AF als zusätzlicher interner Widerstand gegenüber der Ummagnetisierung des F verstanden werden.

Eine numerische Analyse des modifizierten Gesamtenergieminimierungsansatzes von RADU und ZABEL zeigt, dass durch die Einführung des MEIKLEJOHN-BEAN-Parameters R , der das Verhältnis zwischen der magnetokristallinen Anisotropiedichte des AF $e_{\text{AF}} = K_{\text{AF}} \cdot t_{\text{AF}}$ (Schichtdicke

des AF t_{AF}) und der Austauschwechselwirkungsenergiedichte $J_{\text{AF/F}}$ an der AF/F Grenzfläche beschreibt, mit der AF/F-Austauschwechselwirkung korrelierende Effekte beschrieben werden können.^[RZ08] Die wichtigsten Ergebnisse sind, dass ein endlicher Wert für H_{EB} erhalten wird, wenn $e_{\text{AF}} \geq J_{\text{AF/F}}$ ist und dass $H_{\text{EB}} = 0$ ist, wenn $e_{\text{AF}} < J_{\text{AF/F}}$, wohingegen der Beitrag der AF/F-Wechselwirkung zu H_{C} für $e_{\text{AF}} \geq J_{\text{AF/F}}$ zu $H_{\text{C}} = 0$ führt und für $e_{\text{AF}} < J_{\text{AF/F}}$ einen endlichen Wert annimmt.^[Mei62,RZ08] Des Weiteren kann auf Grundlage des realistischen MEIKLEJOHN-BEAN-Modells eine Aussage über reversible/irreversible Winkeländerungen im AF während der Ummagnetisierung des F getroffen werden, wodurch ein Erklärungsansatz für die von MEIKLEJOHN und BEAN beobachteten, hysteretischen Verluste gegeben wird.^[Mei62,RZ08] Der aus diesem Modell hervorgehende analytische Ausdruck für H_{EB} beinhaltet eine effektive Reduzierung von H_{EB} für den Fall, dass $R \rightarrow 1$ strebt, spiegelt jedoch für $R > 1$ die bereits angesprochene Problematik wider, dass die berechneten Werte für H_{EB} um mehrere Größenordnungen über den experimentell ermittelten Daten liegen.^[RZ08] Eine weitere Schlussfolgerung des Modells ist, dass für das Vorhandensein von H_{EB} eine kritische Schichtdicke im AF vorliegen muss, sodass die Bedingung $e_{\text{AF}} \geq J_{\text{AF/F}}$ erfüllt ist.^[RZ08]

Der zweite Erklärungsansatz wurde von NÉEL auf Grundlage der Arbeiten von MEIKLEJOHN und BEAN unternommen.^[Née67,OFV10] In ähnlicher Weise wie MEIKLEJOHN und BEAN ging NÉEL zunächst von einer ideal unkompenzierten Spinstruktur an der AF/F-Grenzfläche aus, postulierte jedoch, dass diese Deformationen unterliegt und irreversible Änderungen in der Spinstruktur während der F-Ummagnetisierung auftreten können. Dadurch werden sowohl H_{EB} als auch H_{C} beeinflusst.^[RZ08,OFV10] Des Weiteren zog NÉEL eine raue Grenzfläche in Betracht, in der grundsätzlich beide AF-Untergittertypen (Netzebenen mit antiparalleler Spinausrichtung zueinander) vorliegen können, was zu einer partiellen Kompensierung des AF-Nettomoments an der AF/F-Grenzfläche führt und eine Reduzierung von H_{EB} bedeuten würde.^[OFV10] NÉEL erkannte, dass die Annahme eines magnetisch starren AF im MEIKLEJOHN-BEAN-Modell dazu führt, dass $J_{\text{AF/F}}$ vollständig in H_{EB} und H_{C} transformiert wird, wodurch die theoretisch berechneten Werte für H_{EB} deutlich von den experimentell ermittelten Daten abweichen. Aufgrund dessen postulierte NÉEL, dass während der F-Ummagnetisierung im AF partielle Domänenwandstrukturen ausgebildet werden können. Diese führen zu einer effektiven Reduzierung von $J_{\text{AF/F}}$. Als Domänenwand wird im Allgemeinen der Übergangsbereich zwischen zwei benachbarten magnetischen Domänen bezeichnet.^[BS05] Ein Teil der Austauschwechselwirkungsenergie wird in Form von Domänenwandenergie gespeichert, wodurch H_{EB} reduziert wird. Die Annahme einer partiellen Domänenwandbildung erfordert, dass der AF eine kritische Schichtdicke überschreiten muss.^[RZ08] Diese Schlussfolgerung ist konsistent mit dem Resultat einer kritischen AF-Schichtdicke des realistischen Modells von MEIKLEJOHN und BEAN. Ein wesentlicher Nachteil des Modells von NÉEL ist jedoch, dass der gewählte Kontinuumsansatz Materialschichtdicken von 100 nm und mehr als notwendige Randbedingungen erfordert, weshalb das Modell zur quantitativen Beschreibung von Dünnschichtsystemen eher ungeeignet ist.^[Kiw01]

Eines der bedeutendsten und ersten Modelle zur theoretischen Beschreibung polykristalliner EB-Systeme ist das granulare Modell von FULCOMER und CHARAP. Das Modell wurde auf Grundlage experimenteller Untersuchungen an NiFe/NiO Systemen entwickelt.^[FC72a,FC72b,OFV10] Ein wesentlicher Unterschied im Vergleich zu den vorausgehenden EB-Modellen ist, dass der AF erstmals als ein Ensemble isolierter AF-Körner (Index i) mit gegebener Korngrößenverteilung angenommen wird, die ausschließlich mit dem F wechselwirken.^[FC72b] Sowohl H_{EB} als auch H_{C} werden folglich durch die spezifische Korngrößenverteilung und die Gesamtzahl an AF-Körnern beeinflusst.^[FC72b] Die AF-Körner besitzen im Modell eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropie $K_{\text{AF},i}$, ein effektives magnetisches Volumen V_i^* sowie eine Grenzfläche S_i^* , an der die Austauschwechselwirkung zum F vermittelt wird.^[FC72b] Der F besitzt ebenfalls eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropie K_{F} . Der von NÉEL beschriebenen Umstand der partiellen Kompensierung des AF-Grenzflächenmoments aufgrund von Grenzflächenrauigkeit wird durch Einführung des Faktors σ_i , der die Austauschwechselwirkungsenergie $E_{\text{AF/F},i}$ entsprechend des prozentualen Flächenanteils unkompensierter AF-Grenzflächenmomente skaliert, berücksichtigt.^[FC72b] Die Gesamtenergie E_i eines AF-Korns kann über die magnetokristalline Anisotropieenergie $E_{\text{AF},i}$ des Korns und die Austauschwechselwirkungsenergie zum F wie folgt beschrieben werden:^[FC72b]

$$\begin{aligned} E_i &= K_{\text{AF},i} \cdot V_i^* \cdot \sin^2(\theta_i - \Psi) - \sigma_i \cdot J_{\text{AF/F},i} \cdot S_i^* \cdot \cos(\theta_i - \phi), \\ &= E_{\text{AF},i} \cdot \sin^2(\theta_i - \Psi) - E_{\text{AF/F},i} \cdot \cos(\theta_i - \phi). \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

Dabei ist θ_i der Winkel zwischen dem i -ten AF-Grenzflächenmoment und der uniaxialen Anisotropieachse des F (leichte Richtung) und ϕ der Winkel zwischen der F-Magnetisierungsrichtung und dessen uniaxialer Anisotropieachse. Ψ beschreibt den Winkel zwischen den leichten Richtungen des AF und F (vgl. Abb. 2.2). Wird angenommen, dass die F-Magnetisierung parallel zur leichten Richtung des F liegt, d.h. $\phi = 0$, und dass die Anisotropieachsen des AF und F parallel zueinander verlaufen, d.h. $\Psi = 0$, so kann die Gesamtenergie eines AF-Korns E_i , wie in Abb. 2.3 gezeigt, als Funktion von θ_i dargestellt werden. Die Gesamtenergie weist ein globales Energieminimum bei $\theta_i = 0$ und ein lokales Energieminimum bei $\theta_i = \pi$ auf, was auf Grundlage der zuvor getroffenen Annahmen einer parallelen bzw. antiparallelen Ausrichtung des AF-Grenzflächenmoments bezüglich der F-Magnetisierung entspricht. Der Übergang vom lokalen ins globale energetische Minimum kann durch Überwinden der Energiebarriere Δ_i , die durch

$$\Delta_i = \frac{(2 \cdot E_{\text{AF},i} - E_{\text{EB},i})^2}{4 \cdot E_{\text{AF},i}} \quad (2.2.3)$$

zum Ausdruck gebracht werden kann, in Form von thermischer Aktivierung erfolgen.^[FC72b,ESW11] Der Betrag der Energiebarriere skaliert mit der Größe der magnetokristallinen Anisotropieenergie des AF und folglich mit der AF-Korngröße. Das Austauschfeld des F kann zudem thermisch aktivierte Veränderungen in der AF-Ordnungsstruktur, d.h. der räumlichen Ausrichtung der magnetischen Momente in den AF-Untergittern, für den Fall, dass die Temperatur oberhalb der Blockingtemperatur T_{B} des betrachteten AF-Korns liegt (thermische Aufhebung der AF/F Kopplung), bewirken.^[FC72b] Die Blockingtemperatur des AF-Korns mit dem größten Kornvolumen

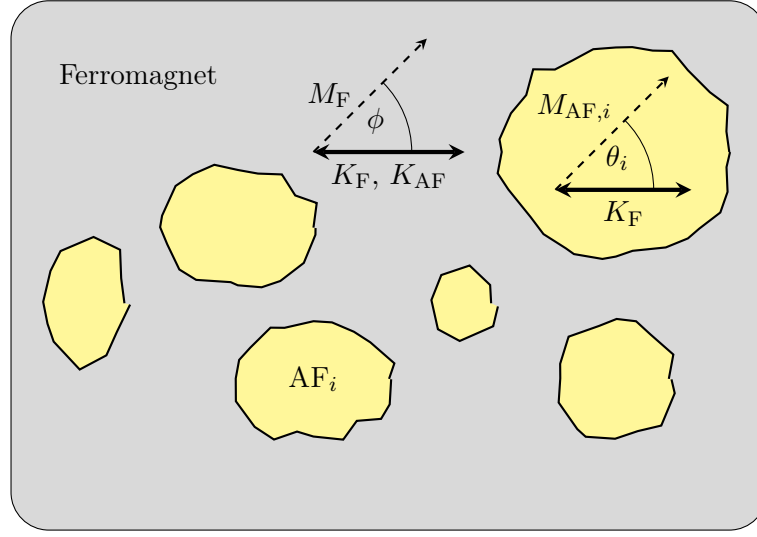


Abbildung 2.2: Schemazeichnung (Draufsicht) zur Erläuterung der relevanten Größen im Modell von FULCOMER und CHARAP unter der Annahme, dass die uniaxialen Anisotropieachsen des AF und F parallel zueinander verlaufen, d.h. $K_{AF} \parallel K_F$ und $\Psi = 0$. Der F-Film befindet sich in einem eindomänen magnetischen Zustand mit der Magnetisierung M_F , die in einem Winkel ϕ zu dessen uniaxialer Anisotropieachse K_F ausgerichtet ist. Der auf dem F befindliche AF besteht aus einem Ensemble isolierter Körner AF_i , die in einer spezifischen Korngrößenverteilung (hier exemplarische Ausschnitte) vorliegen. Das i -te AF-Grenzflächenmoment $M_{AF,i}$ schließt einen Winkel θ_i mit der uniaxialen Anisotropieachse des F K_F ein (nach FULCOMER und CHARAP).^[FC72b]

und der größten magnetokristallinen Anisotropieenergie entspricht qualitativ der magnetischen Ordnungstemperatur des AF, oberhalb derer ein vollständiger Phasenübergang in den magnetisch ungeordneten Zustand stattfindet. Die *Blocking*-Temperatur von dünnen granularen Schichten ist typischerweise kleiner als die NÉEL-Temperatur T_N von einkristallinen *bulk*-AF.^[FC72b]

Auf Grundlage der AF-Korngrößenverteilung bzw. der magnetokristallinen Anisotropieenergie der AF-Körner im Verhältnis zur Austauschwechselwirkungsenergie kann der Beitrag der AF-Körner zum EB-Effekt bei Raumtemperatur T_{RT} wie folgt klassifiziert werden:^[FC72b] (1) Kleine Körner, bei denen die thermische Energie bei Raumtemperatur größer als die magnetokristalline Anisotropieenergie ist, d.h. $k_B \cdot T_{RT} > E_{AF,i}$, sind superparamagnetisch bzw. thermisch instabil und tragen weder zu H_{EB} noch zu H_C bei.^[ESW11] (2) Für Körner mittlerer Größe, deren magnetokristalline Anisotropieenergie größer als die thermische Energie bei Raumtemperatur jedoch kleiner als der halbe Wert der Austauschwechselwirkungsenergie ist (vgl. Gl. 2.2.3), d.h. $k_B \cdot T_{RT} < E_{AF,i} < E_{AF/F,i}/2$, liegt nach Gl. 2.2.2 nur ein energetisches Minimum innerhalb des Winkelbereichs von 2π vor.^[ESW11] Dadurch, dass die Austauschwechselwirkung zwischen dem unkompenzierten AF-Grenzflächenmoment und dem Ferromagneten größer als die magnetokristalline Anisotropieenergie der betroffenen AF-Körner ist, wird das Koerzitivfeld des Ferromagneten erhöht, jedoch kein Beitrag zu H_{EB} geleistet.^[ESW11] (3) Große Körner, für die $E_{AF,i} > E_{AF/F,i}$

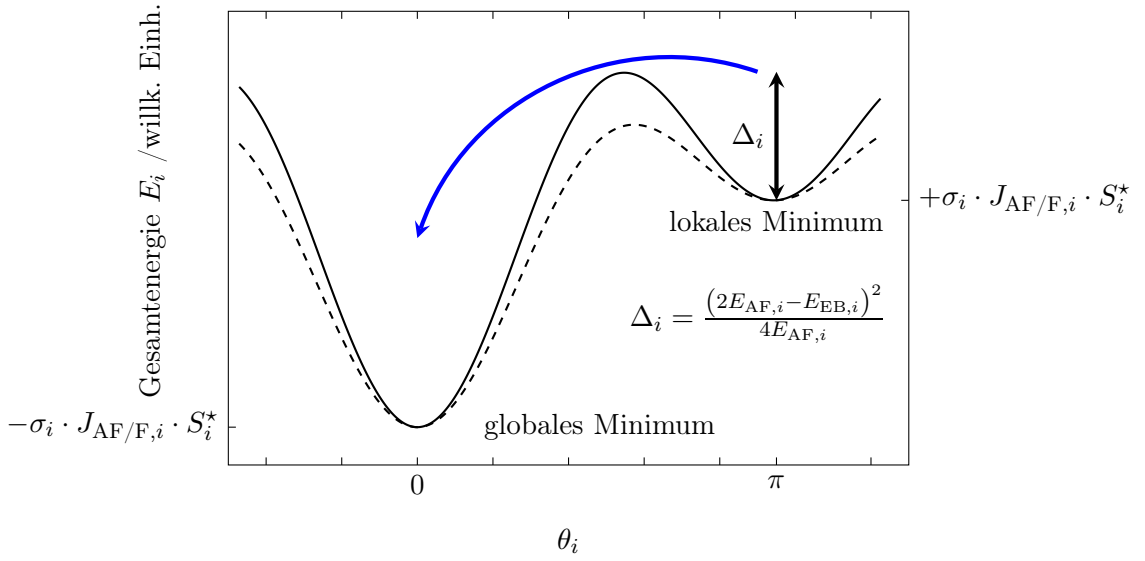


Abbildung 2.3: Gesamtenergie E_i eines AF-Korns als Funktion des Winkels θ_i zwischen der räumlichen Orientierung des AF-Grenzflächenmoments und der Magnetisierung des F gezeigt für zwei AF-Körner mit unterschiedlicher magnetokristalliner Anisotropieenergie $E_{AF,i}$ (durchgezogene Linie: $E_{AF,1}$, gestrichelte Linie: $E_{AF,2} = (3/4) \cdot E_{AF,1}$). Die energetischen Minima bei $\theta_i = 0$ und $\theta_i = \pi$ sind durch eine Energiebarriere Δ_i voneinander getrennt (gezeigt für $E_{AF,1}$), die durch thermische Aktivierung überwunden werden kann (nach EHRESMANN *et al.*).^[FC72b,EJE05,ESW11]

gilt, besitzen nach Gl. 2.2.3 eine Energiebarriere Δ_i zwischen dem lokalen und globalen Energieminimum. Unter der Voraussetzung, dass die Energiebarriere $\Delta_i > k_B \cdot T_{RT}$ ist, liegt eine thermisch stabile Kopplung des AF-Korns zum Ferromagneten bei Raumtemperatur vor. Aufgrund dessen tragen diese Körner zum makroskopischen EB-Feld bei, insofern der AF-Ordnungszustand bzw. die mittlere Richtung der unidirektionalen Anisotropie bspw. via Feldkühlung ausgehend von einer Set-Temperatur T_{set} , für die $k_B \cdot T_{set} \approx \Delta_i$ gilt, festgelegt wurde.^[ESW11] (4) Bei sehr großen AF-Körnern ($E_{AF,i} > E_{AF/F,i}$), deren Energiebarriere Δ_i sehr viel größer als die thermische Energie bei T_{set} während des Feldkühlvorgangs ist, d.h. $\Delta_i \gg k_B \cdot T_{set}$, kann der AF-Ordnungszustand im Sinne einer räumlichen Ausrichtung der unidirektionalen Anisotropie nicht festgelegt werden, sodass die AF-Körner im lokalen bzw. globalen energetischen Minimum verweilen und eine räumlich statistische Verteilung der unidirektionalen Anisotropie beobachtet wird.^[ESW11] Diese Körner tragen aufgrund der räumlichen Mittelung nicht zum makroskopischen EB-Feld bei.^[ESW11] Die Schlussfolgerung der Klassifizierung ist, dass ähnlich wie im realistischen Modell von MEIKLEJOHN und BEAN ein kritisches AF-Kornvolumen überschritten werden muss, damit $H_{EB} \neq 0$ ist.^[FC72b,RZ08]

Unter der vereinfachten Annahme, dass alle AF-Körner die gleiche Korngröße besitzen, untersuchten die Autoren die Temperaturabhängigkeit von H_{EB} und H_{C} . Die Ergebnisse zeigen, dass H_{EB} für $T < T_{\text{B}}$ konstant ist und für $T \geq T_{\text{B}}$ gegen null konvergiert. Dahingegen ist das Koerzitivfeld für $T < T_{\text{B}}$ $H_{\text{C}} = 0$, steigt im Temperaturbereich von $T \geq T_{\text{B}}$ exponentiell auf einen Maximalwert $H_{\text{C,max}}$ bei der Temperatur T_{max} an und fällt anschließend für $T > T_{\text{max}}$ exponentiell auf $H_{\text{C}} = 0$ ab.^[FC72b] Die Zunahme von H_{C} ist dadurch begründet, dass der thermisch stabile AF-Ordnungszustand für $T < T_{\text{B}}$ im Bereich von $T > T_{\text{B}}$ aufgehoben wird. Dadurch findet ein Phasenübergang vom thermisch blockierten in den zu H_{C} beitragenden Stabilitätsbereich statt.^[FC72b]

MAURI *et al.* stellten 1987 das so genannte Domänenwandmodell vor.^[MSB87] Die Grundidee des Modells liegt in der Ausbildung einer AF-Domänenwand parallel zur AF/F-Grenzfläche (vgl. Abb. 2.4). Diese führt zu einer effektiven Reduzierung von H_{EB} , da die Austauschwechselwirkungsenergie durch Transformation in Domänenwandenergie energetisch abgesenkt wird (vgl. Modell von NÉEL). Damit sich eine Domänenwand im AF ausbilden kann, wird angenommen, dass der AF unendlich dick ist, sodass keine Einschränkungen in Form physikalischer Randbedingungen hinsichtlich der Domänenwandausbildung getroffen werden müssen.^[MSB87] Weitere Annahmen des Modells sind, dass sich der AF und F in einem eindomänigen magnetischen Zustand befinden und eine ideale Grenzfläche zwischen AF und F ohne Grenzflächenrauigkeit vorliegt. Der AF und F besitzen jeweils eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropie mit zuein-

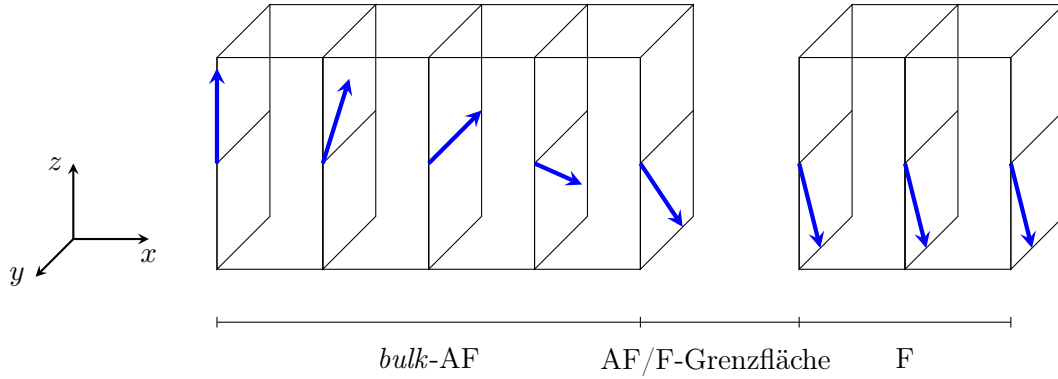


Abbildung 2.4: Spinorientierung (blau) im AF-Untergitter während der Ausbildung einer Domänenwand im AF parallel zur AF/F-Grenzfläche in Anwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} , dass antiparallel zur ferromagnetischen Kopplungsrichtung der AF/F-Grenzflächenmomente ausgerichtet ist. Der AF wird mit unendlicher Schichtdicke, d.h. ohne physikalische Einschränkungen hinsichtlich der Domänenwandausbildung, angenommen. Sowohl der AF als auch der F besitzen eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropieachse parallel zur z -Achse des gewählten Koordinatensystems (nach MAURI *et al.*).^[MSB87]

ander parallelen Anisotropieachsen, wobei der Ummagnetisierungsvorgang des F ausschließlich über kohärente Rotation verläuft (STONER-WOLFARTH-Modell).^[MSB87,TG08] Ein Ergebnis des Domänenwandmodells ist die Reduzierung von H_{EB} durch die Umverteilung von Austauschwech-

selbstwirkungsenergie in Domänenwandenergie um einen Faktor von 10^2 .^[MSB87] Dadurch werden im Vergleich zu den experimentellen Daten realistischere Werte für H_{EB} erhalten. Der Ausdruck für H_{EB} aus dem idealen MEIKLEJOHN-BEAN-Modell wird für den Grenzfall starker Grenzflächenkopplung zu

$$H_{\text{EB}} = -2 \cdot \left(\frac{\sqrt{A_{\text{AF}} \cdot K_{\text{AF}}}}{M_{\text{F}} \cdot d_{\text{F}}} \right) \quad (2.2.4)$$

modifiziert, wobei A_{AF} die Austauschsteifigkeit des AF beschreibt.^[MSB87] Nachteile des Modells von MAURI *et al.* sind jedoch, dass weder eine Erklärung für die Erhöhung des Koerzitivfelds H_{C} noch eine Aussage über die Herkunft der experimentell ermittelten, reduzierten Grenzflächenkopplung getroffen wird. Das Modell erlaubt somit lediglich die Beschreibung von planaren Domänenwänden im Limit starker Austauschwechselwirkung.^[BT99]

Fast zeitgleich zum Domänenwandmodell von MAURI *et al.* wurde das *random-field*-Modell von MALOZEMOFF veröffentlicht.^[Mal87,Mal88b,Mal88a] Das Modell geht von einem einkristallinen AF und einem eindomänigen F aus. Im Gegensatz zum Domänenwandmodell von MAURI *et al.* geht MALOZEMOFF von einer strukturell deformierten AF/F-Grenzfläche mit zufälliger atomarer Grenzflächenrauigkeit aus. Aufgrund dessen sind an der AF/F-Grenzfläche sowohl Bereiche mit kompensierten als auch mit unkompensierten AF-Grenzflächenmomenten vertreten (vgl. Modell von NÉEL), wobei im statistischen Mittel ein Netto-AF-Grenzflächenmoment, insbesondere bei der Betrachtung kleiner Areale, existiert. Eine Konsequenz aus dem *random-field*-Modell ist, dass das Wechselspiel zwischen der magnetostatischen und magnetokristallinen Anisotropieenergie im AF zur Ausbildung von AF-Domänen mit Domänenwänden senkrecht zur AF/F-Grenzfläche führt, wodurch die mittlere unidirektionale Anisotropie reduziert wird. Die AF-Domänengröße und damit gleichbedeutend die Kopplungsfläche zum F wird durch die Austauschsteifigkeit A_{AF} und die magnetokristalline Anisotropie K_{AF} des AF bestimmt. Dadurch liegt eine unmittelbare Beeinflussung der Austauschwechselwirkungsenergiedichte $J_{\text{AF/F}}$ über die AF-Materialkonstanten vor. Unter Berücksichtigung der aus dem *random-field*-Ansatz resultierenden Austauschwechselwirkungsenergiedichte kann H_{EB} wie folgt dargestellt werden:^[Mal87]

$$H_{\text{EB}} = \frac{2 \cdot z}{\pi^2} \cdot \left(\frac{\sqrt{A_{\text{AF}} \cdot K_{\text{AF}}}}{M_{\text{F}} \cdot d_{\text{F}}} \right). \quad (2.2.5)$$

Der Skalierungsfaktor z ($z \in \mathbb{Z}$) beschreibt die energetische Anhebung bzw. Absenkung, die aus der räumlichen Orientierung des AF-Grenzflächenmoments innerhalb der lokalen Grenzflächenunebenheit im AF resultiert. Ein Vergleich von Gl. 2.2.4 und Gl. 2.2.5 zeigt, dass trotz der unterschiedlichen theoretischen Annahmen beider Modelle ein ähnlicher Ausdruck für H_{EB} erhalten wird.^[MSB87,Mal87,BT99] Dadurch wird nach MALOZEMOFF ebenfalls eine Reduzierung von H_{EB} um einen Faktor von 10^2 im Vergleich zu einer ideal unkompensierten AF/F-Grenzfläche, wie im ursprünglichen Modell von MEIKLEJOHN und BEAN angenommen wurde, erhalten. Die Ummagnetisierung des F bewirkt zudem, dass Domänenwände im AF bewegt werden, wodurch der AF-Ordnungszustand verändert wird. Dadurch kann qualitativ erklärt werden, warum H_{EB} mit zunehmender Anzahl an F-Ummagnetisierungsvorgängen geringer wird (*Training*-Effekt).^[Mal87,Mal88b]

KOON präsentierte 1997 einen mikroskopischen Erklärungsansatz für EB-Systeme mit atomar glatter Grenzfläche und vollständig kompensierten AF-Grenzflächenmomenten.^[Koo97] Im Gegensatz zum molekularfeldtheoretischen Ansatz wird erstmals die individuelle Spinorientierung in der zugrunde gelegten magnetischen Struktur berücksichtigt.^[Koo97] Ein wichtiges Ergebnis der numerischen Simulationen ist, dass die Gesamtenergie für den Fall einer senkrechten Ausrichtung der F-Momente zur leichten Richtung des AF minimiert wird. Die Schlussfolgerung dessen ist, dass die Spinfrustration im AF an einer vollständig kompensierten AF/F-Grenzfläche zu der Ausbildung eines *spin-flop*-Zustands, d.h. einer 90°-Kopplung zwischen den AF- und F-Grenzflächenmomenten, führt. Die AF-Spins in der Nähe der AF/F-Grenzfläche sind zudem teilweise verkantet, d.h. aus der leichten Richtung gedreht.^[BT99,Koo97] Im Gegensatz zu der ursprünglichen Annahme, dass für den Fall einer vollständig kompensierten AF/F-Grenzfläche $H_{EB} = 0$ ist, folgt aus dem Modell von KOON, dass an einer vollständig kompensierten AF/F-Grenzfläche maximale Spinfrustration und damit die größte *spin-flop*-Kopplung bzw. der größte Wert für H_{EB} vorliegt.^[Koo97] Der EB-Effekt wird physikalisch durch die Domänenwandausbildung im AF parallel zur AF/F-Grenzfläche begründet, die ausgehend von der ursprünglichen Feldkühlrichtung des F während der Ummagnetisierung stattfindet. Die Domänenwandausbildung wird durch die Austauschwechselwirkung an der AF/F-Grenzfläche und die magnetokristalline Anisotropie des AF beeinflusst (vgl. Domänenwandmodell von MAURI *et al.*). Die Konsequenz dessen ist, dass eine Zunahme der AF/F-Grenzflächenrauigkeit zu einer Reduzierung von H_{EB} führt, was anhand von experimentellen Untersuchungen an einkristallinen Fe/FeF₂ Systemen bestätigt werden konnte.^[NLS96,Koo97,BT99] Weiterhin können auf Grundlage des Modells qualitative Aussagen über die Notwendigkeit einer Minimalschichtdicke im AF (vgl. vorherige Modelle), irreversible Veränderungen im AF während der Ummagnetisierung des F (vgl. Modelle von MEIKLEJOHN und BEAN sowie NÉEL) sowie die experimentell beobachteten positiven H_{EB} Werte getroffen werden.^[Koo97]

Ein weiterer mikroskopischer Erklärungsansatz wurde 1999 von SCHULTHESS und BUTLER präsentiert. In diesem Modell wird von einem einkristallinen AF und F ausgegangen, wobei sowohl der AF als auch der F in einem eindomänigen magnetischen Zustand vorliegen, d.h. es besteht keine Möglichkeit zur Domänenwandausbildung senkrecht zur AF/F-Grenzfläche (vgl. Modell von MALOZEMOFF und MAURI *et al.*).^[SB99] Die Autoren gehen zunächst ebenfalls von einer atomar glatten AF/F-Grenzfläche aus. Die Magnetisierungsverteilung des AF/F-Zweilagensystems (atomares HEISENBERG-Modell) wird durch Lösung der LANDAU-LIFSHITZ-GILBERT-Gleichung in Anwesenheit eines externen Magnetfelds während der Ummagnetisierung des F durch kohärente Rotation erhalten.^[SB99] An der AF/F-Grenzfläche wird aufgrund der Energieminimierung ein *spin-flop*-Zustand ausgebildet (vgl. Modell von KOON). Die Ummagnetisierung des F kann einerseits in Form eines reversiblen Übergangs zwischen zwei energetisch entarteten *spin-flop*-Zuständen im AF stattfinden, was zu einer Erhöhung des Koerzitivfelds, jedoch nicht zu einer Verschiebung der Hysteresekurve führt. Andererseits kann während der Ummagnetisierung des F eine Domänenwand im AF parallel zur AF/F-Grenzfläche ausgebildet werden, wobei der Domänenwandzustand eine höhere Energie als der *spin-flop*-Zustand besitzt. Die aufgehobene Entartung zwischen Anfangs- und Endzustand während der Ummagnetisierung bewirkt eine Ver-

schiebung der Hysteresekurve um H_{EB} .^[SB99] Welcher der beiden Prozesse dominiert, ist stark von der Größe der Energiebarrieren abhängig. Der Einfluss der Grenzflächenrauigkeit wird durch die Implementierung von Grenzflächendefekten im AF untersucht. Durch die Grenzflächendefekte verkanten die F-Spins im Vergleich zum zuvor diskutierten, idealen *spin-flop*-Zustand.^[SB99] Die Defekte bewirken zudem, dass die energetische Entartung der *spin-flop*-Zustände während der Ummagnetisierung des F aufgrund des Ungleichgewichts in der AF/F-Austauschwechselwirkung aufgehoben wird.^[SB99,BT99] Die Konsequenz dessen ist eine Verschiebung der Hysteresekurve um H_{EB} , wobei die Größe von H_{EB} mit der Defektdichte an der AF/F-Grenzfläche korreliert.^[SB99] Ein wesentlicher Nachteil des Modells ist jedoch, dass es nur für idealisierte Systeme mit einkristallinen und eindomänen AF und F anwendbar ist.^[OFV10]

2.2.2 „Neuere“ Modelle

Eines der ersten „neueren“ EB-Modelle wurde 1999 von STILES und MCMICHAEL aufgestellt und ist neben den Arbeiten von FULCOMER und CHARAP von weitreichender Bedeutung für die theoretische Beschreibung polykristalliner EB-Systeme.^[SM99a] Die Autoren gehen zunächst wie FULCOMER und CHARAP von eindomänen, isolierten AF-Körnern aus, die ausschließlich mit dem F in Wechselwirkung treten. Im Unterschied zu FULCOMER und CHARAP basiert das Modell von STILES und MCMICHAEL jedoch auf der realistischeren Annahme einer isotropen Richtungsverteilung der magnetokristallinen Anisotropie im AF.^[SM99a] Des Weiteren berücksichtigen die Autoren die Ausbildung von *spin-flop*-Zuständen an der AF/F-Grenzfläche in Form eines zusätzlichen Energieterms. Dieser führt, wie bereits von KOON sowie SCHULTHESS und BUTLER gezeigt werden konnte,^[Koo97,SB99] zu einer energetischen Absenkung des Systems.^[SM99a] Die Kopplung zum F führt im Modell zur Ausbildung von partiellen Domänenwänden in den AF-Körnern parallel zur AF/F-Grenzfläche (Abb. 2.5). Die partiellen Domänenwände werden über den Winkel α charakterisiert, der die räumliche Ausrichtung des AF-Grenzflächenmoments \vec{m}_{AF} bezüglich der magnetokristallinen Anisotropierichtung des AF-Korns $\pm \vec{K}_{\text{AF}}$ beschreibt.^[SM99a] Zur Beschreibung von irreversiblen Änderungen im AF während der Ummagnetisierung des F (Magnetisierung \vec{M}_{F}) wird die Existenz von AF-Körnern mit einem kritischen Winkel α_{krit} postuliert. Führt die Ummagnetisierung des F zur Ausbildung einer Domänenwand im AF-Korn mit $\alpha > \alpha_{\text{krit}}$, unterliegt der AF-Ordnungszustand einer energetischen Destabilisierung, wodurch ein Übergang in den energetisch günstigeren Zustand mit invertierter Ausrichtung der AF-Momente in den AF-Untergittern stattfindet.^[SM99a,OFV10] Reversible Prozesse treten während der Ummagnetisierung des F folglich in AF-Körnern mit $\alpha < \alpha_{\text{krit}}$ auf. Die AF-Domänenwandausbildung kann zudem durch Störstellen in den AF-Körnern, wie bspw. Domänenwandnukleationsstellen durch Gitterfehlstellen oder Fremdatome, beeinflusst werden.^[SM99a] Die Autoren berücksichtigen jedoch nicht, dass α_{krit} und die lokalen Energiebarrieren der AF-Körner in realen Systemen ebenfalls einer statistischen Verteilung unterliegen.^[SM99a]

Basierend auf den getroffenen Modellannahmen können folgende Aspekte des EB-Effekts diskutiert werden: Das Koerzitivfeld wird im Wesentlichen durch irreversible Übergänge im AF sowie

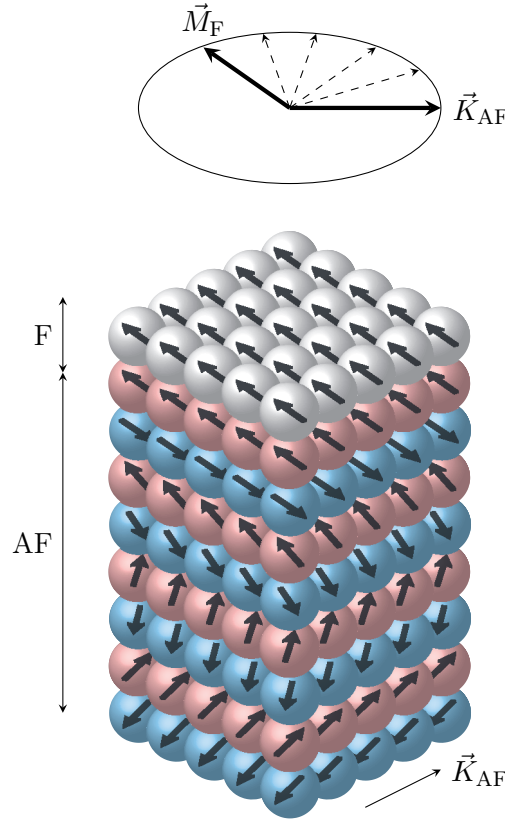


Abbildung 2.5: Ausbildung einer partiellen Domänenwand im AF-Korn aufgrund der Austauschwechselwirkung zum F mit Magnetisierung \vec{M}_F . Die Ausrichtung des AF-Grenzflächenmoments \vec{m}_{AF} bezüglich der magnetokristallinen Anisotropie-richtung des AF-Korns $\pm\vec{K}_{AF}$ wird durch den Winkel α charakterisiert. Die Kopplung an den F bewirkt eine Rotation der ursprünglich parallel zur magnetokristallinen Anisotropie-richtung des AF-Korns $\pm\vec{K}_{AF}$ ausgerichteten magnetischen Momente der AF-Untergitter (nach STILES und MCMICHAEL).^[SM99a]

die statistische Verteilung der magnetokristallinen Anisotropie-richtung der AF-Körner und deren Kopplungsstärke zum F beeinflusst, wobei Letzteres zur asymmetrischen Ummagnetisierung des F führen kann.^[SM99a] Irreversible Prozesse liegen bspw. in Form der rotierbaren Anisotropie vor, d.h. das AF-Grenzflächenmoment richtet sich bevorzugt parallel zur F-Magnetisierungsrichtung während der Ummagnetisierung aus.^[SM99a,MME04] Die AF-Domänenwandausbildung wird durch die Austauschsteifigkeit des AF und dessen magnetokristalline Anisotropie bestimmt. Für den Fall, dass die AF-Schichtdicke kleiner als die aus den Materialeigenschaften resultierende Domänenwandbreite ist, erfolgt eine energetische Destabilisierung der AF-Domänenwand während der Ummagnetisierung des F, wodurch H_{EB} null wird. Aufgrund dessen wird eine Mindestschichtdicke im AF für das Vorhandensein der unidirektionalen Anisotropie benötigt (vgl. realistisches MEIKLEJOHN-BEAN-Modell, Modell von NÉEL sowie Modell von KOON).^[SM99a,RZ08,Née67,Koo97]

Der Einfluss der Temperatur wird wie im Modell von FULCOMER und CHARAP auf Basis der AF-Korngrößenverteilung diskutiert, wobei eine Klassifizierung der magnetischen Eigenschaften über die AF-Korngröße in Relation zur Temperatur erfolgt.^[FC72b,SM99b] In diesem Zusammenhang werden die Materialeigenschaften des F und die Grenzflächenaustauschwechselwirkung als temperaturunabhängig angenommen (CURIE-Temperatur des F ist sehr viel größer als die NÉEL-Temperatur des AF),^[OFV10] wohingegen die Temperaturabhängigkeit im AF in der Domänenwandenergie, dem magnetischen Moment sowie der magnetokristallinen Anisotropiekonstante und der Austauschsteifigkeit berücksichtigt wird.^[SM99b] Im AF-Korn liegen zwei energetisch stabile Zustände (Zwei-Niveau-Modell) vor, die einer parallelen bzw. antiparallelen Ausrichtung des AF-Grenzflächenmoments bezüglich der F-Magnetisierung entsprechen und durch eine Energiebarriere getrennt sind (vgl. Modell von FULCOMER und CHARAP).^[FC72b,SM99b] Wird dem System Energie bspw. in Form von thermischer Aktivierung zugefügt, so kann die ursprüngliche Besetzungsverteilung der Zustände des Zwei-Niveau-Modells dahingehend beeinflusst werden, dass thermisch aktivierte Übergänge vom lokalen ins globale Energieminimum stattfinden. Die Prozesskinetik wird dabei maßgeblich durch die Temperatur bestimmt. Die als *thermal switching* bezeichnete Invertierung des AF-Ordnungszustands wird im Fall von großen AF-Körnern durch Nukleation von Domänenwänden sowie Domänenwandbewegung und für kleine Körner durch kohärente Rotation realisiert.^[SM99b]

Die AF-Körner können in Abhängigkeit von der Temperatur T und der Richtung des externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} qualitativ den folgenden Stabilitätsbereichen zugeordnet werden: (1) Stabile AF-Körner, bei denen die Energiebarriere zwischen den AF-Ordnungszuständen groß ist, zeigen keine Veränderung ihres Ordnungszustands während der Ummagnetisierung des F; (2) instabile AF-Körner, bei denen eine kleine Energiebarriere zwischen den AF-Ordnungszuständen vorliegt, zeigen eine hochfrequente Änderung der Besetzungsverteilung der AF-Ordnungszustände während der Ummagnetisierung des F; (3) partiell stabile Körner, für die in Abhängigkeit von der Richtung des externen Magnetfelds während der Ummagnetisierung des F einer der beiden AF-Ordnungszustände energetisch stabilisiert ist.^[SM99b] Bei tiefen Temperaturen ist der Ordnungszustand der AF-Körner für alle Richtungen von \vec{H}_{ex} thermisch stabil. Folglich tragen alle AF-Körner zu H_{EB} bei, insofern ein bevorzugter Ordnungszustand im AF gesetzt wurde.^[SM99b] Im Bereich mittlerer Temperaturen liegen in Abhängigkeit von \vec{H}_{ex} sowohl stabile als auch partiell stabile Bereiche vor, wobei beide AF-Ordnungszustände in einem bestimmten Winkelbereich des externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} instabil sind, was eine Änderung des AF-Ordnungszustands via *thermal switching* bedeutet. AF-Körner, die in einem bestimmten Winkelbereich des externen Magnetfelds stabil sind, tragen zur unidirektionalen Anisotropie bei. Dahingegen liefern AF-Körner, die einer stabilitätsbedingten Veränderung ihres Ordnungszustands unterliegen, einen Beitrag zur rotierbaren Anisotropie (Koerzitivität), da das energetische Minimum des AF-Ordnungszustands parallel zu \vec{H}_{ex} ist.^[SM99b] Bei hohen Temperaturen sind die AF-Körner über den gesamten Winkelbereich von \vec{H}_{ex} instabil.^[SM99b] Der Ursprung liegt in einer Zunahme der Kinetik der thermischen Aktivierung mit steigender Temperatur, sodass die AF-Ordnungszustände nur auf sehr kurzen Zeitskalen thermisch stabil sind und auf größeren Zeitskalen ein thermisches Gleichgewicht

zwischen den AF-Ordnungszuständen vorliegt.^[SM99b] Die angegebenen Temperaturbereiche sind aufgrund der Materialspezifität qualitativ zu verstehen.

Das 2002 von NOWAK *et al.* präsentierte AF-Domänenzustandsmodell stellt einen mikroskopischen Erklärungsansatz zur Beschreibung des EB-Effekts dar.^[NUK02] Der AF wird im Modell als magnetisch „verdünnter“ ISING-Antiferromagnet (zwei erlaubte Spinzustände mit paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung bezüglich der Anisotropieachse) mit uniaxialer (*in-plane*) magnetokristalliner Anisotropie angenommen.^[NUK02] Die AF-„Verdünnung“ wird im Folgenden als Defektkonzentration bezeichnet und korreliert mit der Anzahl von Gitterfehlstellen durch Volumendefekte bzw. den Austausch magnetischer durch nichtmagnetische Atome in den AF-Untergittern.^[NUK02] Wird das System in Anwesenheit eines externen Magnetfelds unter die NéEL-Temperatur des AF abgekühlt, so findet ein Phasenübergang vom paramagnetischen ($T > T_N$) in den metastabilen Domänenzustand (DS, engl. *Domain State*) mit Spin-Glas ähnlichen Eigenschaften statt.^[NUK02] Die Ausbildung von Domänenstrukturen im AF mit Domänenwänden senkrecht zur AF/F-Grenzfläche begründet sich über das statistische Ungleichgewicht von Verunreinigungen in den AF-Untergittern. Dieses führt in einem räumlich eingegrenzten Bereich zu einer von null verschiedenen Nettomagnetisierung im AF die mit dem externen Magnetfeld in Wechselwirkung treten kann (vgl. Abb. 2.6).^[NUK02] Zudem bewirkt die Formation der

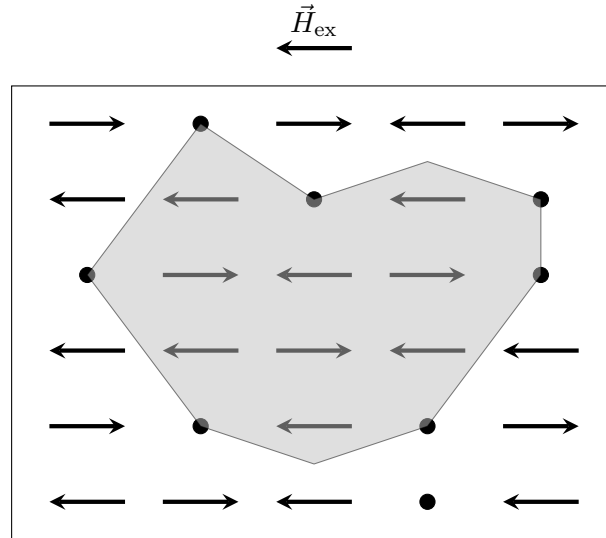


Abbildung 2.6: Spinkonfiguration eines ISING-Antiferromagnets mit eingebrachten Defekten (Punkte). Aufgrund der Verunreinigungen liegt in einem räumlich eingegrenzten Bereich eine Nettomagnetisierung im AF vor. Diese kann mit dem externen Magnetfeld in Wechselwirkung treten. Durch Feldkühlung in einem externen Magnetfeld \vec{H}_{ex} unter die NéEL-Temperatur wird folglich ein Domänenzustand (DS) mit spezifischen Domänenstrukturen (grau hinterlegtes Polygon) im AF erzeugt (nach NOWAK *et al.*).^[NUK02]

Domänen eine Reduzierung der Gesamtenergie im AF. Aus dem Zwei-Niveau-Modell des ISING-Antiferromagneten folgt, dass die Domänenwandbreite als null angenommen werden kann.^[NUK02]

Die Energie der Domänenwand kann durch Einschluss nichtmagnetischer Atome reduziert werden, wodurch in Abhängigkeit von der lokalen Defektstruktur komplexe Domänengeometrien mit einer breiten Größen- und Strukturverteilung entstehen können.^[NUK02] Die Erhöhung der Defektkonzentration im AF begünstigt folglich die Ausbildung des DS, da durch die zunehmende Defektzahl eine energetische Absenkung der AF-Domänenwände erfolgt. Die Ausrichtung der F-Momente wird im Modell über einen HEISENBERG-Ansatz (frei rotierbare Spins) mit uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie (*in-plane*) beschrieben, wobei die Anisotropieachsen des AF und F parallel zueinander verlaufen. Da der AF während des Feldkühlprozesses in direktem Kontakt zum magnetisch gesättigten F an der AF/F-Grenzfläche steht, liegt im DS nach dem Feldkühlprozess ein irreversibles magnetisches Überschussmoment vor. Diese AF-Überschussmagnetisierung wirkt als intrinsisches Magnetfeld auf den F und trägt zum Austauschverschiebungseffekt bei.^[NUK02] Die zunehmende Defektdichte im AF erhöht die Anzahl an Domänen im DS und damit den Anteil der AF-Überschussmagnetisierung, sodass eine Erhöhung von H_{EB} mit zunehmender Defektdichte erfolgt.^[NUK02,RZ08] Im Unterschied zum idealisierten Modell von MEIKLEJOHN und BEAN nehmen die Autoren zudem ein effektives AF-Grenzflächenmoment an, das weder dem Umstand einer ideal kompensierten bzw. unkompensierten AF/F-Grenzfläche entspricht noch eine konstante, experimentell leicht bestimmbare Größe darstellt. Der Ausdruck für H_{EB} aus dem idealen MEIKLEJOHN-BEAN Modell (vgl. Gl. 2.2.1) wird durch Einführung der AF-Grenzflächenmagnetisierung pro Spin $M_{AF,AF/F}$ modifiziert, wobei $M_{AF,AF/F} = 0$ einer vollständig kompensierten und $M_{AF,AF/F} = 1$ einer vollständig unkompensierten AF/F-Grenzfläche entspricht. Der genaue Wert von $M_{AF,AF/F}$ und folglich H_{EB} hängt dabei von der Struktur und Größenverteilung des DS im AF ab.^[NUK02]

Die Ergebnisse der *Monte-Carlo*-Simulationen zeigen, dass eine erhöhte Defektkonzentration im DS zu einer verstärkten Ausbildung der AF-Domänenstruktur führt, was zu einer Zunahme der irreversiblen DS-Überschussmagnetisierung und folglich H_{EB} führt.^[NUK02] Da die Domänenausbildung im Bereich geringer AF-Schichtdicken energetisch instabil ist, können diese während der Ummagnetisierung des F irreversibel destabilisiert bzw. verändert werden. Aufgrund dessen wird für H_{EB} eine Mindestschichtdicke im AF benötigt (vgl. realistisches Modell von MEIKLEJOHN und BEAN, Modell von NÉEL, Modell von KOON sowie STILES und MCMICHAEL).^[RZ08,Née67,Koo97,SM99a,NUK02] Da die Domänenwandenergie parallel zur AF/F-Grenzflächennormalen mit zunehmender AF-Schichtdicke größer wird, kann eine energetische Absenkung durch Reduzierung der Domänenanzahl im DS erfolgen, wodurch der Wert von H_{EB} verringert wird.^[NUK02] Das Koerzitivfeld des F wird sowohl durch die Schichtdicke als auch durch den Betrag der magnetokristallinen Anisotropie des AF beeinflusst und wird mit zunehmender AF-Schichtdicke kleiner.^[NUK02] Des Weiteren nimmt H_{EB} linear mit zunehmender Temperatur ab und wird oberhalb der Blockingtemperatur T_B null.^[NUK02] Die Blockingtemperatur entspricht im Modell der irreversiblen Phasenübergangstemperatur zwischen dem eingefrorenen DS und der paramagnetischen Phase und wird mit zunehmender Stärke des externen Magnetfelds geringer.^[NUK02] Aufgrund dessen liegt die Blockingtemperatur selbst für dicke AF-Schichten typischerweise deutlich unterhalb der NÉEL-Temperatur des *bulk*-Antiferromagneten.^[NUK02] Der ex-

perimentell beschriebene *Training*-Effekt, der sich in einer Abnahme von H_{EB} mit zunehmender Anzahl an Hysteresemessungen ausdrückt, kann über die Metastabilität des DS erklärt werden, dessen remanente Überschussmagnetisierung exponentiell über große Zeitskalen relaxiert (Spin-Glas).^[NUK02] Die Reorientierung des DS kann zudem zu partiellen Verlusten in der ursprünglichen DS-Struktur während der Ummagnetisierung des F führen.^[NUK02] Die Konsequenz aus der Arbeit von NOWAK *et al.* ist, dass der EB-Effekt signifikant durch die AF-Volumeneigenschaften beeinflusst wird und folglich kein reiner Grenzflächeneffekt ist.^[NUK02] Des Weiteren ist das DS-Modell zur quantitativen Beschreibung von EB-Systemen geeignet, die systematisch mit nicht-magnetischen Defekten versehen werden.^[MGK00,RZ08]

2006 wurde von RADU *et al.* ein neuartiger Ansatz zur Beschreibung des EB-Effekts und der damit korrelierten Modifikation des Koerzitivfelds vorgestellt.^[RZ08] Die Autoren gehen davon aus, dass die AF/F-Grenzflächenmomente am besten durch ein frustriertes Spinsystem, d.h. einen Spin-Glas (SG) ähnlichen Zustand, beschrieben werden können. Eingefrorene, unkompenzierte AF-Grenzflächenspins tragen zum Austauschverschiebungsfeld H_{EB} bei, wohingegen Grenzflächenspins mit niedriger Anisotropie das Koerzitivfeld H_C beeinflussen.^[RZ08] Der SG-Zustand wird über die Einführung eines AF-Grenzflächenbereichs modelliert, der aus zwei Zuständen mit unterschiedlicher Anisotropiestärke zusammengesetzt ist: (1) Eingefrorene AF-Spins mit großer Anisotropie, die sich bis zur Grenzfläche ausbreiten können und zu H_{EB} beitragen; (2) Rotierbare AF-Spins mit niedriger Anisotropie, die einen frustrierten, Spin-Glas ähnlichen Zustand darstellen und folglich zu H_C beitragen (s. Abb. 2.7).^[RZ08] Das Vorhandensein eines SG-Zustands an der AF/F-Grenzfläche wird dadurch begründet, dass aufgrund von Rauigkeit, chemischer Durchmischung, Stöchiometrieviationen und strukturellen Inhomogenitäten an der AF/F-Grenzfläche ein Übergangsbereich zwischen dem „reinen“ AF- und F-Zustand existiert.^[RZ08] Deswegen ist anzunehmen, dass innerhalb dieses Bereichs eine effektive Reduzierung der AF-Anisotropiestärke erfolgt. Wichtige Voraussetzungen für die Ausbildung des SG-Zustands sind: (1) Es liegt Spinfrustration an der AF/F-Grenzfläche vor, d.h. es existiert kein globales Energieminimum für eine bestimmte Spinkonfiguration, sondern mehrere lokale Energieminima mit energetisch entarteten Spinkonfigurationen; (2) mindestens ein Teil der Spinwechselwirkung muss zufällig sein.^[RZ08]

Der *Training*-Effekt kann im Modell durch irreversible Änderungen in der frustrierten Spinstruktur erklärt werden, die zudem einen Erklärungsansatz für die experimentell beobachteten, offenen Hysteresekurven liefern.^[RZ08] Die irreversiblen Änderungen in der frustrierten Spinstruktur führen bspw. zur Ausbildung von AF-Grenzflächendomänen während der Ummagnetisierung des F, die wiederum Nukleationskeime für nachfolgende Ummagnetisierungsprozesse darstellen.^[RZ08] Es ist daher anzunehmen, dass jeder Ummagnetisierungsvorgang zu einer Erhöhung der Spinunordnung an der AF/F-Grenzfläche und folglich zu einer Reduzierung von H_{EB} führt.^[RZ08] Zur Beschreibung der strukturellen Deformation und der Ausprägung des SG-Zustands an der AF/F-Grenzfläche wird der Ordnungsfaktor f eingeführt, wobei $f = 1$ eine ideale Grenzfläche und $f = 0$ einen Zustand maximaler Unordnung im Spinsystem beschreibt.^[RZ08] Aufgrund dessen kann die effektive Anisotropiestärke des SG-Zustands und die Austauschwechselwirkungsenergie

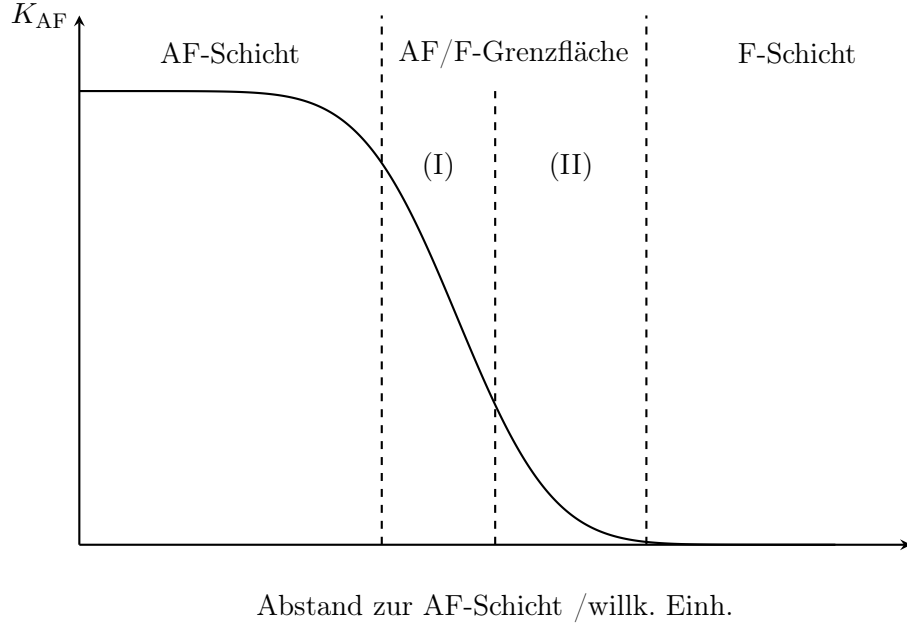


Abbildung 2.7: Erläuterung des Spin-Glas-Modells auf Grundlage der veränderlichen magnetokristallinen Anisotropiekonstante des AF K_{AF} als Funktion des Abstands zur AF-Schicht parallel zur Grenzflächennormalen. Unter der Annahme eines SG ähnlichen Zustands an der AF/F-Grenzfläche können zwei Bereiche unterschiedlicher Anisotropiestärke unterschieden werden: (I) Eingefrorene AF-Spins mit großer Anisotropie, die zu H_{EB} beitragen; (II) Rotierbare AF-Spins mit niedriger Anisotropie, die zu H_C beitragen (nach RADU *et al.*).^[RZ08]

an der AF/F-Grenzfläche über den Ordnungsfaktor f skaliert werden.^[RZ08] Das Austauschverschiebungsfeld H_{EB} nimmt in diesem Ansatz linear mit f zu, wohingegen das Koerzitivfeld H_C proportional zu $(1 - f)$ ist und eine Zunahme von H_{EB} folglich zu einer Abnahme von H_C und *vice versa* führt.^[RZ08] Der Ordnungsfaktor kann demnach als Transformationsfaktor verstanden werden, der die zu H_{EB} proportionale Austauschwechselwirkungsenergie in Koerzitivität umwandelt.^[RZ08]

Für die Existenz von H_{EB} wird eine Minimalschichtdicke im AF benötigt (vgl. vorherige Modelle),^[MB56,RZ08,Née67,Koo97,SM99a,NUK02] wobei die Bedingung für die kritische Schichtdicke $t_{AF,k}$ aus dem energetischen Gleichgewicht zwischen der magnetokristallinen Anisotropieenergie des AF und der effektiven Austauschwechselwirkungsenergie folgt.^[RZ08] Die kritische Schichtdicke wird generell bei unveränderlicher Anisotropie- und Austauschwechselwirkung unter Reduzierung des Ordnungsfaktors f kleiner.^[RZ08] Für $f \approx 1$ nimmt H_{EB} mit kleiner werdender AF-Schichtdicke ab, wohingegen H_{EB} für $f < 1$ zunächst mit kleiner werdender AF-Schichtdicke ansteigt, einen Maximalwert bei $t_{AF,max}$ durchschreitet und anschließend für $t \rightarrow t_{AF,k}$ auf $H_{EB} = 0$ abfällt.^[RZ08]

Des Weiteren kann eine Blockingtemperatur T_B eingeführt werden, oberhalb derer die AF/F-Kopplung thermisch aufgehoben wird (vgl. Modell von FULCOMER und CHARAP sowie NOWAK

et al.).^[RZ08,FC72b,NUK02] Die Grundvoraussetzung des SG-Modells für H_{EB} ist, dass die magnetokristalline Anisotropieenergie in Form der magnetokristallinen Anisotropiekonstante K_{AF} bei gegebener AF-Schichtdicke größer als die Austauschwechselwirkungsenergie zum F ist. Da der Betrag von K_{AF} mit der AF-Schichtdicke skaliert und für dünne Schichten kleiner als für *bulk*-AF ist, folgt, dass die Blockingtemperatur von dünnen Schichten $T_{\text{B}} < T_{\text{N}}$ und von dickeren AF-Schichten $T_{\text{B}} \leq T_{\text{N}}$ ist.^[RZ08]

2010 wurde von O'GRADY *et al.* ein neues Paradigma für die theoretische Beschreibung von polykristallinen EB-Systemen vorgestellt, dessen Inhalt von weitreichender Bedeutung für die Durchführung von systematischen Studien an polykristallinen EB-Systemen ist.^[OFV10] Den Autoren zufolge ist - neben der Mannigfaltigkeit untersuchter Materialsysteme - die meist willkürliche Messtemperatur einer der Hauptgründe für die beobachtete Diskrepanz zwischen theoretischen Modellen und experimentellen Daten. Temperaturänderungen drücken sich in Form von thermischen Aktivierungsprozessen im AF aus und beeinflussen somit den AF-Ordnungszustand (vgl. Modelle von FULCOMER und CHARAP, STILES und MCMICHAEL).^[FC72a,FC72b,SM99b] Aufgrund dessen stellt die genaue Kenntnis des AF-Ordnungszustands zu Beginn des Experiments ein entscheidendes Kriterium für die Aufnahme reproduzierbarer Messdaten hinsichtlich H_{EB} und H_{C} dar.^[OFV10] Dazu wurde von den Autoren das sogenannte *York*-Protokoll entwickelt, das die genannten Faktoren in adäquater Weise berücksichtigt und die Aufnahme reproduzierbarer Messdaten für die magnetische Charakterisierung von polykristallinen EB-Systemen im Korngrößenbereich von 5 – 10 nm (AF-Korndurchmesser) ermöglicht.^[OFV10] Der Fokus der Experimente von O'GRADY *et al.* liegt auf Untersuchungen an $\text{IrMn}_3/\text{CoFe}$ EB-Systemen. Insbesondere IrMn_3 ist aufgrund seiner Korrosionsbeständigkeit, der hohen magnetokristallinen Anisotropie und thermischen Stabilität, die sich in der vergleichsweise hohen NÉEL Temperatur von $T_{\text{N}} = 690 \text{ K}$ widerspiegelt, von technologischer Relevanz.^[OFV10]

Um den AF-Ordnungszustand reproduzierbar festzulegen, muss zunächst die maximale *Set*-Temperatur $T_{\text{set,max}}$ bei der noch keine AF/F-Grenzflächendiffusion auftritt, bestimmt werden.^[OFV10] Hierzu wird das EB-System in Anwesenheit eines externen Magnetfelds parallel zur leichten Richtung (magnetokristalline Anisotropierichtung, \vec{F}_{EA}) des F mit $|\vec{H}_{\text{ex}}| > |\vec{H}_{\text{S}}|$ (\vec{H}_{S} - Sättigungsfeld) und $\vec{H}_{\text{ex}} \parallel \vec{F}_{\text{EA}}$ auf eine Temperatur T_{set} für einen Zeitraum von $t_{\text{set}} = 90 \text{ min}$ erhitzt. Dadurch, dass $|\vec{H}_{\text{EB}}| \propto \ln t_{\text{set}}$, ist die Änderung von $\Delta|\vec{H}_{\text{EB}}| < 1\%$ für einen Zeitraum von $t_{\text{set}} > 90 \text{ min}$.^[OFV10] Der Prozess wird mehrfach wiederholt, um die Reproduzierbarkeit von $T_{\text{set,max}}$ zu verifizieren.^[OFV10] Um thermische Aktivierungsprozesse während der Messung zu vermeiden, muss anschließend die Temperatur T_{NA} ermittelt werden, unterhalb derer keine thermischen Aktivierungsprozesse im untersuchten Materialsystem auftreten.^[OFV10] Hierzu wird das EB-System zunächst in einem Feldkühlprozess ausgehend von $T_{\text{set,max}}$ auf einen beliebigen Wert für T_{NA} abgekühlt.^[OFV10] Anschließend wird \vec{H}_{ex} antiparallel zu \vec{H}_{EB} mit $|\vec{H}_{\text{ex}}| > |\vec{H}_{\text{S}}|$ für $t = 1 \text{ min}$ angelegt und eine Hysteresekurve aufgenommen. Nach einem Zeitraum von $t = 30 \text{ min}$ in \vec{H}_{ex} wird die Messung wiederholt und erneut eine Hysteresekurve aufgezeichnet. Sind die ge-

messenen Hysteresekurven identisch, hat keine thermische Aktivierung zwischen den Messungen stattgefunden.^[OFV10] Für die Hysteresemessungen muss jeweils eine Doppelbestimmung durchgeführt werden, um den bei der ersten Hysteresemessung auftretenden *Training*-Effekt durch *spin-flop*-Kopplung (schnell) bei Antiferromagneten mit multiaxialer magnetokristalliner Anisotropie entsprechend zu berücksichtigen.^[OFV10,Hof04] Der langsame *Training*-Effekt nachfolgender Messungen ist das Ergebnis thermischer Aktivierungsprozesse und sollte daher bei einer Messtemperatur unterhalb von T_{NA} nicht auftreten.^[OFV10] Die Prozedur wird mit zu- oder abnehmenden Werten für T_{NA} in Abhängigkeit von der beobachteten An- bzw. Abwesenheit von thermischen Aktivierungsprozessen zwischen den Messungen nach $t = 1$ min und $t = 30$ min wiederholt, bis der genaue Wert von T_{NA} ermittelt werden konnte.^[OFV10]

Nach der Bestimmung von $T_{\text{set,max}}$ und T_{NA} kann nach O'GRADY *et al.* eine definierte thermische Aktivierung bzgl. des AF-Ordnungszustands und der Modifikation von H_{EB} vorgenommen werden.^[OFV10] Zunächst wird der AF-Ordnungszustand in einem Feldkühlprozess ausgehend von T_{set} festgelegt, wobei das System auf eine Temperatur $T < T_{\text{NA}}$ abgekühlt wird. Anschließend wird zunächst ein externes Magnetfeld antiparallel zu \vec{H}_{EB} mit $|\vec{H}_{\text{ex}}| > |\vec{H}_{\text{S}}|$ angelegt, das EB-System auf eine Aktivierungstemperatur T_{akt} mit $T_{\text{akt}} > T_{\text{NA}}$ für einen Zeitraum von $t_{\text{akt}} = 30$ min gebracht ($|\vec{H}_{\text{EB}}| \propto \ln t_{\text{set}}$ Abhängigkeit im AF) und anschließend auf $T < T_{\text{NA}}$ abgekühlt. Unter Berücksichtigung des schnellen *Training*-Effekts ist es dadurch möglich, reproduzierbare Hysteresekurven im Kontext kontrollierter thermischer Aktivierung aufzuzeichnen.^[OFV10] Der ursprüngliche AF-Ordnungszustand kann durch einen erneuten Feldkühlprozess ausgehend von der gewählten *Set*-Temperatur T_{set} wiederhergestellt werden. Das *York*-Protokoll beschreibt somit erstmals die Möglichkeit, H_{EB} definiert und reproduzierbar durch thermische Aktivierung zu modifizieren.^[OFV10]

Auf Grundlage des *York*-Protokolls kann zudem ein neues Verständnis der Blockingtemperatur vermittelt werden, die konventionell als die Temperatur definiert ist, oberhalb derer $H_{\text{EB}} = 0$ ist.^[OFV10] Nach FULCOMER und CHARAP besitzt jedes AF-Korn eine von der Korngröße abhängige, individuelle Blockingtemperatur.^[FC72b,OFV10] Die konventionelle Blockingtemperatur $T_{\text{B}}^{\text{kon}}$ entspricht dann der Blockingtemperatur des AF-Korns mit der größten magnetokristallinen Anisotropieenergie.^[OFV10] Da für die Bestimmung von $T_{\text{B}}^{\text{kon}}$ Hysteresekurven nach schrittweiser Erhöhung der Temperatur aufgenommen werden, ist davon auszugehen, dass thermische Aktivierungsprozesse oberhalb von T_{NA} zu nicht reproduzierbaren Messergebnissen führen.^[OFV10] Mit dem *York*-Protokoll ist es jedoch möglich, eine definierte und reproduzierbare thermische Aktivierung vorzunehmen, wobei die antiparallele Ausrichtung von \vec{H}_{ex} und \vec{H}_{EB} mit zunehmender Aktivierungstemperatur zu einer sukzessiven Abnahme von H_{EB} führt. Die Blockingtemperatur $T_{\text{B}}^{\text{York}}$ entspricht dann der Temperatur, bei der $H_{\text{EB}} = 0$ ist.^[OFV10] Das *York*-Protokoll definiert damit die Blockingtemperatur $T_{\text{B}}^{\text{York}}$ als die Temperatur, bei der gleich große Volumenanteile von zu H_{EB} beitragenden AF-Körnern mit antiparalleler Ausrichtung des effektiven AF-Grenzflächenmoments vorliegen, wodurch H_{EB} in Summe null ist.^[OFV10] Die Größe von H_{EB} bei gegebener Aktivierungstemperatur ist entsprechend proportional zur Dif-

ferenzzahl von zu H_{EB} beitragenden AF-Körnern mit antiparalleler Ausrichtung des effektiven AF-Grenzflächenmoments.^[OFV10] Des Weiteren kann aus der Blockingtemperatur des *York*-Protokolls $T_{\text{B}}^{\text{York}}$ die magnetokristalline Anisotropiekonstante des AF K_{AF} bestimmt werden. Da die zu H_{EB} beitragende effektive Grenzflächenkopplungsstärke bei $T_{\text{B}}^{\text{York}}$ für die entgegengesetzt gerichteten AF-Volumenfraktionen identisch ist, wird dieser experimentell schwer zugängliche Parameter negiert, sodass K_{AF} über die AF-Korngrößenverteilung und $T_{\text{B}}^{\text{York}}$ bestimmt werden kann.^[OFV10]

Aufgrund von experimentellen Limitierungen kann nicht immer die maximale *Set*-Temperatur $T_{\text{set,max}}$ zur Festlegung des AF-Ordnungszustands verwendet werden. Für IrMn_3 wird typischerweise eine Temperatur $T_{\text{set}} < T_{\text{set,max}}$ gewählt, da IrMn_3 mit $T_{\text{N}} = 690 \text{ K}$ eine für AF-Materialien vergleichsweise hohe NÉEL-Temperatur besitzt.^[OFV10] Aufgrund dessen wird während der Festlegung des AF-Ordnungszustands nur der Teil der AF-Korngrößenverteilung mit einem Kornvolumen $V \leq V_{\text{set}}$ gesetzt, wohingegen AF-Körner mit $V > V_{\text{set}}$ keine räumlich definierte Ausrichtung zum F aufweisen (s. Abb 2.8). Bei einer Messtemperatur oberhalb der Aktivie-

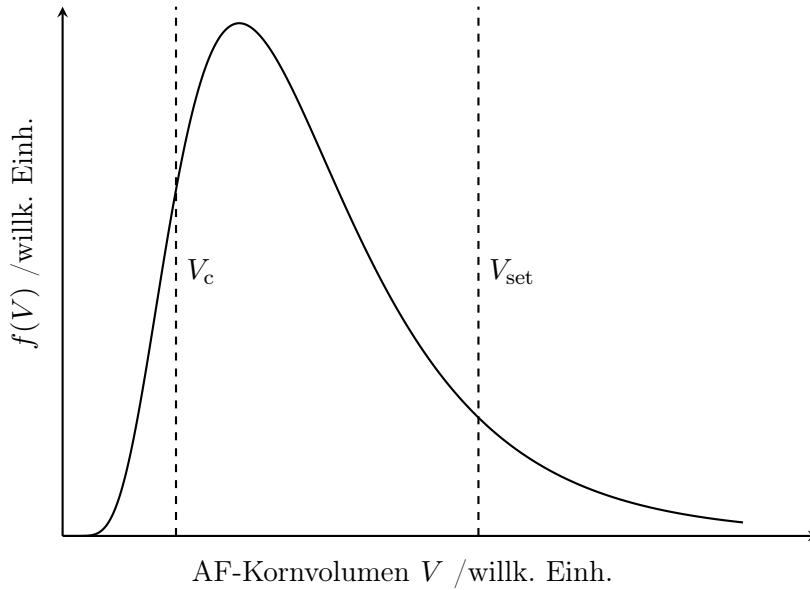


Abbildung 2.8: Korngrößenverteilung im AF $f(V)$ in Abhängigkeit vom AF-Kornvolumen V für $T > T_{\text{NA}}$. Körner mit einem Volumen unterhalb des kritischen Volumens V_c sind oberhalb von T_{NA} thermisch instabil (superparamagnetisch), wohingegen Körner im Volumenbereich von $V_c \leq V \leq V_{\text{set}}$ thermisch stabil sind und zu H_{EB} beitragen. Das Kornvolumen V_{set} ist proportional zur *Set*-Temperatur T_{set} , auf die das EB-System während des Feldkühlvorgangs zur Festlegung des AF-Ordnungszustands gebracht wurde. Körner mit einem Volumen $V > V_{\text{set}}$ weisen keine räumlich definierte Ausrichtung zum F auf, da diese während des Feldkühlvorgangs nicht beeinflusst wurden (nach O’GRADY *et al.*).^[OFV10]

rungstemperatur T_{NA} sind AF-Körner mit einem Volumen unterhalb des kritischen Volumens V_c thermisch instabil bzw. in Analogie zum Modell von FULCOMER und CHARAP superparama-

gnetisch.^[FC72b,OFV10,VAC10] Bei einer Temperatur oberhalb von T_{NA} tragen folglich nur Körner mit $V_c \leq V \leq V_{\text{set}}$ zum makroskopischen EB-Feld H_{EB} bei.^[OFV10,VAC10] Die Existenz von H_{EB} setzt wie in den bereits beschriebenen Modellen eine kritische Schichtdicke im AF $t_{\text{AF},k}$ voraus. Oberhalb $t_{\text{AF},k}$ wird H_{EB} zunächst größer und nimmt nach Durchschreiten eines Maximalwerts bei $t_{\text{AF},\text{max}}$ invers proportional zu t_{AF} ab (vgl. realistisches Modell von MEIKLEJOHN und BEAN, Modell von NÉEL, Modell von KOON, Modell von STILES und MCMICHAEL, Modell von NOWAK *et al.* sowie RADU *et al.*).^[RZ08,MB56,Née67,Koo97,SM99a,NUK02,OFV10] Die AF-Schichtdickenabhängigkeit von H_{EB} kann auf Grundlage der AF-Korngrößenverteilung unter der Annahme einer festen Messzeit und Temperatur quantitativ beschrieben werden: Unter der Voraussetzung, dass V_c und V_{set} für alle AF-Schichtdicken gleich gewählt wurden, führt eine Zunahme in t_{AF} zu einer Verschiebung des Schwerpunkts und einer effektiven Verbreiterung der AF-Korngrößenverteilung.^[OFV10] Zunächst führt eine Zunahme in der AF-Schichtdicke dazu, dass ein größerer Teil der AF-Korngrößenverteilung in den für H_{EB} relevanten Korngrößenbereich $V_c \leq V \leq V_{\text{set}}$ gebracht wird. Nach Durchlaufen des Maximums in H_{EB} nimmt die zu H_{EB} beitragende Anzahl an AF-Körnern aufgrund der zunehmenden Verschiebung der Korngrößenverteilung hin zu größeren Volumina stetig ab, wodurch H_{EB} verringert wird.^[OFV10]

Der AF-Ordnungszustand wird neben der Temperatur zusätzlich durch den Betrag des externen Magnetfelds $|\vec{H}_{\text{ex}}|$ während des Feldkühlvorgangs beeinflusst.^[OFV10] Die Ergebnisse zeigen, dass H_{EB} mit zunehmender Magnetfeldstärke größer wird, was von den Autoren über die Existenz von *Spin-Cluster*-Strukturen an der AF/F-Grenzfläche begründet wird.^[OFV10] Die *Spin-Cluster* können über Dipol-Dipol-Wechselwirkung miteinander koppeln, sodass im Kollektiv ein Spin-Glas ähnlicher Zustand ausgebildet werden kann (vgl. RADU *et al.*).^[RZ08,OFV10] Die *Spin-Cluster*-Struktur kann über den LANGEVIN-Formalismus beschrieben werden, wodurch sowohl Temperatureffekte als auch die Stärke und Richtung des externen Magnetfelds berücksichtigt werden.^[OFV10] Zur Verifizierung der *Spin-Cluster*-Struktur wurde die Blockingtemperaturverteilung als Funktion des externen Magnetfelds, das während der Festlegung des AF-Ordnungszustands verwendet wurde, systematisch untersucht. Da die Blockingtemperatur bei Änderung von $|\vec{H}_{\text{ex}}|$ konstant bleibt, ist davon auszugehen, dass die AF *bulk*-Eigenschaften bei Änderung von $|\vec{H}_{\text{ex}}|$ unbeeinflusst bleiben.^[OFV10] Die Zunahme von H_{EB} muss somit in der Manipulation der AF/F-Grenzflächeneigenschaften begründet sein.^[OFV10] Die lokale *Spin-Cluster*-Größe kann aufgrund von AF/F-Grenzflächenrauigkeit und der AF-Korngrößenverteilung variieren.^[OFV10] In diesem Kontext kann die Zunahme des Koerzitivfelds H_C dadurch erklärt werden, dass die *bulk*-Anisotropieeigenschaften des AF über die *Spin-Cluster*-Struktur an der AF/F-Grenzfläche zum F vermittelt werden. Die Erhöhung von H_C korreliert somit sowohl mit den *bulk*-AF als auch mit den AF/F-Grenzflächeneigenschaften (vgl. NOWAK *et al.*).^[NUK02,OFV10] Zudem werden H_{EB} und H_C unmittelbar durch den Ordnungszustand der *Spin-Cluster*-Struktur an der AF/F-Grenzfläche beeinflusst (vgl. Modell von RADU *et al.*).^[OFV10]

2.3 Ionenbeschussinduzierte Modifikation des EB

Bei der Vorstellung der theoretischen Modelle zur Beschreibung des *Exchange-Bias*-Effekts wurde bereits herausgestellt, dass sowohl die Richtung und Stärke des EB-Feldes H_{EB} als auch das ferromagnetische Koerzitivfeld H_C durch eine Reihe von verschiedenen materialspezifischen Parametern beeinflusst werden können. Eine technologische Verfahrensweise zur strukturellen Modifikation des EB-Effekts in polykristallinen Materialsystemen wurde in der Arbeitsgruppe EHRESMANN in Anlehnung an Arbeiten von CHAPPERT *et al.* entwickelt und zeichnet sich durch den definierten Beschuss des EB-Systems mit beschleunigten Heliumionen (Beschleunigungsspannung U_B im Bereich von $U_B = 5 - 30 \text{ keV}$) in An- bzw. Abwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} aus.^[CBF98,MML01,MMJ01,EKJ03] In Abhängigkeit von der lokal eingebrachten Ionendosis D und der Richtung des externen Magnetfelds werden phänomenologisch die folgenden Aspekte hinsichtlich des Beschusses von EB-Systemen mit Heliumionen beobachtet (vgl. Abb. 2.9):^[Ehr04]

- (1) Ist $\vec{H}_{\text{ex}} \uparrow \vec{H}_{\text{EB}}$, so findet im Bereich niedriger Ionendosis (material- und schichtdickenabhängig) von $D = 10^{13} - 10^{14} \text{ Ionen/cm}^2$ eine Erhöhung des ursprünglichen EB-Feldes von $|\vec{H}_{\text{EB},0}|$ auf $|\vec{H}_{\text{EB,IB}}|$ statt, d.h. $|\vec{H}_{\text{EB,IB}}| > |\vec{H}_{\text{EB},0}|$. Nach Durchlaufen eines Maximalwerts für den Betrag des EB-Felds $|\vec{H}_{\text{EB,IB,max}}|$ erfolgt anschließend im Bereich hoher Ionendosis von $D = 10^{15} - 10^{16} \text{ Ionen/cm}^2$ eine Reduzierung von $|\vec{H}_{\text{EB,IB}}|$, die bei Erreichen einer für das betrachtete EB-System spezifischen Ionendosis D_{max} zur vollständigen Zerstörung des EB-Effekts führt.^[Ehr04] Die angeführten Dosisbereiche sind in diesem Zusammenhang qualitativ zu verstehen und unterscheiden sich aufgrund der Material- und Schichtdickenspezifität für das jeweilige Schichtsystem, wobei zusätzlich der initiale Ordnungszustand im AF berücksichtigt werden muss.^[Ehr04,OFV10]
- (2) Für eine antiparallele Orientierung des externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} bezüglich der Richtung von $\vec{H}_{\text{EB},0}$ wird qualitativ ein identischer Verlauf von $H_{\text{EB,IB}}(D)/H_{\text{EB},0}$ wie für (1) - nur mit umgekehrtem Vorzeichen - beobachtet.^[Ehr04] Innerhalb eines bestimmten Dosisbereichs erfolgt eine Richtungsinverson der ursprünglichen unidirektionalen Anisotropierichtung, wobei der Betrag von $|\vec{H}_{\text{EB,IB}}|$ gezielt über den Wert der eingebrachten Ionendosis eingestellt werden kann (vgl. Abb. 2.9).^[Ehr04] Des Weiteren kann mit dem Verfahren des Heliumionenbeschusses eine Vorzugsrichtung von \vec{H}_{EB} für den Fall einer statistischen Richtungsverteilung der zu H_{EB} beitragenden AF-Körner initialisiert werden.^[EES05]

Ein vorläufiger Erklärungsansatz für den qualitativen Verlauf von $H_{\text{EB,IB}}(D)/H_{\text{EB},0}$ basiert auf der Annahme von zwei kompetierenden Effekten, deren Einfluss in Abhängigkeit von der lokal eingebrachten Ionendosis D auf Grundlage des Modells von FULCOMER und CHARAP wie folgt beschrieben werden kann:^[Ehr04]

- (1) Ionenbeschussinduzierte Defektformationen an der AF/F-Grenzfläche in Form von strukturellen Materialdefekten, die zu einer Reduzierung des Betrags von H_{EB} führen. Die AF/F-Grenzflächendefektformation bewirkt im Detail, dass die mit dem Betrag des EB-Felds korrelierende Grenzflächenkopplungsstellendichte $n_{\text{AF/F}}^*$ an der AF/F-Grenzfläche verringert wird, was in einer Abnahme des Betrags von H_{EB} resultiert.^[Ehr04]

- (2) Die hyperthermische Anregung aufgrund von elektronischen Energieverlusten der Helumionen führt zu einer erhöhten Aktivierung thermischer Relaxationsprozesse in den AF-Körnern. Dadurch kann die Energiebarriere Δ_i zwischen den energetischen Minima der AF/F-Grenzflächenspinkonfigurationen (vgl. Abb. 2.3) überwunden werden, was zu einer lokalen Reorientierung des elektronischen Systems führt.^[Ehr04] Bei diesem Vorgang sind insbesondere AF-Körner mit großer magnetokristalliner Anisotropieenergie involviert, deren Ordnungszustand während des Feldkühlvorgangs aufgrund von zu geringer Temperatur nicht festgelegt werden konnte (vgl. Modell von O'GRADY *et al.*).^[FC72b,Ehr04,OFV10] Die Größenordnung der elektronischen Energieverluste liegt typischerweise im Bereich von 10 eV/nm, was einer Temperaturdichte von $1 \cdot 10^4$ K/nm entspricht.^[Ehr04]

Neben den elektronischen Energieverlusten können die Helumionen Energie durch elastische Stöße mit dem Atomgitter des Festkörpers verlieren. Folglich können Ionenbeschussinduzierte

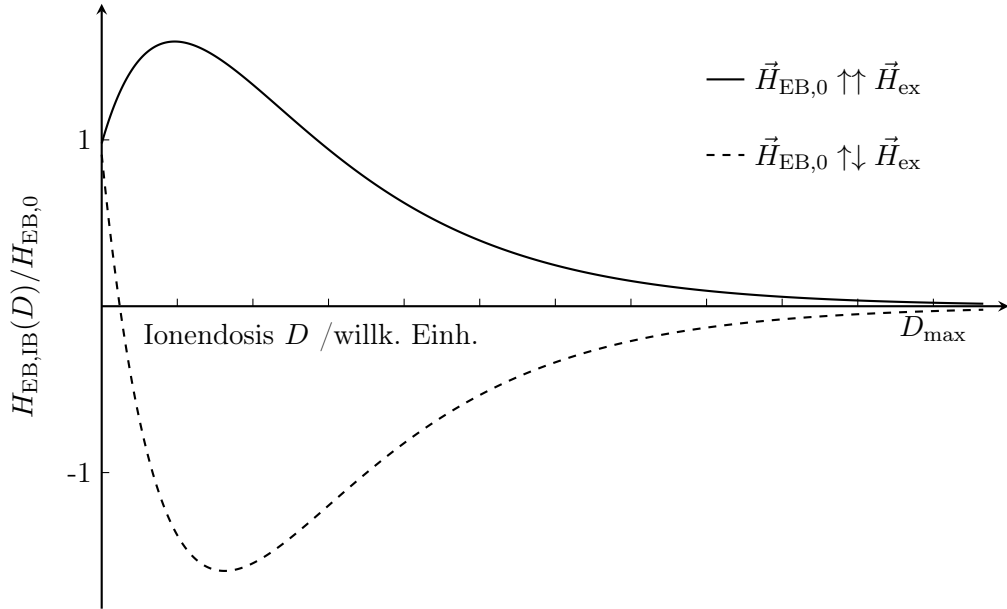


Abbildung 2.9: Qualitativer Verlauf von $H_{EB,IB}(D)/H_{EB,0}$ in Abhängigkeit von der eingebrachten Ionendosis D nach Beschuss eines EB-Systems mit beschleunigten Helumionen in paralleler (durchgezogene Linie) bzw. antiparalleler (gestrichelte Linie) Konfiguration des externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} bezüglich der Richtung des ursprünglichen EB-Feldes $\vec{H}_{EB,0}$ (nach EHRESMANN).^[Ehr04]

Defektformationen im AF entstehen, die zu einer Reduzierung der effektiven AF-Kornanisotropieenergie führen.^[Ehr04] Im Kontext des EB-Modells von FULCOMER und CHARAP bedeutet eine Reduzierung der AF-Anisotropieenergie, dass die Aktivierungsenergie Δ_i für den Übergang in das globale energetische Minimum abgesenkt wird (vgl. Abb. 2.3).^[FC72b,ESW11] Aufgrund dessen wird bei gegebener Temperatur die Frequenz bzw. die Wahrscheinlichkeit thermischer Relaxationsprozesse im Vergleich zum unbehandelten EB-System erhöht, was in Abhängigkeit vom ursprünglichen AF-Ordnungszustand für einen spezifischen Dosisbereich zu einer Erhöhung der AF-Grenzflächenkopplungsstellendichte $n_{AF/F}^*$, d.h. den Betrag des EB-Feldes H_{EB} , führt.^[Ehr04]

Für den Grenzfall hoher Ionendosen kann aufgrund der AF-Defektformation die kritische AF-Kornanisotropieenergie unterschritten werden (vgl. Abb. 2.8), sodass die AF-Körner nur noch einen Beitrag zum Koerzitivfeld leisten oder bei gegebener Messtemperatur thermisch instabil werden (vgl. FULCOMER und CHARAP, O'GRADY *et al.*).^[FC72b,Ehr04,OFV10]

Des Weiteren wird von VALLEJO-FERNANDEZ *et al.* beschrieben, dass Verunreinigungen in den AF-Körnern in Abhängigkeit von der AF-Korngröße zum anheften (engl. *pinning*) von Domänenwänden führen können (vgl. DS-Modell von NOWAK *et al.*), wodurch die effektive Korngröße reduziert wird.^[NUK02,VKO11] Wird das kritische Kornvolumen V_c bei gegebener Temperatur aufgrund der eingebrachten Defektkonzentration unterschritten, so sind die betroffenen AF-Körner thermisch instabil und der Betrag des EB-Feldes wird reduziert.^[VKO11]

Basierend auf der obigen qualitativen Betrachtung der kompetierenden Einflüsse des Ionenbeschusses, die eine Erhöhung bzw. Verringerung des Betrags von H_{EB} bewirken, kann über einen empirischen Modellansatz eine quantitative Beschreibung von $H_{EB,IB}(D)/H_{EB,0}$ in Abhängigkeit von der eingebrachten Ionendosis D erfolgen. Die Grundvoraussetzung des Modells ist, dass der Betrag von H_{EB} proportional zur Grenzflächenkopplungsstellendichte $n_{AF/F}^*$ an der AF/F-Grenzfläche ist, d.h. $H_{EB,0} \propto n_{AF/F,0}^*$ und $H_{EB,IB}(D) \propto n_{AF/F,IB}^*(D)$.^[Ehr04] Die strukturelle Defekterzeugung an der AF/F-Grenzfläche wird in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Heliumionen E_{kin} und der Tiefenposition $t_{AF/F}$ der AF/F-Grenzfläche im betrachteten Materialsystem über den Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma_{AF/F}(E_{kin}, t_{AF/F})$ beschrieben. Die Reduzierung des Betrags von H_{EB} kann in Abhängigkeit von der eingebrachten Ionendosis in Analogie zu einer Reaktion erster Ordnung wie folgt dargestellt werden:^[Ehr04]

$$\frac{H_{EB,IB}}{H_{EB,0}}(D) = \exp[-\beta \cdot \sigma_{AF/F}(E_{kin}, t_{AF/F}) \cdot D], \quad (2.3.1)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor β zur Beschreibung der mittleren Wahrscheinlichkeit eines strukturellen AF/F-Grenzflächendefekts, der die Zerstörung einer AF/F-Kopplungsstelle zur Folge hat.

Die Zunahme des Betrags von H_{EB} korreliert - wie oben beschrieben - mit der ionenbeschussinduzierten Verringerung der AF-Anisotropieenergie von großen AF-Körnern, deren Ordnungszustand während des Feldkühlvorgangs nicht festgelegt werden konnte. Die Abnahme der AF-Atomflächendichte n_{AF}^* im AF-Volumen bewirkt in Abhängigkeit von der eingebrachten Ionendosis D somit eine Zunahme der Grenzflächenkopplungsstellendichte und vom Betrag von H_{EB} . Da die ionenbeschussinduzierte Modifikation im AF-Volumen erfolgt, muss der Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma_{AF}(E_{kin}, t)$ an der Tiefenposition t berücksichtigt werden. Durch anschließende Multiplikation mit Gl. 2.3.1 ergeben sich die beiden nachfolgenden Ausdrücke zur Beschreibung von

$H_{\text{EB,IB}}(D)/H_{\text{EB,0}}$ in Abhängigkeit von der eingebrachten Ionendosis D und der Konfiguration des externen Magnetfelds bezüglich $\vec{H}_{\text{EB,0}}$ (vgl. Abb. 2.9):^[Ehr04]

$$\begin{aligned} \frac{H_{\text{EB,IB}}}{H_{\text{EB,0}}}(D, \uparrow, \uparrow) = & \{1 + C_{\uparrow\uparrow} \cdot (1 - \exp[-\bar{\sigma}(E_{\text{kin}}) \cdot D])\} \\ & \cdot \exp[-\beta \cdot \sigma_{\text{AF/F}}(E_{\text{kin}}, t_{\text{AF/F}}) \cdot D], \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{H_{\text{EB,IB}}}{H_{\text{EB,0}}}(D, \uparrow, \downarrow) = & \{1 - C_{\uparrow\downarrow} \cdot (1 - \exp[-\bar{\sigma}(E_{\text{kin}}) \cdot D])\} \\ & \cdot \exp[-\beta \cdot \sigma_{\text{AF/F}}(E_{\text{kin}}, t_{\text{AF/F}}) \cdot D], \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

wobei $\bar{\sigma}(E_{\text{kin}})$ den von der AF-Schichtdicke unabhängigen mittleren Wechselwirkungsquerschnitt beschreibt. Die Parameter $C_{\uparrow\uparrow}$ und $C_{\uparrow\downarrow}$ korrelieren mit dem Proportionalitätsfaktor $\bar{\alpha}$, der die mittlere Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung einer AF/F-Grenzflächenkopplungsstelle aufgrund eines AF-Volumendefekts beschreibt, sowie der AF-Schichtdicke t_{AF} und der AF-Atomdichte $n_{\text{AF,0}}^*$ vor dem Ionenbeschuss, wobei $C_{\uparrow\downarrow} = C_{\uparrow\uparrow} + 2$ gilt.^[Ehr04]

Neben der Richtungsinversion und Betragsänderung von H_{EB} konnte in weiteren Arbeiten gezeigt werden, dass durch die Wahl von \vec{H}_{ex} beliebige Richtungen für $\vec{H}_{\text{EB,IB}}$ festgelegt werden können, wobei der Betrag von $\vec{H}_{\text{EB,IB}}$ gezielt über die eingebrachte Ionendosis eingestellt wird.^[EEW06] Das als ionenbeschussinduzierte magnetische Texturierung (IBMP, engl. *ion bombardment induced magnetic patterning*) bezeichnete Verfahren bietet somit die einzigartige Möglichkeit, eine thermisch stabile, remanente magnetische Texturierung des EB-Systems ohne die Erzeugung topographischer Unebenheiten vorzunehmen.^[MPF01,FPM02,EKK04,Ehr04,MST05,EEW06,TWW06,TWZ08]

Die Texturierung kann dabei auf zwei Arten realisiert werden: Die Verwendung eines fokussierten Ionenstrahls, um so direkt magnetische mikro- und nanodomänige Strukturen in das EB-System zu schreiben;^[HVvG14] (2) Die Kombination aus einem nano- bzw. mikrostrukturtechnischen Verfahren (z.B. optischer Lithographie) zum Aufbringen einer Resiststruktur und einem breiten Ionenstrahl, dessen Strahldurchmesser im Millimeterbereich liegt.^[Ehr04] Die Resiststruktur verhindert auf Nano- bzw. Mikrometer-Längenskalen, dass Heliumionen in das EB-System eindringen, sodass nur in den unbeschichteten Bereichen eine Modifizierung des EB erfolgt. Die Resiststruktur wird nachträglich nasschemisch oder durch Trockenätzen entfernt. Letzteres Verfahren bietet im Vergleich zu (1) den Vorteil einer simultanen Prozessführung, wohingegen (1) eine sequentielle und vergleichsweise zeitintensive Texturierungsvariante darstellt. Die Verwendung eines fokussierten Ionenstrahls eignet sich insbesondere für die Herstellung von Nanostrukturen mit einer Strukturgröße unterhalb von 100 nm, da sich Resiststrukturen in diesem Strukturgrößenbereich ebenfalls nur mittels zeitaufwändiger Verfahren wie z.B. der Elektronenstrahlolithographie erzeugen lassen.

Das nachfolgende Kapitel beinhaltet eine zusammenfassende Darstellung über das Verfahren zur Herstellung der magnetisch strukturierten EB-Systeme und die für die Probenherstellung relevanten Mess- und Analysetechniken zur Verifizierung der Prozessierungsschritte. Die für die einzelnen Ergebniskapitel spezifischen experimentellen Aufbauten und Charakterisierungsmethoden werden gesondert in den jeweiligen Ergebniskapiteln diskutiert und vorgestellt. Das Kapitel beginnt mit der Beschreibung der verwendeten Messverfahren, gefolgt von einer ausführlichen Darstellung der ionenbeschussinduzierten magnetischen Strukturierung (IBMP) der mittels Sputterdeposition hergestellten, polykristallinen EB-Systeme.

3.1 Vibrationsmagnetometrie

Das magnetische Moment $\vec{m}(\vec{H}_{\text{ex}})$ eines Materials kann in Abhängigkeit von der Stärke und Richtung des externen Magnetfelds auf drei Arten bestimmt werden: (1) Durch Vermessung der Kraft, die in Anwesenheit eines inhomogenen externen Magnetfelds $\vec{\nabla}\vec{H}_{\text{ex}}$ auf das magnetische Moment der Probe wirkt. Für eine eindeutige Zuordnung von Messsignal und Magnetfeld $\vec{m}(\vec{H}_{\text{ex}})$ muss jedoch gewährleistet sein, dass die Magnetfeldänderung innerhalb der Probe zu vernachlässigen ist, da die Messung andernfalls fehlerbehaftet ist.^[Fon59] (2) Indirekte Bestimmung durch Vermessung eines mit dem magnetischen Moment der Probe korrelierten physikalischen Effekts wie bspw. der Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht beim Durchtreten eines optisch transparenten, magnetischen Mediums (FARADAY-Effekt). Nachteilig ist die erforderliche Kenntnis von materialspezifischen Parametern wie bspw. der VOIGT-Konstante, um das magnetische Moment aus den Messdaten der Probe zu berechnen.^[Fon59] (3) Durch Vermessung der Induktionsspannung, die auftritt, wenn ein elektrischer Leiter wie bspw. eine Luftspule in räumliche Nähe zur Probenoberfläche gebracht wird.^[Fon59] Außerhalb der Probe liegt in Abhängigkeit vom Magnetisierungszustand und den daraus korrelierenden magnetischen Oberflächenladungen ein magnetisches Streufeld vor. Die zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte \vec{B} des magnetischen Streufelds induziert eine elektrische Spannung U_I im Leiter, die proportional zum magnetischen Moment der Probe ist.

Basierend auf den Vorarbeiten von SMITH wurde von FONER die Vibrationsmagnetometrie entwickelt, die ein präzises Messverfahren zur Bestimmung des magnetischen Moments einer Probe in einem homogenen externen Magnetfeld darstellt.^[Fon56,Fon59,Smi56] Die Grundidee des Messverfahrens liegt in der Konvertierung des magnetischen Probenstreufelds in ein elektrisches Messsignal (hier: Induktionsspannung). Der prinzipielle Aufbau des von FONER entwickelten Vibrationsmagnetometers (VSM, engl. *Vibrating Sample Magnetometer*) ist in Abb. 3.1 skizziert. Der Aufbau des für diese Arbeit verwendeten VSM entspricht dem Aufbau von Abb. 3.1.^[Wei09] Die magnetische Probe (1) wird per Unterdruck auf einem Probenhalter (2) angebracht, der senk-

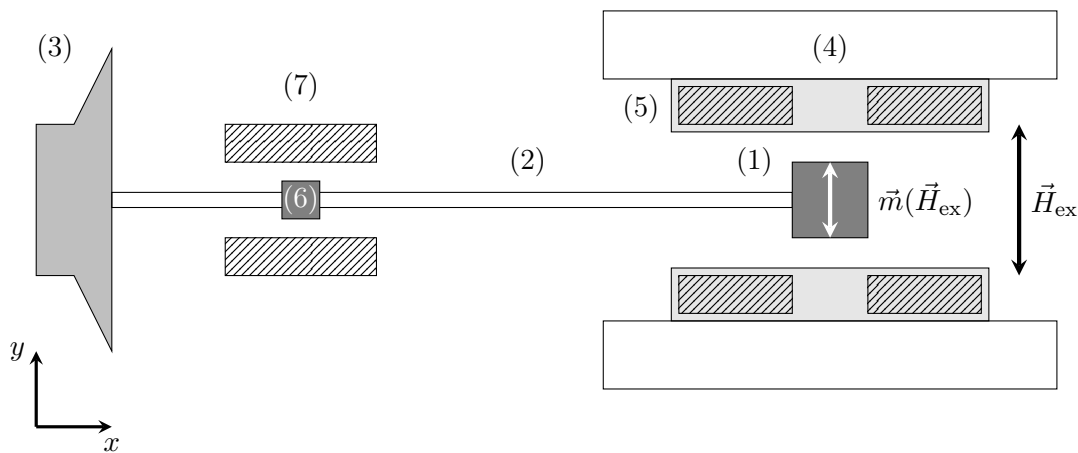


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des verwendeten Vibrationsmagnetometers: (1) Probe, (2) Probenhalter, (3) Lautsprecher, (4) Elektromagnet mit Polschuhen, (5) Aufnahmespulen, (6) Referenzmagnet und (7) Referenzaufnahmespulen (nach FONER).^[Fon59,ZF82]

recht auf der Oberfläche eines Lautsprechers (3) befestigt ist. Der Lautsprecher versetzt die Probe in x -Richtung mit der Amplitude A und der Kreisfrequenz ω in Schwingung. Das externe Magnetfeld wird mittels eines Elektromagneten (4) entlang $\pm\vec{y}$ senkrecht zur Schwingungsrichtung der Probe erzeugt, sodass die Probe in Abhängigkeit von der Stärke von \vec{H}_{ex} parallel zu \vec{y} magnetisiert wird. An den Oberflächen der Polschuhe des Elektromagneten sind jeweils zwei dünne Aufnahmespulen (5) zur Detektion der Induktionsspannung U_{I} angebracht. Die Probe wird vor Beginn der Messung mittig zwischen den Aufnahmespulen entlang der x - und y -Richtung positioniert, sodass eine sogenannte Sattelpunktkonfiguration erreicht wird. Aufgrund dessen werden nur geringe Änderungen im Messsignal bei einer Veränderung der Probenposition erhalten. Da die Sattelpunktkonfiguration u.a. mit der Schwingungsamplitude der Probe korreliert, kann eine Stabilisierung des Messsignals durch eine Änderung von A vorgenommen werden. Da die zeitliche Änderung des mit dem magnetischen Streufeld der Probe assoziierten magnetischen Flusses Φ mit der periodischen Oszillation der Probe mit Geschwindigkeit $\vec{v}(t)$ verknüpft ist, kann die Induktionsspannung $U_{\text{IS}}(t)$ wie folgt dargestellt werden:^[ZF82]

$$U_{\text{IS}}(t) = d\Phi(t)/dt = \vec{m}(\vec{H}_{\text{ex}}) \cdot G(\vec{r}) \cdot \vec{v}(t). \quad (3.1.1)$$

$G(\vec{r})$ ist eine skalare Größe und beschreibt die Detektionssensitivität des VSM in Abhängigkeit von der Probenposition. Für den allgemeinen Fall mit variabler Anzahl und Position der Aufnahmespulen ist $G(\vec{r})$ ein Tensor. In Abhängigkeit von der Messgeometrie muss die relevante Komponente des Tensors in Gl. 3.1.1 eingesetzt werden.^[ZF82] Zur Erhöhung der Messempfindlichkeit gegenüber schwachen magnetischen Messsignalen - die bspw. von magnetischen Dünnschichtsystemen ausgehen - wird typischerweise ein *Lock-In*-Verstärker in den Messaufbau integriert. Für die *Lock-In*-Technik wird im Inneren des Probenhalters ein magnetisches Material (z.B. Permanentmagnet) angebracht (6), das mit der gleichen Frequenz und Amplitude wie die Probe in Schwingung versetzt wird. Das Streufeldsignal des Permanentmagneten wird durch zwei Aufnahmespulen (7), die ober- und unterhalb des Probenhalters in y -Richtung angebracht sind, detektiert.^[Fon59] Die aufgrund der identischen Schwingungserregung feste Phasenbeziehung $\Delta\phi$ zwischen Proben- und Referenzsignal führt zu einer Verstärkung des Probenmesssignals, die mathematisch durch die Kreuzkorrelation zwischen Proben- und Referenzsignal beschrieben werden kann. Das Messsignal der Probe kann am *Lock-In*-Verstärker durch Optimierung der Phaseneinstellung optimiert werden. Zur Bestimmung des magnetischen Moments der Probe aus dem Spannungssignal des VSM muss zunächst eine Kalibrierung anhand eines magnetischen Standards vorgenommen werden.^[Fon59]

3.2 KERR-Magnetometrie

Als KERR-Magnetometer wird ein Messgerät zur Charakterisierung der Probenmagnetisierung auf Grundlage des magnetooptischen KERR-Effekts (MOKE) bezeichnet.^[BS05,HS09] Der MOKE beschreibt eine Änderung der Intensität und/oder der Polarisierung des einfallenden Lichts bei der Reflexion an einer ferromagnetischen Metalloberfläche und ist das Analogon zum FARADAY-Effekt in Transmission. Die elektrische Polarisierung durch das Magnetfeld bzw. die Magnetisierung des ferromagnetischen Materials wird in den Nichtdiagonalelementen des dielektrischen Tensors $\tilde{\epsilon}$ zum Ausdruck gebracht. Dieser kann unter Vernachlässigung höherer Terme über die Permittivität ϵ , den Einheitsvektor der Magnetisierung $\vec{M}_0 = \vec{M}/M_S$ und die materialabhängige VOIGT-Konstante Q_V (Beschreibung der Drehung der Polarisierungsebene des einfallenden Lichts) für kubische Kristalle durch:^[HS09]

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon \begin{pmatrix} 1 & -iQ_V M_{0,z} & iQ_V M_{0,y} \\ iQ_V M_{0,z} & 1 & -iQ_V M_{0,x} \\ -iQ_V M_{0,y} & iQ_V M_{0,x} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.2.1)$$

dargestellt werden. Das dielektrische Verschiebungsgesetz ergibt sich unter Berücksichtigung des dielektrischen Tensors (Gl. 3.2.1) zu:^[HS09]

$$\vec{D} = \epsilon \left(\vec{E} + iQ_V \vec{M}_0 \times \vec{E} \right), \quad (3.2.2)$$

mit der dielektrischen Flussdichte \vec{D} und dem elektrischen Feldvektor \vec{E} des einfallenden Lichts. Trifft linear polarisiertes Licht mit dem Wellenvektor \vec{k} unter dem Winkel θ zum Lot auf eine ferromagnetische Metalloberfläche (vgl. Abb. 3.2), so werden im Metall erzwungene Schwingungen parallel zum elektrischen Feld des einfallenden Lichts aufgrund der elektrischen Kraft $\vec{F} = -e\vec{E}$ (Elementarladung e) angeregt. Die elektrische Polarisation durch das ferromagnetische Metall wird formal über das Kreuzprodukt in Gl. 3.2.2 beschrieben und kann qualitativ als LORENTZ-Kraft interpretiert werden, die eine sekundäre Elektronenbewegung proportional zu $-\vec{M}_0 \times \vec{E}$ senkrecht zu \vec{E} induziert.^[HS09] Diese resultiert in einer Änderung der Abstrahlcharakteristik der HERTZ'schen Dipole im Metall, wodurch im reflektierten Licht eine sekundäre Lichtamplitude entsprechend einer Drehung der Polarisationssebene des einfallenden Lichts entsteht. Für eine tief-

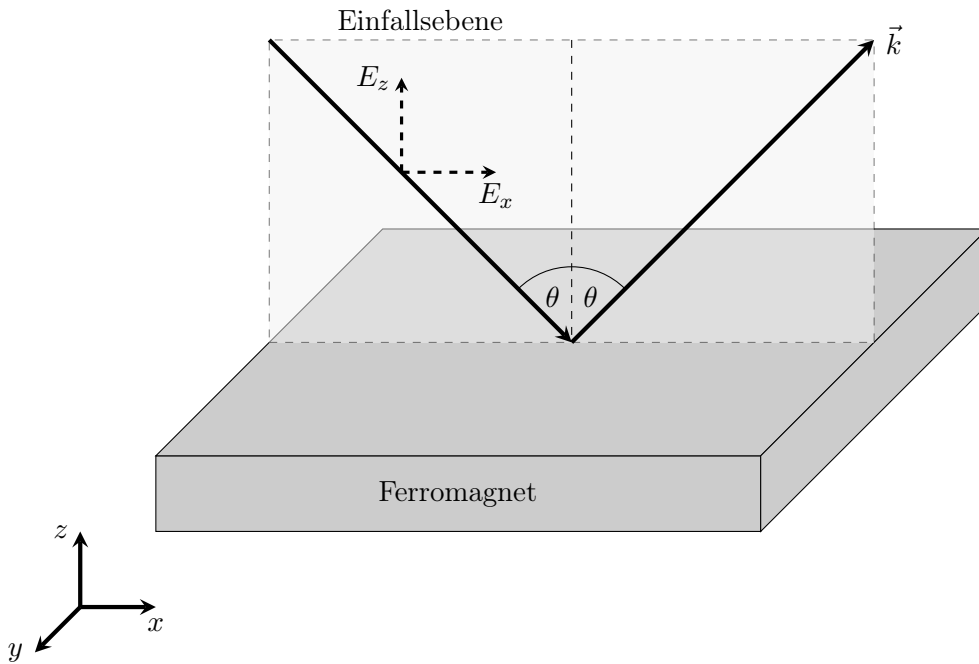


Abbildung 3.2: Ein Lichtstrahl mit Wellenvektor \vec{k} trifft unter dem Winkel θ zum Lot auf eine ferromagnetische Metalloberfläche und wird unter dem Winkel θ zum Lot reflektiert. Die xz -Ebene beschreibt die Einfallsebene des Lichts.

gründigere Betrachtung wird das einfallende, linear polarisierte Licht als Überlagerung aus zwei zirkular polarisierten Lichtwellen mit invertierter Helizität betrachtet. Im Ferromagneten werden die elektronischen Zustände aufgrund des intrinsischen Magnetfelds - unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung - proportional zur Stärke des Magnetfelds aufgespalten (ZEEMAN-Effekt). Für die Absorption eines Photons mit Energie $\hbar\omega$ sind unter Berücksichtigung der quantenmechanischen Auswahlregeln (Drehimpulserhaltung) nur bestimmte elektronische Dipolübergänge erlaubt. In Kombination mit dem Ungleichgewicht in der Besetzungsverteilung der ferromagnetischen Spinzustände (vgl. 2.3) werden unter Berücksichtigung des Elektronen- und Photonen-drehimpulses unterschiedliche Absorptionswahrscheinlichkeiten für die elektronischen Übergänge erhalten. Aufgrund dessen kann die Wechselwirkung von links und rechts zirkular polarisierten

Lichtwellen (L^- und L^+) mit einem ferromagnetischen Material durch zwei unterschiedliche Brechungsindizes n^- und n^+ beschrieben werden. Der Zirkulardichroismus bewirkt einerseits eine Phasenverschiebung zwischen L^- und L^+ , d.h. eine Drehung der Polarisationssebene (vgl. vereinfachtes Modell), und andererseits eine Änderung der Lichtintensität von L^- und L^+ , die über die Abhängigkeit der FRESNEL-Reflexionskoeffizienten vom Brechungsindex (n^- und n^+) begründet ist.^[CG97,Man02] Dadurch ist das reflektierte Licht üblicherweise elliptisch polarisiert.

Generell werden in Abhängigkeit von der Richtung der Probenmagnetisierung relativ zur Einfallsebene des Lichts (Abb. 3.2) drei verschiedene Konfigurationen des MOKE unterschieden:^[ZK97,HS09] (1) Beim polaren MOKE ist die Probe senkrecht zur Probenoberfläche ($\vec{M}_0 = (0, 0, M_{0,z})$) und parallel zur Einfallsebene des Lichts magnetisiert. Nach Gl. 3.2.2 ist der MOKE für parallel polarisiertes Licht bei senkrechtem Lichteinfall am größten, da nur die E_x -Komponente zum Kreuzprodukt beiträgt. Für senkrecht polarisiertes Licht hingegen steht der elektrische Feldvektor $\vec{E} = (0, E_y, 0)$ immer orthogonal zur Magnetisierung, d.h. der MOKE ist unabhängig vom Einfallswinkel θ des Lichts. (2) Der longitudinale MOKE liegt bei einer Probenmagnetisierung parallel zur Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichts vor, d.h. $\vec{M}_0 = (M_{0,x}, 0, 0)$. Aufgrund des Kreuzprodukts trägt für den Fall von parallel polarisiertem Licht nur die E_z -Komponente des einfallenden Lichts zum MOKE bei, wohingegen das elektrische Feld bei senkrecht polarisiertem Licht immer senkrecht zur Probenmagnetisierung steht und unabhängig vom Einfallswinkel θ ist. (3) Der transversale MOKE beschreibt den Fall, dass die Probenmagnetisierung parallel zur Probenoberfläche und senkrecht zur Einfallsebene des einfallenden Lichts steht, d.h. $\vec{M}_0 = (0, M_{0,y}, 0)$. Für parallel polarisiertes Licht stehen sowohl E_x als auch E_z senkrecht zur Probenmagnetisierung. Das Kreuzprodukt bewirkt für beide Komponenten eine Rotation parallel zur Einfallsebene des Lichts, wodurch keine Drehung der Polarisationssebene, sondern eine Änderung der Lichtintensität beobachtet wird. Für senkrecht polarisiertes Licht steht E_y immer parallel zur Probenmagnetisierung, wodurch das Kreuzprodukt in Gl. 3.2.2 null wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein longitudinales MOKE-Magnetometer verwendet, das mit einem *ultra low noise* Diodenlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 635$ nm betrieben wird.^[Wei09,Coh15] Der Strahldurchmesser auf der Probenoberfläche ist auf einen Durchmesser von ca. 100 μm fokussiert, wodurch eine definierte Vermessung der lokalen Magnetisierungseigenschaften in unterschiedlichen Probenarealen möglich ist.

3.3 Rasterkraft- und Magnetkraftmikroskopie

Die Entwicklung der Rasterkraftmikroskopie (AFM, engl. *atomic force microscope*) geht auf die Erfindung des Rastertunnelmikroskops (STM, engl. *scanning tunneling microscope*) durch BINNIG und ROHRER zurück.^[BRG82,BQG86] Das allgemein als Rastersondenmikroskopie bezeichnete Messverfahren wird durch die attraktiven und repulsiven Kräfte, die zwischen einer Sonde und der Probenoberfläche auf Nanometerlängenskalen wirken, beschrieben. Dadurch wird die Einschränkung der Rastertunnelmikroskopie auf leitfähige Proben und den für den Tunnelstrom notwendigen geringen Messabstand im Bereich weniger Nanometer umgangen.^[Was05] Die Sonde wird mittels piezoelektrischer Positionierungsverfahren in einem gleichmäßigen Raster parallel zur Probenoberfläche verfahren, wobei das Auflösungsvermögen im Wesentlichen durch die Größe, die geometrische Gestalt und die Positionierungsgenauigkeit der Sonde bestimmt wird (die Messung entspricht einer mathematischen Faltung zwischen Sonde und Probe). Die Auflösung des Rasterkraftmikroskops liegt im Idealfall einer atomar dünnen Messspitze im Bereich der atomaren Größenordnung der Probenoberfläche. Generell können mit der Rasterkraftmikroskopie verschiedene Arten von Kräften zwischen Sonde und Probe vermessen werden, die neben der Topographie auf weitere physikalische Eigenschaften wie Elastizität, Kapazität oder die magnetische Struktur rückschließen lassen.^[Was05] Vorteile der Rastersondenmikroskopie bestehen zudem darin, dass eine aufwendige Probenpräparation (z.B. elektrische Leitfähigkeit) entfällt und dass die Messung unter Atmosphärendruck erfolgen kann.

Die Sonde des Rasterkraftmikroskops besteht aus einem sehr dünnen (wenige Mikrometer dicken), elastisch biegsamen Federbalken (engl. *Cantilever*) mit lateralen Abmessungen im Mikrometerbereich.^[Was05,Tse08,HTD09] An der Unterseite des *Cantilevers* ist eine scharfe Spitze angebracht, deren Form bspw. durch physikalische oder chemische Ätzverfahren realisiert wird.^[Tse08] Der *Cantilever* wird üblicherweise aus dielektrischen Materialien wie Siliziumdioxid oder Siliziumnitrid mittels mikrostrukturtechnischer Verfahren (z.B. optische Lithographie) gefertigt.^[Tse08] Während der *Cantilever* primär über die mechanischen Eigenschaften wie die Federkonstante und Resonanzfrequenz charakterisiert wird, stehen beim Herstellungsprozess der Spitze das Aspektverhältnis und die Spitzengeometrie im Fokus, da diese maßgeblich zur dreidimensionalen Strukturaufklärung der Probe beitragen.^[Tse08]

Die Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe wird für elektrisch ungeladene Atome bzw. Moleküle durch das LENNARD-JONES-Potential beschrieben, das in zwei Wechselwirkungsbereiche unterteilt werden kann:^[HTD09] (1) Wird die Spitze an die Probenoberfläche angenähert, findet zunächst eine attraktive Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe aufgrund der VAN-DER-WAALS-Kräfte statt, die zu einer Verbiegung des *Cantilevers* gemäß dem HOOKE'schen Gesetz führt.^[Was05] (2) Ist die Spitze anschließend im direkten Kontakt zur Probenoberfläche und wird über die atomare Gleichgewichtslage zwischen Spitze und Probe hinaus bewegt, so führt die repulsive Wechselwirkung aufgrund des PAULI-Prinzips zu einer zu (1) entgegengesetzt gerichteten Verbiegung des *Cantilevers*. Die Verbiegung des *Cantilevers* wird in den für diese Arbeit verwen-

deten Geräten interferometrisch (*Surface Imaging Systems* (SIS), *ULTRAObjective*) bzw. mit einem optischen Hebel in Kombination mit einer Viersegmentphotodiode (*Danish Micro Engineering* (DME), DualScope™ 95 SPM-System) vermessen. Generell wird bei der Rasterkraftmikroskopie zwischen verschiedenen Betriebsmodi unterschieden, bei denen die Spitze entweder im direkten Kontakt zur Probenoberfläche ist (CM, engl. *contact mode*) oder in einem definierten Abstand zur Probenoberfläche (NC, engl. *non contact mode*) bewegt wird. Der *Cantilever* wird entweder statisch (engl. *DC mode*) bewegt oder mit einem Piezoaktuator in Schwingung (engl. *AC mode*) versetzt. Für Letzteres liegt der sogenannte intermittierende Modus (IC, engl. *intermittent contact mode*) vor, wenn die Schwingungsamplitude des *Cantilevers* größer als der Abstand des *Cantilevers* zur Probenoberfläche ist, wodurch die Spitze während der Oszillation in Kontakt mit der Probenoberfläche ist.^[Tse08] Aufgrund dessen befindet sich die Spitze im *intermittent contact mode* sowohl im attraktiven als auch im repulsiven Wechselwirkungsbereich der LENNARD-JONES-Potentials.^[EW10]

In den dynamischen Betriebsmodi wird die Federkonstante des *Cantilevers* k_C durch den Gradienten der Wechselwirkungskraft $\partial F_{WW}/\partial z$ zwischen Spitze und Probe senkrecht zur Probenoberfläche (z -Richtung) modifiziert (Näherung: Schwingungsamplitude des *Cantilever* ist klein gegenüber dem Abstand des *Cantilevers* zur Probenoberfläche), was in einer Verschiebung der Resonanzfrequenz des *Cantilevers* $\omega_{R,C}$ resultiert.^[Har99,GP02] Der Kraftgradient ist mathematisch äquivalent mit der zweiten Ableitung des abstandsabhängigen Wechselwirkungspotentials zwischen Spitze und Probe $\partial^2 V_{WW}/\partial z^2$, das im Fall der Rasterkraftmikroskopie dem LENNARD-JONES-Potential entspricht.^[Gie03] Da die Schwingungsamplitude A des *Cantilevers* und die Phase zwischen der *Cantilever*- und Erregerschwingung von der Schwingungsfrequenz des *Cantilevers* ω abhängig sind, bewirkt die Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe eine Änderung von A , ω und ϕ , die messtechnisch erfasst werden kann.^[Har99] Im *intermittent contact mode* kann eine zusätzliche Phasenverschiebung durch die Dissipation von Energie auftreten, die auf viskoelastische Materialeigenschaften, Adhäsion und Reibung rückschließen lässt.^[EW10] Die Anregungsfrequenz des *Cantilevers* wird experimentell so gewählt, dass die größten Änderungsraten für $\partial A(\omega)/\partial \omega$ und $\partial(\phi)/\partial \omega$ vorliegen, sodass die Signaländerung maximiert wird.^[Har99]

Die Magnetkraftmikroskopie (MFM, engl. *magnetic force microscopy*) stellt eine spezielle Form der *non contact* Rasterkraftmikroskopie dar,^[Har99] bei der eine ferromagnetische Spitze zur Visualisierung der magnetischen Domänenstruktur der Probe verwendet wird.^[HS09] Die Messung selbst beruht auf der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe.^[Har99] Die magnetische Spitze wird bspw. durch Beschichtung einer nichtmagnetischen Spitze mit einem dünnen, ferromagnetischen Film erhalten, wobei die magnetischen Eigenschaften der Spitze wie das Koerzitivfeld und das magnetische Moment gezielt auf die jeweilige Anwendung angepasst werden.^[HS09] Im Unterschied zur Rasterkraftmikroskopie werden die magnetischen Eigenschaften in einem größeren Abstand zur Probenoberfläche ($z = 5 - 200 \text{ nm}$) vermessen, um eine Überlagerung mit dem Topographiesignal zu vermeiden.^[PSD96] Die physikalische Begründung hierfür ist, dass die magnetischen Streufelder der Probe langreichweitiger als die attraktiven

VAN-DER-WAALS-Kräfte der Probe sind.^[HS09] Aufgrund dessen, dass die Amplitudenänderung des *Cantilevers* bei einem größeren Abstand der Sonde zur Probenoberfläche geringer ist, wird im dynamischen Betriebsmodus in der Regel eine kleine Anregungsamplitude verwendet und die Änderung der Frequenz bzw. Phase detektiert.

Ausgangspunkt der folgenden Betrachtung des Messsignals ist die magnetostatische Wechselwirkungsenergie zwischen Spitze und Probe im Limit schwacher Wechselwirkung, d.h. es findet keine wechselseitige Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften statt, um daraus anschließend den auf den *Cantilever* wirkenden Kraftgradienten abzuleiten.^[HRT97] Die magnetostatische Wechselwirkungsenergie E_{MWW} kann durch zwei äquivalente Ausdrücke dargestellt werden, wobei entweder das Skalarprodukt aus der Spitzenmagnetisierung \vec{M}_T und dem magnetischen Streufeld der Probe \vec{H}_P betrachtet und über das Spitzenvolumen integriert wird, oder das Skalarprodukt aus dem magnetischen Streufeld der Spitze \vec{H}_T und der Probenmagnetisierung \vec{M}_P berücksichtigt und über das Probenvolumen integriert wird. Es ist:^[HRT97]

$$E_{\text{MWW}} = - \int_{\text{Spitze}} \vec{M}_T \cdot \vec{H}_P dV = - \int_{\text{Probe}} \vec{M}_P \cdot \vec{H}_T dV. \quad (3.3.1)$$

Die weitere mathematische Beschreibung basiert auf dem rechten Ausdruck in Gl. 3.3.1, d.h. der räumlichen Magnetisierungsverteilung der Probe und dem magnetischen Streufeld der Spitze. Allgemein kann das magnetische Streufeld über den negativen Gradienten des magnetischen Skalarpotentials der Spitze Φ_T , d.h. $\vec{H}_T = -\vec{\nabla}\Phi_T$, dargestellt werden. Wird weiterhin davon ausgegangen, dass die magnetischen Volumenladungen der Probe ϱ_V über die Divergenz der Magnetisierungsverteilung in Form von $\varrho_V = -\text{div} \vec{M}_P$ und die magnetischen Oberflächenladungen ϱ_S über das Skalarprodukt aus dem Oberflächennormalenvektor \vec{n} und der Magnetisierungsverteilung der Probe durch $\varrho_S = \vec{M} \cdot \vec{n}$ gegeben sind, so kann Gl. 3.3.1 in die folgende Schreibweise überführt werden:^[HRT97]

$$E_{\text{MWW}} = \int_{\text{Probe}} \varrho_S \cdot \Phi_T dS + \int_{\text{Probe}} \varrho_V \cdot \Phi_T dV. \quad (3.3.2)$$

Das MFM-Signal basiert, wie weiter oben angeführt wurde, auf dem Kraftgradienten der magnetostatischen Wechselwirkung bzw. der zweiten Ableitung des magnetostatischen Wechselwirkungspotentials (dynamischer Betriebsmodus). Unter Berücksichtigung von Gl. 3.3.2 kann das MFM-Signal S_{MFM} durch Anwendung des Operators $\partial^2/\partial z^2$ auf Φ_T aus Gl. 3.3.2 als

$$S_{\text{MFM}} = \int_{\text{Probe}} \varrho_S \cdot \frac{\partial^2 \Phi_T}{\partial z^2} dS + \int_{\text{Probe}} \varrho_V \cdot \frac{\partial^2 \Phi_T}{\partial z^2} dV \quad (3.3.3)$$

dargestellt werden.^[HRT97] Das MFM-Signal entspricht nach Gl. 3.3.3 mathematisch einer Faltung zwischen der magnetischen Ladungsverteilung der Probe und der zweiten Ableitung des magnetischen Skalarpotentials der Spitze. Aufgrund dessen kann die Magnetkraftmikroskopie im

Limit schwacher Wechselwirkung und unter der Annahme, dass der Apex der Messspitze als magnetischer Monopol approximiert werden kann, auch als direktes Abbildungsverfahren der magnetischen Partialladungsverteilung der Probe verstanden werden.^[HRT97] Um zu überprüfen, ob eine schwache Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe vorliegt, werden zwei MFM-Bilder mit entgegengesetzt gerichteter Spitzenmagnetisierung aufgenommen. Liegt keine wechselseitige Beeinflussung vor, so ist der Kontrast der MFM-Bilder invertiert.^[HS09] Kann die Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe nicht vernachlässigt werden, so liegt für den Fall reversibler Änderungen der Suszeptibilitätskontrast und bei irreversiblen Änderungen der Hysteresekontrast vor.^[HS09] Die mathematische Umformung von Gl. 3.3.1 in Gl. 3.3.2 bietet neben dem vereinfachten Berechnungsaufwand der magnetostatischen Wechselwirkungsenergie den Vorteil, MFM-Bilder intuitiv besser interpretieren zu können, da die Ausdrücke in Gl. 3.3.2 ausschließlich skalar sind und nicht in Richtung und Größe variieren. In Abb. 3.3 sind exemplarisch die zweite Ableitung des magnetischen Streufelds (Abb. 3.3(a)) und die magnetische Partialladungsverteilung (Abb. 3.3(b)) der Probe für ein Permalloy Element mit einer Fläche von $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ und einer Schichtdicke von 40 nm gezeigt.^[HRT97] Die gute Übereinstimmung zwischen den beiden Darstellungen bestätigt die getroffene Annahme, dass MFM-Bilder im Limit schwacher Wechselwirkung als Ladungskontrast interpretiert werden können. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass

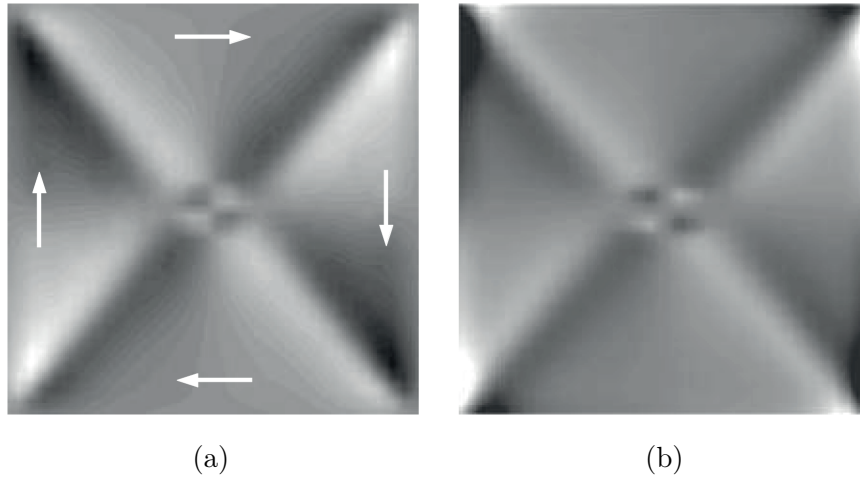


Abbildung 3.3: Simulierte MFM-Bilder eines Permalloy Elements mit einer Fläche von $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ und einer Schichtdicke von 40 nm: (a) Berechnung des MFM-Bildes über die zweite Ableitung des magnetischen Streufelds der Probe; (b) berechnete magnetische Partialladungsverteilung aus der räumlichen Magnetisierungsverteilung des Permalloy Elements (aus HUBERT *et al.*).^[HRT97]

das MFM-Signal ausschließlich auf die Projektion der magnetischen Partialladungsverteilung der Probe an die Probenoberfläche sensitiv ist und keine direkte Abbildung der Tiefeninformationen der Probe erlaubt. Der mit der Projektion einhergehende Phasenverlust in der räumlichen Magnetisierungsverteilung der Probe bewirkt folglich, dass generell verschiedene Magnetisierungsverteilungen eine ähnliche Projektion der Ladungsverteilung an die Probenoberfläche hervorrufen können. Für eine detaillierte Interpretation des MFM-Signals ist es daher notwendig, die expe-

rimentell ermittelten Daten mit mikromagnetischen Simulationen abzugleichen, da insbesondere die dreidimensionale Struktur und die lateralen Ausmaße der magnetischen Domänenwände der Probe nicht unmittelbar aus dem aufgenommenen MFM-Bild abgeleitet werden können.^[Har99]

3.4 Herstellung magnetisch strukturierter EB-Systeme

Die in dieser Arbeit verwendeten polykristallinen EB-Systeme wurden per Kathodenzerstäubung (engl. *sputter deposition*) mit einer LEYBOLD-HEREAUS Z400 HF-Dioden Sputteranlage hergestellt. Ausgehend von einem einkristallinen Siliziumsubstrat (Si(100)) wurden Vierschichtsysteme, bestehend aus einer Pufferschicht (engl. *buffer layer*), dem EB-Zweilagensystem (Antiferromagnet und Ferromagnet) und einer darüber befindlichen Deckschicht (engl. *capping layer*), in einem *bottom-up* Prozess auf das Substrat aufgewachsen (Abb. 3.4). Als antiferromagnetischen

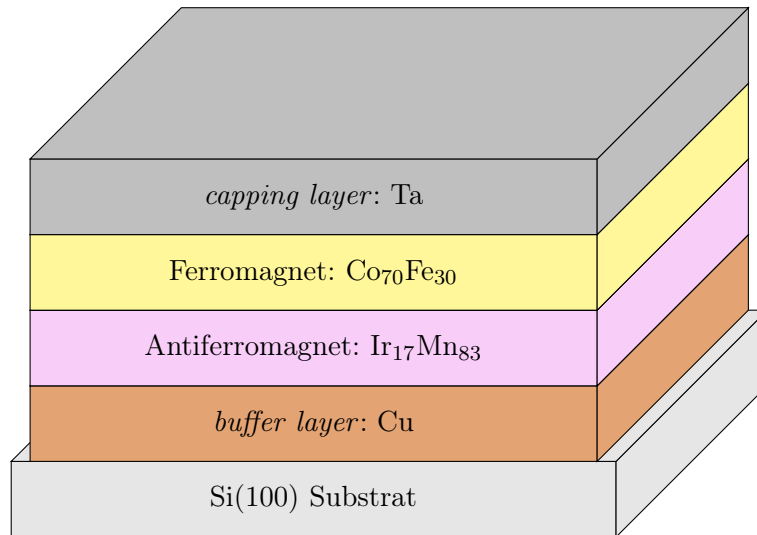


Abbildung 3.4: Schichtaufbau der in dieser Arbeit mittels Kathodenzerstäubung hergestellten polykristallinen EB-Systeme: Ausgehend von einem Si(100) Substrat ist das EB-Zweilagensystem (Antiferromagnet: Ir₁₇Mn₈₃, Ferromagnet: Co₇₀Fe₃₀) zwischen eine darunter befindliche Pufferschicht (Cu) und eine darüber befindliche Deckschicht (Ta) eingebettet.

ches Material wurde in dieser Arbeit Ir₁₇Mn₈₃ aufgrund seiner hohen Korrosionsbeständigkeit und thermischen Stabilität gewählt.^[OFV10] Allgemein besitzt IrMn in Abhängigkeit von der Stöchiometrie und den Herstellungsparametern zwei kristallographische Phasen, wobei in polykristallinen Schichten von Ir₁₇Mn₈₃ üblicherweise die γ -Phase mit kubisch flächenzentrierter Kristallstruktur (fcc, engl. *face centered cubic*) vorliegt.^[KKF13] In der Literatur wird beschrieben, dass die Austauschwechselwirkung an der AF/F Grenzfläche maximiert wird, wenn die (111)-Ebene des fcc Gitters - aufgrund der hexagonal dichtesten Kugelpackung - parallel zur AF/F Grenzfläche ausgebildet wird.^[AVK08, KKF13] Folglich muss das Substrat bzw. die unter dem Ir₁₇Mn₈₃ befindliche Pufferschicht kristallographisch so beschaffen sein, dass die strukturelle Ausprägung der (111)-Textur maximiert wird.^[AO11] Arbeiten von ALEY *et al.* zeigen, dass

für Cu als Pufferschichtmaterial im Vergleich zu Ru und NiCr die größten Werte für H_{EB} bei Raumtemperatur erhalten werden, wobei der Wert der magnetokristallinen Anisotropiekonstante K_{AF} um eine Größenordnung unterhalb der ermittelten Anisotropiekonstante von NiCr als Pufferschichtmaterial liegt.^[AVK08] Um diesen Umstand bei der Wahl von Cu als Pufferschichtmaterial in dieser Arbeit zu berücksichtigen, wurde eine entsprechend größere AF-Schichtdicke gewählt, sodass die AF-Anisotropieenergie erhöht wird.^[AVK08] Untersuchungen bezüglich der Stöchiometrie der IrMn-Legierung zeigen zudem, dass H_{EB} bei einem Ir-Anteil von 17-20 % maximal wird.^[AO11] Als Ferromagnet wurde im Rahmen dieser Arbeit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ aufgrund seiner vergleichsweise hohen magnetokristallinen Anisotropie, Sättigungsmagnetisierung und CURIE-Temperatur von $T_{\text{C}} = 1173 \text{ K}$ gewählt.^[SSS04,GBK09,GM97] Die Deckschicht besteht entweder aus dem paramagnetischen Material Ta oder dem diamagnetischen Material Au und dient als Oxidationsschutz für das darunter befindliche EB-System.

Vor der Schichtherstellung wurden die Siliziumsubstrate auf eine quadratische Form mit einer Kantenlänge von 15 mm gebracht, mit Aceton, *iso*-Propanol sowie destilliertem Wasser gereinigt und anschließend im Stickstoffstrom getrocknet. Während der Beschichtung lag am Probenhalter ein *in-plane* Wachstumsfeld von $H_{\text{W}} = 28 \text{ kA/m}$ an, das von zwei seitlich am Probenhalter angebrachten Permanentmagneten erzeugt wurde. Durch das *in-plane* Magnetfeld wurde im Ferromagneten während der Schichtherstellung eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropieachse parallel zur Richtung des externen Magnetfelds induziert.^[Pae02,HSM09] Bei der Abscheidung von EB-Schichtsystemen bewirkt die Anwesenheit des externen Magnetfelds zudem eine präferierte Ausrichtung der unidirektionalen Anisotropie der in polykristallinen Materialsystemen zu H_{EB} beitragenden AF-Körner, die ohne externes Magnetfeld einer statistischen Verteilung unterliegen.^[MB56,MB57,Mei62] Eine Übersicht der Herstellungsparameter ist Abschnitt 8.1 des Anhangs zu entnehmen. Nach der Schichtherstellung wurden die Magnetisierungskurven der Proben mit dem unter Abschnitt 3.1 vorgestellten VSM unter Berücksichtigung des schnellen *Training*-Effekts vermessen. Zur Festlegung des AF-Ordnungszustands (vgl. YORK-Protokoll) wurden die Proben einem Feldkühlprozess, ausgehend von einer *Set*-Temperatur von $T_{\text{set}} = 573 \text{ K}$ für einen Zeitraum von $t_{\text{set}} = 60 \text{ min}$ in einem externen Magnetfeld von $H_{\text{ex,FC}} = 64 \text{ kA/m}$ parallel zu der zuvor festgelegten unidirektionalen Anisotropierichtung des EB-Systems und einer Abkühlrate von $v_{\text{FC}} = -4 \text{ K/min}$, unterzogen. Im Anschluss an den Feldkühlprozess wurden die Proben erneut unter Berücksichtigung des schnellen *Training*-Effekts per VSM magnetisch charakterisiert.

Nach der Festlegung des AF-Ordnungszustands wurde die mikromagnetische Domänenstruktur der Proben mittels der Ionenbeschussinduzierten magnetischen Texturierung unter Verwendung eines breit gefächerten Ionenstrahls ($2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$) und einer mikroskopischen Resiststruktur erzeugt (Abb. 3.5). Für alle Proben wurde ein lithographisches Streifenmuster mit dem Positivresist *AZ-1505* (MICROCHEMICALS) mit einer mittleren Schichtdicke von 700 nm und einer Streifenbreite von $5 \mu\text{m}$ mittels optischer Lithographie (SÜSS MICROTEC AG, *Mask Aligner MA4*, Chromlithographiemaske) generiert. Eine Übersicht über die Variation von $H_{\text{EB,IB}}$ mit der eingebrachten Ionendosis ist für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Materialsysteme in Abschnitt 8.1 des

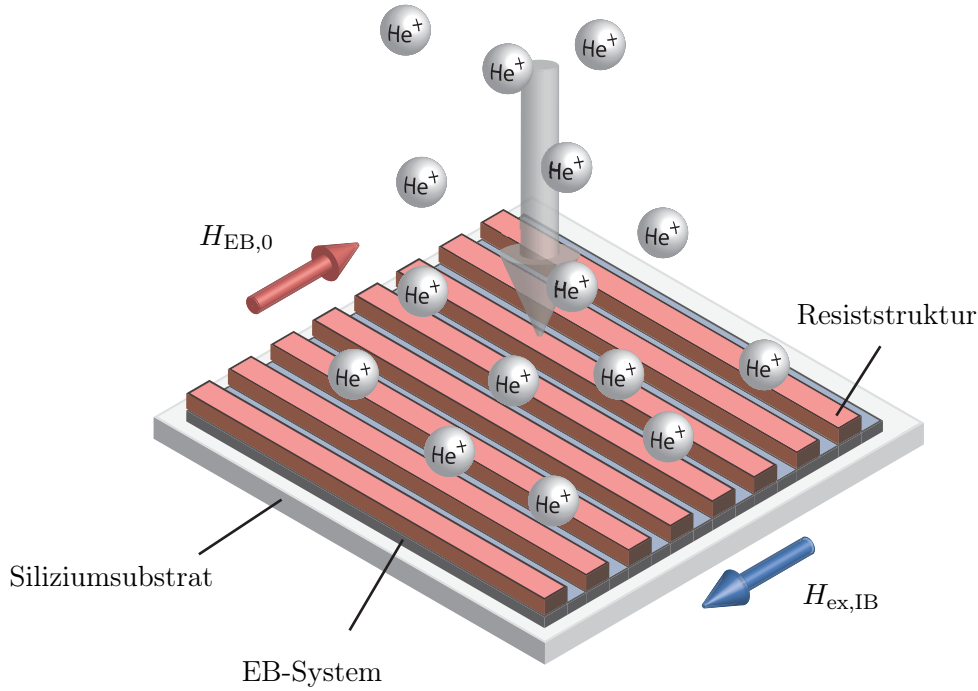


Abbildung 3.5: Ionenbeschussinduzierte magnetische Texturierung der EB-Systeme (nicht maßstabsgetreu): Die Stärke und Richtung der ursprünglichen unidirektionalen Anisotropie $H_{EB,0}$ wird durch Bestrahlung mittels beschleunigter Heliumionen in Abhängigkeit von der lokal eingebrachten Ionendosis D und der Stärke und Richtung des externen Magnetfelds $H_{ex,IB}$ in den Bereichen ohne Resiststruktur zu $H_{EB,IB}$ modifiziert (hier antiparallel zu $H_{EB,0}$).

Anhangs gezeigt. Während des Ionenbeschusses lag am Ort der Probe ein *in-plane* Magnetfeld von $H_{ex,IB} = 64 \text{ kA/m}$ an. Wie unter Abschnitt 2.3 erläutert wurde, verhindert die Resiststruktur das Eindringen der Heliumionen in das EB-System in den beschichteten Bereichen. Aufgrund dessen wird das EB-System lediglich in den Bereichen ohne darüber befindliche Resiststruktur modifiziert.^[Ehr04] Die Stärke und Richtung von $H_{EB,IB}$ wird durch die eingebrachte Ionendosis sowie die Stärke und Richtung des externen Magnetfelds $H_{ex,IB}$ bezüglich der ursprünglichen Richtung von \vec{H}_{EB} festgelegt.^[EEW06] Eine nähere Beschreibung der verwendeten Ionenquelle ist in der Arbeit von LENGEMANN *et al.* zu finden.^[LEE12] Der Ionenstrahl wird während der ionenbeschussinduzierten magnetischen Strukturierung (IBMP, engl. *ion bombardment induced magnetic patterning*) mit einer definierten Geschwindigkeit entsprechend der einzubringenden Ionendosis im Raster über die Probe bewegt.^[Sch13] Die Resiststruktur wird abschließend nasschemisch durch sukzessive Behandlung mit einer 3 %-igen KOH-Lösung, Aceton, *iso*-Propanol und destilliertem Wasser entfernt. Die mittels Rasterkraftmikroskopie bestimmte RMS-Rauigkeit (RMS, engl. *root-mean-squared roughness*) der Probenoberfläche liegt im Bereich von 1 nm, weshalb die Schichtsysteme als topographisch planar betrachtet werden können.^[HLG12,HZK13]

KAPITEL 4

Design magnetischer Feldlandschaften

Das erste Ergebniskapitel umfasst das Design magnetischer Feldlandschaften auf Nano- und Mikrometerlängenskalen über magnetisch texturierten *Exchange-Bias* (EB) Dünnschichtsystemen, die mittels des Verfahrens der ionenbeschussinduzierten magnetischen Strukturierung (IBMP, engl. *ion bombardment induced magnetic patterning*) hergestellt wurden. Die Ergebnisse dieses Kapitels fließen zum Teil in die in Kapitel 5 vorgestellten Ergebnisse zur theoretischen Beschreibung des Transports magnetischer Partikel ein. Zu Beginn des Kapitels wird eine thematische Einführung in das Forschungsgebiet gegeben und die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Domänenwandstrukturen in ferromagnetischen Dünnschichtsystemen vorgestellt. Ein wichtiges Kriterium für die quantitative Modellierung der magnetischen Feldlandschaft (MFL) über EB-Systemen mit *in-plane* Anisotropie ist die lokale magnetische Partialladungsverteilung zwischen benachbarten Domänen, die aus der Rotation der Magnetisierung innerhalb der Domänenwandstruktur bzw. der damit einhergehenden Divergenz des räumlichen Magnetisierungsfeldes resultiert und die Ursache für die MFL ist. Die aus der relativen Ausrichtung der remanenten Magnetisierung benachbarter Domänen resultierende magnetische Partialladungsverteilung wurde zunächst mittels der in Abschnitt 3.3 vorgestellten Magnetkraftmikroskopie für verschiedene Domänenkonfigurationen (relative Ausrichtung der remanenten Magnetisierung in benachbarten Domänen) charakterisiert. Die erhaltenen Daten wurden mit theoretischen Berechnungen verglichen, um eine möglichst eindeutige Interpretation der Messergebnisse zu gewährleisten. Zur Quantifizierung der MFLs wurden zwei sich ergänzende, neuartige experimentelle Techniken eingesetzt. Die *scanning magnetoresistive microscopy* erlaubt dabei eine Abbildung der MFL im Nahfeld (Abstandsbereich bis 100 nm) und die Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie eine Vermessung der MFL im Fernfeld (Abstandsbereich: 750-3000 nm) der Probe. Die experimentellen Ergebnisse werden abschließend mit theoretischen Modellierungsansätzen verglichen, wobei die Simulationsergebnisse als Grundlage für die theoretische Beschreibung des gerichteten Transports magnetischer Partikel oberhalb magnetisch strukturierter EB-Systeme dienen (Kapitel 5). Teile der präsentierten Ergebnisse wurden in HOLZINGER *et al.* und AHREND *et al.* veröffentlicht. [HZK13,AHF15]

4.1 Einleitung

Trotz intensiver Untersuchungen, die in den vergangenen Jahrzehnten an ferromagnetischen Domänen- und Domänenwandstrukturen sowohl von experimenteller als auch theoretischer Seite durchgeführt wurden, hat dieses Forschungsgebiet im Kontext des Designs magnetischer Feldlandschaften auf Nano- und Mikrometerlängenskalen kürzlich einen neuen Aufschwung erhalten.^[HS09,HZK13,AHF15] Die Ursachen hierfür liegen u.a. in der fortschreitenden Entwicklung von immer kleineren magnetischen Domänenstrukturen mit detektierbaren magnetischen Streufeldsignalen, die durch den enormen industriellen Bedarf zur Steigerung der Speicherkapazität magnetischer Datenträger vorangetrieben wird (siehe neuartige Speichertechnologien wie bspw. die *race-track* Datenspeicherung).^[PHT08] Neben der magnetischen Datenspeicherung ergeben sich weitere Anwendungsgebiete für maßgeschneiderte magnetische Feldlandschaften in unmittelbarer Nähe zur Substratoberfläche im Bereich moderner *Lab-on-a-Chip* Systeme (LOC, engl. *Lab-on-a-Chip*), bei denen lokale magnetische Feldlandschaften zur Positionierung und zum fernsteuerbaren Transport magnetischer Mikro- und Nanopartikel in mikrofluidaler Umgebung eingesetzt werden. Diese können eine Vielzahl von Prozessschritten wie bspw. das aktive Durchmischen kleinster Flüssigkeitsmengen oder die spezifische Aufreinigung von Biomolekülen erfüllen (nähere Details hierzu sind in Kapitel 5 dargelegt).^[DVG10,ELW11,EHW07,HLG12,TSJ09,Tie11] Weitere Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich dadurch, dass lokale MFLs als *pinning*-Zentren für Domänenwände,^[HKB05,FHL12,MZN13,OPL11,GHL12] die während der Ummagnetisierung per Domänenwandbewegung durch das Substrat bewegt werden, in Speicheranwendungen, logischen Schaltungen oder der Spintronik eingesetzt werden können.^[PHT08,ZFS04] Der gemeinsame Nenner der genannten Anwendungsbeispiele ist in der Grundidee des dreidimensionalen Designs magnetischer Feldlandschaften über einem topographisch planaren Substrat manifestiert.^[HZK13]

Die Herstellung magnetischer Feldlandschaften über topographisch planaren, ferromagnetischen Dünnschichtsystemen kann durch die Erzeugung künstlicher magnetischer Domänenstrukturen realisiert werden.^[HZK13] In dünnen ferromagnetischen Schichten mit *out-of-plane* Anisotropie, d.h. einer bevorzugten Ausrichtung der Filmmagnetisierung senkrecht zur Substratoberfläche, wird das assoziierte magnetische Streufeld durch die magnetischen Partialladungen, die an den Grenzflächen der magnetischen Domänen aufgrund der parallelen Ausrichtung der Domänenmagnetisierung bezüglich der Grenzflächennormalen auftreten, erzeugt (Abb. 4.1).^[HS09] Im Unterschied dazu wird die magnetische Feldlandschaft in dünnen ferromagnetischen Filmen mit *in-plane* Anisotropie über die magnetischen Partialladungen, die innerhalb der Domänenwände zwischen benachbarten Domänen mit unterschiedlicher räumlicher Ausrichtung der Domänenmagnetisierung auftreten, generiert (Abb. 4.1).^[Hub79,HS09] Für Letztere können demnach spezifische magnetische Feldlandschaften hergestellt werden, insofern eine gezielte Beeinflussung der räumlichen Verteilung der magnetischen Partialladungen in den ferromagnetischen Domänenwänden vorgenommen werden kann.^[HZK13] Die Realisierung der für die beabsichtigte MFL notwendigen Domänenstruktur innerhalb der topographisch planaren ferromagnetischen Schicht gestaltet sich jedoch insbesondere hinsichtlich der Positionierung, der geometrischen Gestalt sowie der

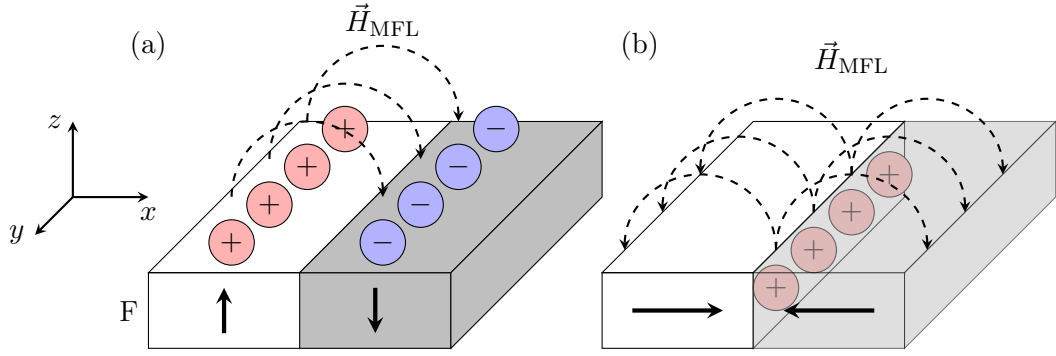


Abbildung 4.1: Exemplarische Darstellung der magnetischen Partialladungsverteilung einer ferromagnetischen Domänenstruktur (Ferromagnet (F)) mit (a) *out-of-plane* und (b) *in-plane* Anisotropie (Schichtebene liegt in der xy -Ebene) und der daraus resultierenden magnetischen Feldlandschaft \vec{H}_{MFL} .

magnetischen Eigenschaften individueller Domänen als schwierig, da die natürliche ferromagnetische Domänenstruktur in Abwesenheit zusätzlicher Anisotropiebeiträge in der Minimierung der GIBBS freien Enthalpie des Systems begründet ist.^[HS09] Externe Magnetfelder und Temperatur oder das Wachstum auf Substraten mit spezifischer Kristallorientierung können zwar verwendet werden, um die natürliche Domänenstruktur zu beeinflussen (z.B. in Permalloy- oder Granatfilmen),^[GLP99,TSJ09,HS09] erlauben jedoch keine beliebige Festlegung der Domänenstruktur mit langreichweitiger Fernordnung.

In diesem Teil der Arbeit sollte daher untersucht werden, ob sich *Exchange-Bias* Schichtsysteme in Kombination mit dem Verfahren der ionenbeschussinduzierten magnetischen Texturierung zum spezifischen Design magnetischer Feldlandschaften über magnetischen Dünnschichtsystemen mit *in-plane* Anisotropie eignen. Die zusätzliche Anisotropie durch den *Exchange-Bias* kann qualitativ als intrinsisches Magnetfeld verstanden werden, das in Abhängigkeit von den gewählten Herstellungsparametern eine definierte räumliche Ausrichtung der Domänenmagnetisierung bewirkt, wobei die Größe und Position der magnetischen Domänen über die lithographische Struktur während des IBMP festgelegt wird.^[Ehr04,HZK13] Das Verfahren bietet dadurch die einzigartige Möglichkeit, nahezu beliebige Domänenstrukturen zu erzeugen, ohne die Topographie des Materialsystems zu verändern.^[HZK13]

4.2 Domänenstrukturen in dünnen ferromagnetischen Schichten

Das Entstehen von nano- bzw. mikromagnetischen Domänenstrukturen in ferromagnetischen Materialien wird quantitativ durch Lösung der mikromagnetischen Grundgleichung beschrieben. Die Gesamtenergie des Ferromagneten (F) E_G kann unter Vernachlässigung weiterer Anisotropieeffekte (vgl. Abschn. 2.1) als Volumenintegral über die Austauschwechselwirkungsenergiedichte $e_{\text{AE}}(\vec{M}_0(\vec{r}))$, die magnetokristalline Anisotropieenergiedichte $e_{\text{ME}}(\vec{M}_0(\vec{r}))$, die Streufeldenergie-

dicke $e_{\text{SE}}(\vec{M}(\vec{r}))$ und die ZEEMAN-Energiedichte $e_{\text{ZE}}(\vec{M}(\vec{r}))$ in Anwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} in Form von

$$E_G = \int_V \left\{ e_{\text{AE}}(\vec{M}_0(\vec{r})) + e_{\text{ME}}(\vec{M}_0(\vec{r})) + e_{\text{SE}}(\vec{M}(\vec{r})) + e_{\text{ZE}}(\vec{M}(\vec{r})) \right\} dV \quad (4.2.1)$$

dargestellt werden.^[HS09,CG97,BS05] Die der ferromagnetischen Domänenstruktur zugrunde liegende Magnetisierungsverteilung $\vec{M}(\vec{r})$ entspricht demnach einem lokalen bzw. globalen Minimum der Gesamtenergie (Gl. 4.2.1) mit den MAXWELL-Gleichungen als physikalische Randbedingungen.^[BS05,HS09] Qualitativ kann die mikromagnetische Grundgleichung wie folgt interpretiert werden: Bei einer vollständig parallelen Ausrichtung der Probenmagnetisierung bewirken die magnetischen Partiaalladungen an den gegenüberliegenden Grenzflächen der ferromagnetischen Schicht eine Maximierung der Streufeldenergie. Um die Streufeldenergie zu reduzieren, muss die Magnetisierungsverteilung der Schicht verändert werden, was wiederum zu einer Erhöhung der Austauschwechselwirkungsenergie, der magnetokristallinen Anisotropie- und der ZEEMAN-Energie führen kann.^[CG97] Die Ausbildung von Domänen geschieht folglich auf Kosten von energetisch ungünstigen Domänenwänden, die den Übergangsbereich zwischen benachbarten Domänen, d.h. Bereichen einheitlicher Magnetisierung (vgl. WEISS'sche Bezirke), beschreiben.^[BS05] Aufgrund dessen werden in Abhängigkeit von der Größe und Richtung der Anisotropieparameter, der Materialkonstanten sowie der geometrischen Gestalt der ferromagnetischen Schicht durch Minimierung der Gesamtenergie (Gl. 4.2.1) verschiedenartige Domänenstrukturen ausgebildet, die üblicherweise in einem Phasendiagramm zusammengefasst werden.^[HS09] Die Summe der Energieterme der mikromagnetischen Grundgleichung kann in diesem Kontext auch als effektives Magnetfeld $\vec{H}_{\text{eff}}(\vec{r})$ verstanden werden, das in Form eines ortsabhängigen Drehmoments auf die Magnetisierungsverteilung $\vec{M}(\vec{r})$ der ferromagnetischen Schicht wirkt und zu einer Präzession des Magnetisierungsvektors um das effektive Magnetfeld führt.^[HS09] Unter Berücksichtigung der intrinsischen Dämpfung, d.h. der Dissipation von Energie während der Präzession, kann die daraus resultierende Magnetisierungsverteilung, d.h. eine lokal parallele Ausrichtung der Schichtmagnetisierung entlang des effektiven Magnetfelds, durch Lösung der LANDAU-LIFSHITZ-GILBERT-Gleichung erhalten werden.^[HS09]

4.2.1 Domänenwände in dünnen ferromagnetischen Schichten

Wie bereits angedeutet wurde, wird mit dem Begriff „Domänenwand“ der Übergangsbereich zwischen benachbarten magnetischen Domänen mit einer nicht parallelen Ausrichtung der Magnetisierung beschrieben, innerhalb dessen eine sukzessive Änderung der Magnetisierungsrichtung erfolgt.^[CG97] Die laterale Ausdehnung der Domänenwand w_F (Domänenwandbreite) wird in Abwesenheit eines externen Magnetfelds und unter Vernachlässigung der Streufeldenergie sowie weiterer Anisotropieeffekte durch die Austauschwechselwirkungs- und die magnetokristalline Anisotropieenergie bestimmt.^[HS09] Die Austauschwechselwirkungsenergie ist proportional zum Quadrat des Winkels zwischen benachbarten magnetischen Momenten und wird für eine parallele Ausrichtung der Magnetisierung minimiert, sodass eine graduelle Richtungsänderung im Sinne

einer unendlich ausgedehnten Domänenwand energetisch präferiert wird.^[CG97,HS09] Gleichzeitig bewirkt eine nicht kollineare Ausrichtung der Magnetisierung bezüglich der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropierichtung eine Erhöhung der magnetokristallinen Anisotropieenergie, d.h. je größer die Domänenwandbreite, desto höher die magnetokristalline Anisotropieenergie.^[CG97] Die lokale Domänenwandbreite ist folglich das Ergebnis der Gesamtenergieminimierung unter Berücksichtigung der lokal kompetierenden Effekte als physikalische Randbedingungen. Ein entscheidendes Kriterium für die Beurteilung der lateralen Ausdehnung der Domänenwand ist das Verhältnis aus der Austauschsteifigkeit A_F und der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K_U der ferromagnetischen Schicht, wobei $w_F \propto \sqrt{A_F/K_F}$ ist.^[BS05] Die Austauschsteifigkeit ist ein Maß für die Stärke der Austauschwechselwirkung zwischen den benachbarten atomaren magnetischen Momenten im Festkörper und ist proportional zum Austauschintegral und dem Skalarprodukt der Spinvektoren.^[CG97]

In dünnen ferromagnetischen Schichten wird generell zwischen Filmen mit *in-plane* und *out-of-plane* Anisotropie unterschieden (vgl. Abb. 4.2). Der Begriff dünne Schicht kennzeichnet, dass die Domänenwandbreite w_F in der gleichen Größenordnung wie die Ferromagnetschichtdicke d_F liegt. Für die folgende Betrachtung wird von einer antiparallelen Ausrichtung der Magnetisie-

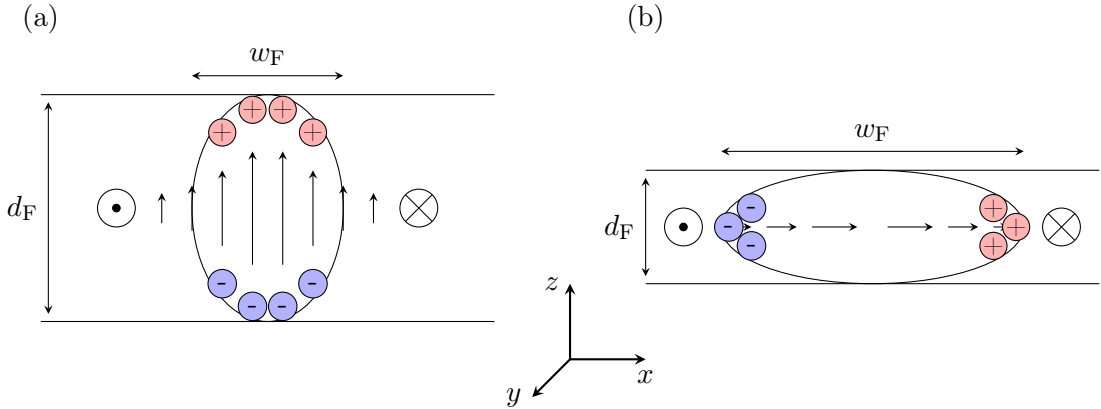


Abbildung 4.2: Domänenwandausbildung in dünnen ferromagnetischen Schichten mit uniaxialer *in-plane* Anisotropie (durch Pfeilenden gekennzeichnet), mit der Schichtdicke d_F , der Domänenwandbreite w_F sowie der resultierenden magnetischen Partialladungsverteilung für eine (a) BLOCH- bzw. (b) NÉEL-Wand mit einer *out-of-plane* bzw. *in-plane* Rotation der Magnetisierung innerhalb der Domänenwand (nach HUBERT *et al.*).^[HS09]

rung in benachbarten Domänen, parallel zur uniaxialen magnetokristallinen Anisotropierichtung (vgl. Abb. 4.2, senkrecht zur xz -Ebene), ausgegangen. Dadurch, dass die Magnetisierung innerhalb der Domänenwand um 180° dreht (Wandwinkel), wird diese Art von Domänenwand auch als 180° -Wand bezeichnet. Die Rotation des Magnetisierungsvektors innerhalb der Domänenwand kann in zwei orthogonale Grundmoden unterteilt werden: (1) Eine Rotation parallel zur Domänenwandebene (Abb. 4.2, senkrecht zur xy -Ebene), d.h. die Magnetisierung rotiert aus der Schichtebene, wird als BLOCH-Wand bezeichnet, wohingegen (2) die Rotation parallel zur

Schichtebene (Abb. 4.2, parallel zur xy -Ebene) als NÉEL-Wand klassifiziert wird.^[HS09] Wie in Abb. 4.2 dargestellt, werden im Fall einer BLOCH-Wand magnetische Partialladungen an den gegenüberliegenden Grenzflächen der ferromagnetischen Schicht (Abb. 4.2, xy -Ebenen) erzeugt. Im Gegensatz dazu führt die *in-plane* Rotation der Magnetisierung bei einer NÉEL-Wand zur Ausbildung von magnetischen Partialladungen im Volumenbereich der ferromagnetischen Schicht. Nach NÉEL kann das Domänenwandvolumen als Zylinder mit elliptischer Grundfläche approximiert werden, sodass die Streufeldenergie in Form des Entmagnetisierungsfaktors für eine BLOCH- und NÉEL-Wand, N_{BLOCH} bzw. $N_{\text{NÉEL}}$, in Form von

$$N_{\text{BLOCH}} = w_{\text{F}} / (w_{\text{F}} + d_{\text{F}}), \quad N_{\text{NÉEL}} = d_{\text{F}} / (d_{\text{F}} + w_{\text{F}}), \quad (4.2.2)$$

zum Ausdruck gebracht werden kann.^[HS09] Für den Fall, dass die Domänenwandbreite größer als die Ferromagnetschichtdicke ist, d.h. $w_{\text{F}} > d_{\text{F}}$, ist nach Gl. 4.2.2 der Entmagnetisierungsfaktor $N_{\text{NÉEL}} < N_{\text{BLOCH}}$, sodass die Ausbildung einer NÉEL-Wand energetisch bevorzugt wird.^[HS09]

Die vorgestellten Domänenwandtypen werden generell als symmetrische BLOCH- bzw. NÉEL-Wand bezeichnet, insofern die Magnetisierungsverteilung innerhalb der ferromagnetischen Schicht spiegelsymmetrisch bezüglich der xy -Ebene verläuft (vgl. Koordinatensystem in Abb. 4.2).^[HS09] Im Rahmen dieser Arbeit wurden EB-Systeme mit einer Ferromagnetschichtdicke im Bereich von 6-12 nm hergestellt und charakterisiert, weshalb die nachfolgende Betrachtung auf die Beschreibung symmetrischer 180°-NÉEL-Wände im Kontext der unidirektionalen Anisotropie in benachbarten Domänen begrenzt ist.

Symmetrische 180°-NÉEL-Wände können generell in zwei Bereiche unterteilt werden, die sich in ihrer räumlichen Ausdehnung, dem Typ der magnetischen Partialladungen und der magnetischen Partialladungsdichte unterscheiden:^[HS09] (1) Einem räumlich lokalisierten Kern im Zentrum der Domänenwand, dessen laterale Ausdehnung $w_{\text{F,Kern}}$ (Abb. 4.3, x -Richtung) typischerweise um eine Größenordnung kleiner als die Gesamtdomänenwandbreite w_{F} ist; (2) zwei monopolen Ausläufern (engl. *tail*, Ausläufer), die den dipolaren Kern seitlich flankieren und eine im Vergleich zum Kern größere laterale Ausdehnung $w_{\text{F,Ende}}$ mit geringerer magnetischer Partialladungsdichte aufweisen.^[HS09] Die Gesamtbreite der Domänenwand wird durch Summation der Einzelkomponenten erhalten, es ist:

$$w_{\text{F}} = w_{\text{F,Kern}} + 2 \cdot w_{\text{F,Ende}}. \quad (4.2.3)$$

Die Größe des Kerns wird im Wesentlichen durch die kompetierenden Einflüsse der Austauschwechselwirkungs- und Streufeldenergie bestimmt: Dadurch, dass der räumliche Abstand zwischen den magnetischen Partialladungen mit invertierter Polarität für den Grenzfall einer abrupten Domänenwand, d.h. $\lim w_{\text{F}} \rightarrow 0$, minimal ist, wird die daraus resultierende Streufeldenergie E_{SE} ebenfalls minimiert. Die Austauschwechselwirkungsenergie wirkt jedoch der Ausbildung einer unendlich schmalen Domänenwand entgegen, sodass die tatsächliche Kernbreite einen Kompro-

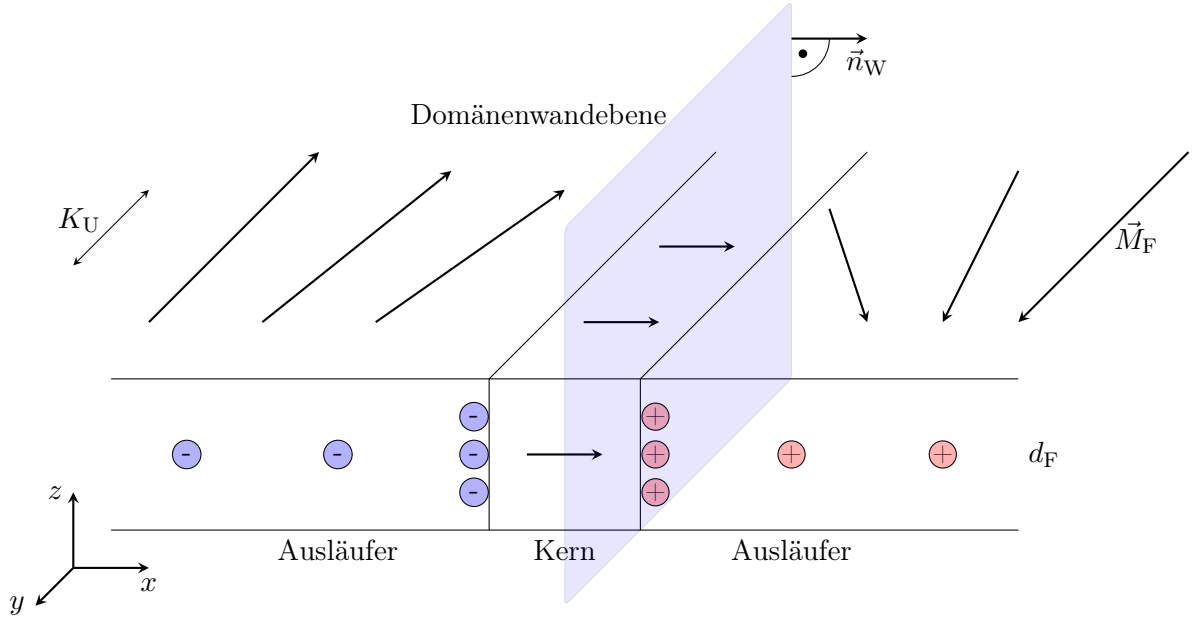


Abbildung 4.3: Magnetische Partialladungsverteilung innerhalb des Kerns und den Ausläufern einer symmetrischen 180° -NÉEL-Wand. Die Domänenwandebene ist parallel zur yz -Ebene aufgespannt und wird über den Domänenwandnormalenvektor \vec{n}_W beschrieben. Der Ferromagnet mit der Schichtdicke d_F besitzt eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropie K_U parallel zur y -Achse des gezeigten Koordinatensystems (nach HUBERT *et al.*).^[HS09]

miss zwischen der Austauschwechselwirkungs- und Streufeldenergie darstellt.^[HS09] Die Kernbreite wird in Anwesenheit eines externen Magnetfelds senkrecht zur uniaxialen magnetokristallinen Anisotropierichtung (Abb. 4.3, x -Richtung) über die Streufeldanisotropiekonstante K_S , die Sättigungsmagnetisierung M_S , die Austauschsteifigkeit A_F und die uniaxiale magnetokristalline Anisotropiekonstante K_U durch

$$w_{F,Kern} = 2\sqrt{\frac{A_F(1-h^2)}{(K_U + K_S) \cdot (1-c_0)^2}} \quad (4.2.4)$$

erhalten, mit dem effektiven Magnetfeld $h = (H_{ex} \cdot M_F) / (2 \cdot K_F)$ und dem Parameter c_0 zur Beschreibung des Übergangs zwischen dem Kernbereich und den Ausläufern der NÉEL-Wand.^[HS09]

Die magnetische Partialladungsverteilung innerhalb der Domänenwand kann in Form von zwei äquivalenten Darstellungen quantitativ zum Ausdruck gebracht werden (vgl. Abb. 4.3): (1) Magnetische Volumenladungen ϱ_V , die aufgrund der räumlichen Divergenz der Magnetisierungsverteilung der ferromagnetischen Schicht $\varrho_V = -\text{div } \vec{M}_F$ entstehen; (2) magnetische Oberflächenladungen ϱ_S , die an der Grenzfläche (Abb. 4.3, parallel zur Domänenwandebene) zwischen benachbarten Domänen auftreten und über das Skalarprodukt aus dem Domänenwandnormalenvektor \vec{n}_W (Abb. 4.3, $\vec{n}_W \parallel \vec{x}$) und der Sättigungsmagnetisierung des Ferromagneten \vec{M}_S in Form von $\varrho_S = \vec{M}_S \cdot \vec{n}_W$ beschrieben werden.^[HS09] Dadurch, dass die Magnetisierungsverteilung

der ferromagnetischen Schicht (vgl. Abb. 4.3) symmetrisch hinsichtlich der Translation in y - und z -Richtung ist, findet lediglich eine räumliche Änderung der magnetischen Partialladungsverteilung in x -Richtung statt.^[DKO06] Die Gesamtzahl an magnetischen Partialladungen, die in einer symmetrischen 180° -NÉEL-Wand zu gleichen Teilen aus positiven und negativen Partialladungen besteht, wird im eindimensionalen Fall ausschließlich durch die Sättigungsmagnetisierung des Ferromagneten in Form von $\varrho_S = \pm \vec{M}_S \cdot \vec{n}_W = \pm M_S$ bestimmt, wobei das Vorzeichen die Richtung der Magnetisierung in den benachbarten Domänen berücksichtigt (Abb. 4.3). In den Domänenbereichen, in denen die Magnetisierung senkrecht auf dem Domänenwandnormalenvektor steht, liegen keine magnetischen Partialladungen vor. Die Summe der Partialladungen ist unter Berücksichtigung der Polarität null, sodass keine Nettoladung bei vollständiger Betrachtung der Domänenwand vorliegt. Unter Berücksichtigung der lateralen Abmessungen der ferromagnetischen Schicht entlang der Symmetrieachsen, d.h. der Schichtdicke d_F und der Länge l_y , ergibt sich der Betrag der Gesamtladung der Domänenwand ϱ_G in Abwesenheit eines externen Magnetfelds zu^[HS09]

$$\varrho_G = d_F \cdot l_y \cdot (|-M_S| + M_S) = 2 \cdot M_S \cdot d_F \cdot l_y. \quad (4.2.5)$$

Im Gegensatz zu einer abrupten Domänenwand, in der die Gesamtladung auf ein infinitesimal schmales Volumenelement $dV = d_F \cdot l_y \cdot dx$ konzentriert ist, wird die Gesamtladung in einer realen Domänenwand mit endlicher lateraler Ausdehnung innerhalb der räumlichen Domänenwandstruktur verteilt. Der primäre Anteil der magnetischen Partialladungen ist im Kern der Domänenwand zentriert, wohingegen die Restladung in den weitläufigen Ausläufern verteilt ist.^[HS09] Aufgrund dessen wird die magnetische Partialladungsdichte und damit gleichbedeutend die Streufeldenergie in den Ausläufern der Domänenwand reduziert.^[HS09] Die Breite der Ausläufer wird im Wesentlichen durch das Wechselspiel zwischen der magnetokristallinen Anisotropie- und Streufeldenergie bestimmt, wobei die Streufeldenergie für den Fall einer unendlich ausgedehnten Domänenwand minimiert und die magnetokristalline Anisotropieenergie maximiert wird.^[HS09] Die Länge der NÉEL-Wandausläufer kann unter Berücksichtigung der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropiekonstante K_U , der Streufeldanisotropiekonstante K_S und der Schichtdicke des Ferromagneten d_F durch

$$w_{F, \text{Ende}} = \exp(-\gamma) \cdot d_F \cdot \left(\frac{K_S}{K_U} \right) \quad (4.2.6)$$

dargestellt werden, mit der EULER-MASCHERONI Konstante γ .^[HS09] Das Verhältnis zwischen K_U und K_S wird häufig in Form des Anisotropie-Parameters $Q = K_U/K_S$ zum Ausdruck gebracht, wobei allgemein gilt: Je kleiner Q , desto kleiner die Kernbreite und desto größer die Länge der Ausläufer.^[HS09] Die räumlichen Ausmaße der NÉEL-Wand Ausläufer können in Abhängigkeit vom Materialsystem bis zu $100 \mu\text{m}$ betragen, weshalb eine nicht zu vernachlässigende magnetostatische Wechselwirkung zwischen benachbarten NÉEL-Wänden vorliegen kann.^[HS09] Für den Fall, dass der Drehsinn der Magnetisierung benachbarter NÉEL-Wände identisch ist, liegt eine repulsive Wechselwirkung aufgrund des identischen Partialladungstyps in den überlappenden

NÉEL-Wand Ausläufern vor. Diese wird als *winding* bezeichnet. Dahingegen ist die Wechselwirkung zwischen benachbarten NÉEL-Wänden mit entgegengesetzt gerichtetem Drehsinn aufgrund des räumlichen Überlapps positiver und negativer Partialladungen attraktiv. Die als *unwinding* bezeichneten Domänenwände können sich folglich in Materialien mit geringer Anisotropie und ohne zusätzliches *pinning* (bspw. durch ein EB-Feld) gegenseitig auslöschen.^[HS09]

Eine Möglichkeit für das System, die Streufeldenergie bzw. die Anzahl magnetischer Partialladungen innerhalb der Domänenwand zu verringern, besteht in der lokalen Reduzierung des Domänenwandwinkels, bspw. von einer klassischen 180° - auf eine 90° -NÉEL-Wand, was üblicherweise zur Ausbildung von komplexen Domänenwandstrukturen führt. Ein prominentes Beispiel hier-

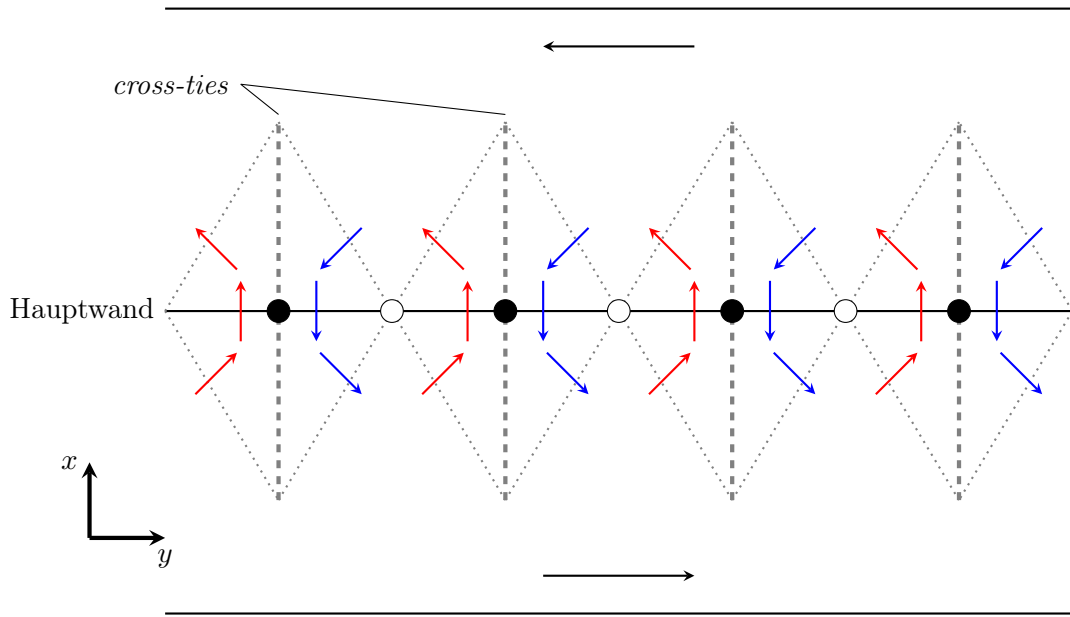


Abbildung 4.4: Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer *cross-tie*-Domänenwand im Übergangsbereich zwischen zwei benachbarten Domänen mit antiparalleler Ausrichtung der Domänenmagnetisierung: Die ursprüngliche 180° -NÉEL-Wand (Hauptwand) wird durch eine alternierende Abfolge von Vortices (offene Kreise) und anti-Vortices (schwarze Kreise) ersetzt, zwischen denen NÉEL-Wände mit alternierendem Drehsinn (Chiralität) vorliegen. Die charakteristischen *cross-tie*-Domänenwände stehen senkrecht auf der ursprünglichen 180° -NÉEL-Wand (Hauptwand) und sind durch 90° -NÉEL-Wände charakterisiert. Die gepunkteten Linien markieren Bereiche, in denen eine kontinuierliche Rotation der Magnetisierung bzw. die Ausbildung von NÉEL-Wand-Substrukturen mit einem Wandwinkel $<45^\circ$ stattfindet (nach WIESE *et al.* und MCCORD *et al.*).^[WMC07,MS09]

für ist die Transformation einer 180° -NÉEL-Wand in eine so genannte *cross-tie*-Domänenwand (engl. *cross-tie*, Querstrebe), die durch eine alternierende Abfolge von Vortex und anti-Vortex Substrukturen (zur Illustration siehe z.B. VAN WAEYENBERGE *et al.*) mit einer im Kern *out-of-plane* gerichteten Magnetisierung charakterisiert ist (vgl. Abb. 4.4).^[VPS06,HS09] Zwischen den Vortex-

strukturen liegen NÉEL-Wandsegmente mit entgegengesetzt gerichtetem Drehsinn (Chiralität) vor.^[WMC07] Die Trennlinien zwischen den Chiralitätsbereichen werden im Kontext von *cross-tie*-Domänenwänden als *cross-ties* bzw. im Allgemeinen als BLOCH-Linien bezeichnet,^[HS09] wobei der Schnittpunkt zwischen zwei BLOCH-Linien einen BLOCK-Punkt markiert.^[MS09] BLOCH-Linien und BLOCH-Punkte sind demnach direkte Indizien für die Chiralität einer Domänenwand. Die *cross-tie*-Wände stehen senkrecht zu der als Hauptwand bezeichneten, ursprünglichen 180° -NÉEL-Wand und sind durch 90° -NÉEL-Wände charakterisiert.^[WMC07] In den Übergangsbereichen zwischen benachbarten *cross-tie*-Wänden können zudem Substrukturen mit einem Wandwinkel $<45^\circ$ auftreten. Obwohl die effektive Größe der *cross-tie*-Domänenwand im Vergleich zur symmetrischen NÉEL-Wand vergrößert wird, ist die daraus resultierende Domänenwandenergie innerhalb eines materialspezifischen Schichtdickenbereichs (z.B. $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, 30-90 nm) geringer.^[Mid63,HS09,BSW11] Aufgrund dessen treten *cross-tie*-Domänenwände generell im Übergangs-

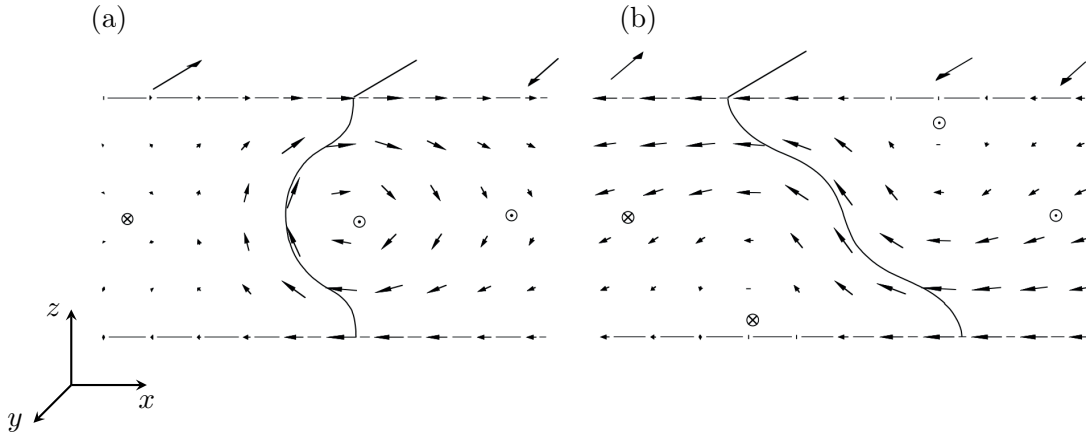


Abbildung 4.5: Exemplarische Magnetisierungsverteilung innerhalb einer (a) asymmetrischen BLOCH- bzw. einer (b) asymmetrischen NÉEL-Domänenwand (parallel zur xz -Ebene) für eine Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) Schicht mit einer Schichtdicke von 100 nm. Die Vortexstrukturen im Kern der Domänenwände werden an den gegenüberliegenden Grenzflächen entlang der xy -Ebenen durch *in-plane* NÉEL-Wand-Substrukturen zur Vermeidung magnetischer Partialladungen abgeschlossen (verändert nach HUBERT *et al.*).^[HS09]

bereich zwischen NÉEL-Wänden in dünnen Schichten und BLOCH-Wänden in *bulk*-Materialien auf.^[HS09] Domänenwandstrukturen mit reduziertem Wandwinkel werden in Abwesenheit eines externen Magnetfelds bevorzugt in Materialien mit multiaxialer magnetokristalliner Anisotropie ausgebildet, da die Erhöhung der magnetokristallinen Anisotropieenergie im Vergleich zu Systemen mit uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie aufgrund der multiaxialen energetischen Stabilisierung geringer ist.^[HS09]

Neben den bereits vorgestellten *cross-tie*-Domänenwänden können weitere, komplexe Domänenwandstrukturen in ferromagnetischen Schichten innerhalb eines materialspezifischen Schichtdickenbereichs vorliegen. Diese werden bei Verlust bzw. Reduzierung der Symmetrieeigenschaften

bezüglich der Magnetisierungsverteilung innerhalb der Domänenwand als asymmetrische BLOCH- und NÉEL-Wände bzw. allgemein als asymmetrische Domänenwände oder Vortex-Wände bezeichnet.^[Hub70,HS09] Der Kern asymmetrischer Domänenwände ist durch die Ausbildung einer vortexartigen Magnetisierungsverteilung innerhalb der Domänenwand charakterisiert, wodurch die magnetische Partialladungsdichte und damit gleichbedeutend die Streufeldenergie im Vergleich zur symmetrischen BLOCH- bzw. NÉEL-Wand reduziert wird (Abb. 4.5).^[HS09] Die Vortexstruktur im Kern einer asymmetrischen Domänenwand ist typischerweise zwischen NÉEL-Wand-Substrukturen mit einer *in-plane* Rotation der Magnetisierung an den gegenüberliegenden Grenzflächen der ferromagnetischen Schicht eingebettet. Folglich wird das Entstehen von magnetischen Partialladungen an den Grenzflächen vermieden (vgl. Abb. 4.5).^[HS09] Dadurch, dass die Magnetisierung innerhalb der Vortexstruktur senkrecht zur Schichtebene ausgerichtet ist, muss der Energiegewinn aufgrund der reduzierten Streufeldenergie durch die Zunahme in der magnetokristallinen Anisotropie- und Austauschwechselwirkungsenergie überkompensiert werden. Asymmetrische Domänenwände werden daher insbesondere in weichmagnetischen Materialien mit geringer magnetokristalliner Anisotropie wie bspw. $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ im Schichtdickenbereich von 50-300 nm energetisch präferiert.^[HS09]

4.2.2 Geladene Domänenwände

Die bisherige Betrachtung hat gezeigt, dass die graduelle Rotation des Magnetisierungsvektors in den Domänenwänden dünner ferromagnetischer Schichten mit der Entstehung von magnetischen Partialladungen verknüpft ist. Die Summe der magnetischen Partialladungen ist unter Berücksichtigung des Ladungstyps für den Fall der symmetrischen 180° -NÉEL-Wand null.^[Hub79] Mit dem Begriff der „geladenen Domänenwand“ wird demgegenüber gekennzeichnet, dass die betroffene Domänenwand eine Nettoladung trägt, d.h. die Summe der positiven und negativen magnetischen Partialladungen ist ungleich null. Geladene Domänenwände treten häufig in dünnen Schichten auf, da das aus den magnetischen Partialladungen resultierende magnetische Streufeld bezüglich des räumlichen Abklingverhaltens stärker gedämpft ist. Dadurch ist die mit der Entstehung der magnetischen Partialladungen verbundene Erhöhung der Streufeldenergie im Vergleich zu *bulk*-Materialien geringer.^[HS09] Eine Domänenwand trägt eine Nettoladung ϱ_{GW} , wenn das Skalarprodukt aus dem Domänenwandnormalenvektor \vec{n}_{W} und der vektoriellen Differenz $\vec{\Lambda} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)$ zwischen der Magnetisierungsrichtung benachbarter Domänen, \vec{M}_1 bzw. \vec{M}_2 , ungleich null ist (Abb. 4.6):^[Hub79,RH00,HZK13]

$$\varrho_{\text{GW}} = \vec{n}_{\text{W}} \cdot \vec{\Lambda} = \vec{n}_{\text{W}} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2). \quad (4.2.7)$$

Da die Domänenmagnetisierung der symmetrischen 180° -NÉEL-Wand, deren Domänenmagnetisierung parallel zur Domänenwandebene verläuft, immer senkrecht zu \vec{n}_{W} steht, existiert folglich keine Nettoladung ϱ_{GW} (Abb. 4.6(b)).^[HZK13] Geladene Domänenwände treten daher auf, wenn der Winkel zwischen $\vec{\Lambda}$ und \vec{n}_{W} kleiner 90° ist, wobei ϱ_{GW} für den Fall, dass $\vec{\Lambda}$ parallel zu \vec{n}_{W} verläuft, maximiert wird, d.h. die Domänenmagnetisierung zeigt entweder aufeinander zu oder voneinander weg (Abb. 4.6).^[HZK13] Aufgrund der erhöhten magnetischen Partialladungsdichte

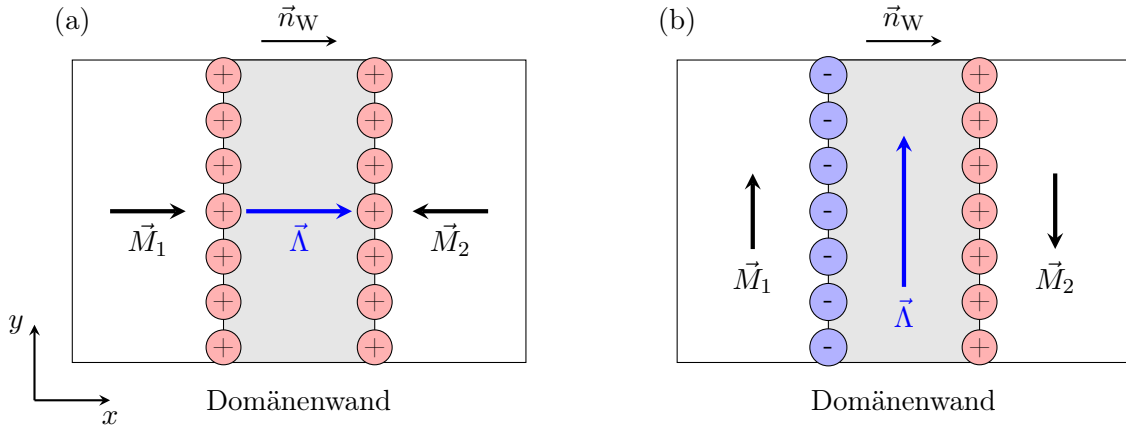


Abbildung 4.6: Vergleich der magnetischen Partiaalladungsverteilung in symmetrischen 180°-NÉEL-Wänden mit unterschiedlicher Magnetisierungsconfiguration: (a) Parallele und (b) senkrechte Ausrichtung der Domänenmagnetisierung \vec{M}_1 und \vec{M}_2 bezüglich des Domänenwandnormalenvektors \vec{n}_W . $\vec{\Lambda}$ beschreibt die vektorielle Differenz zwischen der Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen. Die gezeigten magnetischen Partiaalladungen kennzeichnen, dass in (a) ein Überschuss an positiven magnetischen Partiaalladungen besteht (geladene Domänenwand), wohingegen in (b) die Summe aus positiven und negativen magnetischen Partiaalladungen null ist (ungeladene Domänenwand). Die Domänenwände sind durch die grau unterlegten Flächen gekennzeichnet (nach HOLZINGER *et al.*).^[HZK13]

sind die daraus resultierende laterale Domänenwandbreite und die damit assoziierte magnetische Streufeldstärke im Vergleich zu ungeladenen Domänenwänden erhöht.^[HZK13] Zur Reduzierung der magnetischen Partiaalladungsdichte kann in Abhängigkeit von der Stärke und Richtung der Anisotropieparameter und der Schichtdicke des ferromagnetischen Materials eine zickzackförmige Domänenwandstruktur mit spezifischer Amplitude und Öffnungswinkel ausgebildet werden.^[FVM13] Je größer der Öffnungswinkel der zickzackförmigen Domänenwandstruktur ist, desto größer ist die effektive Domänenwandfläche und desto geringer die darin vorliegende magnetische Partiaalladungsdichte.^[HS09]

4.2.3 Analytisches Modell zur Beschreibung magnetischer Feldlandschaften über parallelen ferromagnetischen Streifendomänenstrukturen mit *in-plane* Magnetisierung

Ausgangspunkt der nachfolgenden Betrachtung sind parallele Streifendomänenstrukturen in ferromagnetischen Dünnschichtsystemen mit einer *in-plane* Magnetisierung, d.h. die Domänenmagnetisierung ist abwechselnd parallel bzw. antiparallel zum Domänenwandnormalenvektor \vec{n}_W und senkrecht zur langen Kante der Streifenstruktur ausgerichtet (Abb. 4.6(a)). Die als *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) bezeichnete Domänenkonfiguration, bei der die Domänenmagnetisierung entweder aufeinander zu oder voneinander weg zeigt, maximiert nach Gl. 4.2.7 die magnetische Partiaalladungsdichte innerhalb der symmetrischen 180°-NÉEL-Wände in den Domänenübergangs-

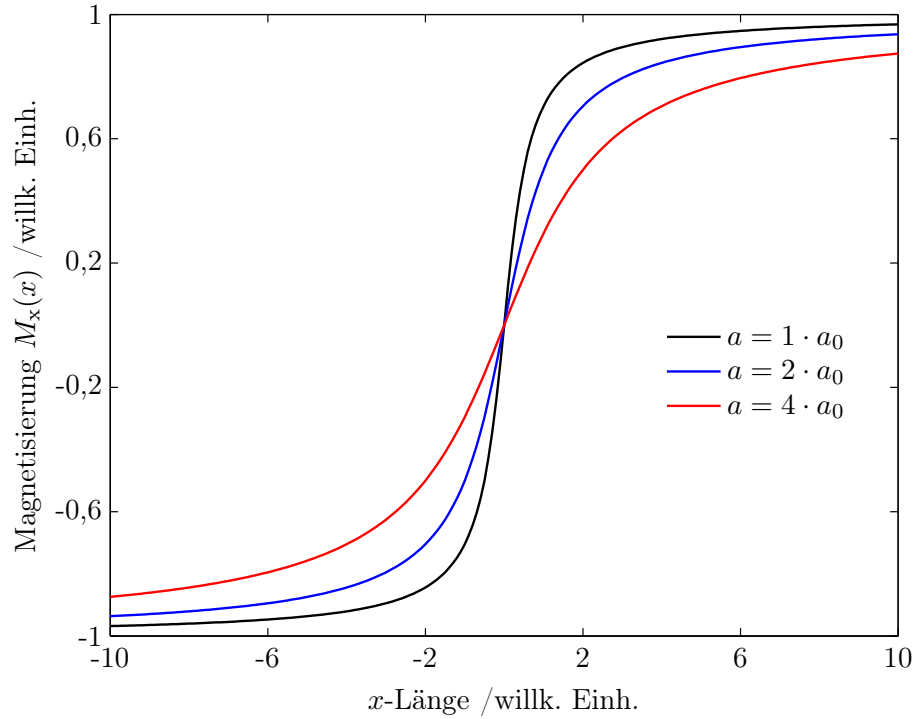


Abbildung 4.7: Exemplarische Darstellung der räumlichen Änderung der x -Komponente der Magnetisierung $M_x(x)$ parallel zur x -Achse beim Übergang zwischen zwei benachbarten Domänen einer *head-to-head* Domänenkonfiguration. Der mittels einer Arkustangensfunktion dargestellte Magnetisierungsverlauf ist für verschiedene Werte des Domänenübergangsparameters a gezeigt, mit $a_0 = 1$.

bereichen.^[Hub79,HS09] Vor dem Hintergrund der ursprünglichen Modellbildung in longitudinalen magnetischen Speichermedien wird ferner angenommen, dass die Domänenmagnetisierung in Sättigung ist und dass die magnetischen Anisotropieparameter auf beiden Seiten der Domänenwand identisch sind.^[MH59,Pot70] Dadurch, dass die Magnetisierung in einer symmetrischen 180° -NÉEL-Wand parallel zur Schichtebene (Abb. 4.6, xy -Ebene) rotiert, ist die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Schichtebene $M_z = 0$.^[Pot70] Für longitudinale Speichermedien wird des Weiteren angenommen, dass die Magnetisierungskomponente M_y parallel zur langen Streifenkante ebenfalls vernachlässigt werden kann, d.h. $M_y = 0$, da M_y lediglich im Kern der NÉEL-Wand, d.h. einem im Vergleich zu den Ausläufern der NÉEL-Wand kleinen Bereich, einen signifikanten Betrag annimmt.^[MH59] Unter den getroffenen Vereinfachungen kann die räumliche Änderung der x -Komponente der Magnetisierung $M_x(x)$ parallel zur x -Achse entlang der Domänenwand durch eine empirisch gefundene Arkustangensfunktion der Form

$$M_x(x) = \left(\frac{2}{\pi}\right) \cdot M_R \cdot \arctan\left(\frac{x}{a}\right) \quad (4.2.8)$$

approximiert werden, wobei M_R die remanente Domänenmagnetisierung, $(2/\pi)$ den Normierungsfaktor der Arkustangensfunktion und a den Domänenübergangsparameter beschreibt (Abb. 4.7).^[MH59,Pot70] Für die oben getroffene Annahme, dass die Domänenmagnetisierung in Sätti-

gung ist, entspricht der Wert von M_R der Sättigungsmagnetisierung M_S der ferromagnetischen Schicht, d.h. $M_R = M_S$.^[MH59] Ein wesentlicher Nachteil bei der Verwendung der Arkustangensfunktion besteht jedoch darin, dass der Funktionswert $M_x(x)$ aus Gl. 4.2.8 asymptotisch für $x \rightarrow \pm\infty$ gegen $\pm M_R$ strebt, sodass insbesondere für Domänen mit geringer Domänenbreite der magnetische Sättigungszustand innerhalb der Domänenbereiche nicht adäquat beschrieben wird (vgl. Abb. 4.7). Die Domänenwandbreite w_F kann über den Domänenübergangsparameter a , der mit der Steigung der Arkustangensfunktion im Zentrum der Domänenwand korreliert, durch

$$w_F = \pi \cdot a. \quad (4.2.9)$$

zum Ausdruck gebracht werden.^[Pot70] Die aus der *in-plane* Rotation des Magnetisierungsvektors resultierende magnetische Partialladungsverteilung im Volumenbereich der 180°-NÉEL-Wand $\varrho_V(x)$ ist über die Divergenz der Magnetisierungsverteilung (Gl. 4.2.8) in Form von

$$\varrho_V(x) = -\operatorname{div} M_x(x) = -\frac{dM_x(x)}{dx} = -\frac{2 \cdot a \cdot M_R}{\pi \cdot (a^2 + x^2)}, \quad (4.2.10)$$

gegeben, wobei die partiellen Ableitungen der Magnetisierungsverteilung $dM_x(x)/dy$ und $dM_x(x)/dz$ unter Berücksichtigung der symmetrischen Randbedingungen der Domänenwand null sind.^[MH59,HS09] Durch Lösung der POISSON-Gleichung kann aus der Ladungsverteilung (Gl. 4.2.10) zunächst das magnetische Skalarpotential bestimmt werden, aus dessen negativem räumlichen Gradienten wiederum die MFL hervorgeht. Unter den gegebenen Randbedingungen können die $H_x(x, z)$ - und die $H_z(x, z)$ -Komponente der MFL parallel zur xz -Ebene oberhalb der Probenoberfläche analytisch zum Ausdruck gebracht werden. Für eine Darstellung der Magnetfeldstärke in SI-Einheiten muss der Faktor von $(1/4\pi)$ aus dem Ansatz des magnetischen Skalarpotentials berücksichtigt werden, was zu den modifizierten Ausdrücken der Form:^[MH59,Pot70,RMG90,Nol11]

$$H_x(x, z) = \left(\frac{M_R}{\pi} \right) \cdot \left[\arctan \left(\frac{x \cdot (d_F + z)}{x^2 + a^2 + a \cdot (d_F + z)} \right) - \arctan \left(\frac{x \cdot z}{x^2 + a^2 + a \cdot z} \right) \right], \quad (4.2.11)$$

$$H_z(x, z) = \left(\frac{M_R}{2 \cdot \pi} \right) \cdot \ln \left(\frac{x^2 + (d_F + z + a)^2}{x^2 + (z + a)^2} \right), \quad (4.2.12)$$

führt - mit der Ferromagnetschichtdicke d_F , die aus der Integration über das Probenvolumen resultiert. Die MFL $\vec{H}_G(x, z)$ einer Folge von n Domänenübergängen wird durch Superposition der MFL individueller Domänenübergänge $\vec{H}(x, z)$ unter Berücksichtigung des Domänenübergangsabstands, der in erster Näherung der Breite der Streifendomänen b_F entspricht, und der alternierenden Domänenkonfiguration, die aufgrund der invertierten Ladungspolarität zu einem Vorzeichenwechsel in der MFL führt, erhalten. Es ist:^[RMG90]

$$\vec{H}_G(x, z) = \sum_{k=0}^n (-1)^k \cdot \vec{H}(x - k \cdot b_F, z). \quad (4.2.13)$$

4.3 Methoden zur Charakterisierung

4.3.1 Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie

Die Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie (SHPM, engl. *scanning HALL probe microscopy*) bezeichnet ein von CHANG *et al.* zu Beginn der 1990er Jahre etabliertes Messverfahren zur quantitativen Charakterisierung von magnetischen Feldlandschaften (MFL) oberhalb von nano- und mikromagnetischen Objekten auf Nano- bzw. Mikrometerlängenskalen mit einer magnetischen Feldsensitivität im Submilliteslabereich.^[CHH92,BDB03a] Im Unterschied zur Magnetkraftmikroskopie (vgl. Abschn. 3.3), die ebenfalls sensitiv auf das magnetische Streufeld der Probe bzw. die der MFL zugrunde liegenden magnetischen Oberflächen- und Volumenladungen ist, findet bei der SHPM keine Beeinflussung der Probenmagnetisierung durch die Sonde statt. Die zu vernachlässigende Wechselwirkung zwischen Sonde und Probe ist durch das geringe Magnetfeld des HALL-Sensors im Bereich von 10 μT begründet, das um mehrere Größenordnungen kleiner als die typische Streufeldstärke von nanomagnetischen Objekten im Bereich von 1-10 mT in unmittelbarer Nähe zur Probenoberfläche ist.^[RBW02] Der HALL-Sensor besteht aus einer Kreuzstruktur mit quadratischer Grundfläche, durch die ein konstanter Strom I fließt. Wird ein externes Magnetfeld $\vec{B} = B_z$ senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ladungsträger mit der Geschwindigkeit \vec{v} angelegt, so bewirkt die LORENTZ-Kraft \vec{F}_L eine Ablenkung der Ladungsträger senkrecht zur Bewegungsrichtung in Form von

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (4.3.1)$$

wobei \vec{E} für das elektrische Feld steht und q die elektrische Ladung repräsentiert.^[BDB03a] Dadurch wird eine Spannung U_H (HALL-Spannung) senkrecht zum Primärstrom zwischen den gegenüberliegenden Kontakten der HALL-Kreuzstruktur ausgebildet, die im stationären Gleichgewicht zwischen der Wirkung des elektrischen und magnetischen Feldes auf die Ladungsträger in Form von

$$U_H = S_I \cdot I \cdot B_z = \left(\frac{G}{n_e \cdot e \cdot d_H} \right) \cdot I \cdot B_z \quad (4.3.2)$$

dargestellt werden kann.^[BDB03a] Der Faktor S_I beschreibt die stromspezifische Sensitivitätsfunktion des HALL-Sensors, die von der Länge l und der Breite w der Kreuzstruktur sowie der Ladungsträgermobilität der Elektronen μ_e in Form des magnetogeometrischen Faktors G , von der Elementarladung e und der Ladungsträgerdichte n_e der Elektronen sowie von der Schichtdicke d_H der HALL-Kreuzstruktur abhängig ist.^[BDB03a]

Die gemessene HALL-Spannung skaliert nach Gl. 4.3.2 linear mit der magnetischen Flussdichte B_z senkrecht zur Sensorfläche, sodass unter Kenntnis der materialspezifischen Parameter bzw. nach Kalibrierung des HALL-Sensors in einem externen Magnetfeld bekannter Stärke eine quantitative Bestimmung der Streufeldstärke von unbekannten Systemen erfolgen kann.^[AHF15] Um das Spannungssignal U_H bzw. die Sensitivität des HALL-Sensors zu erhöhen, werden in der Regel

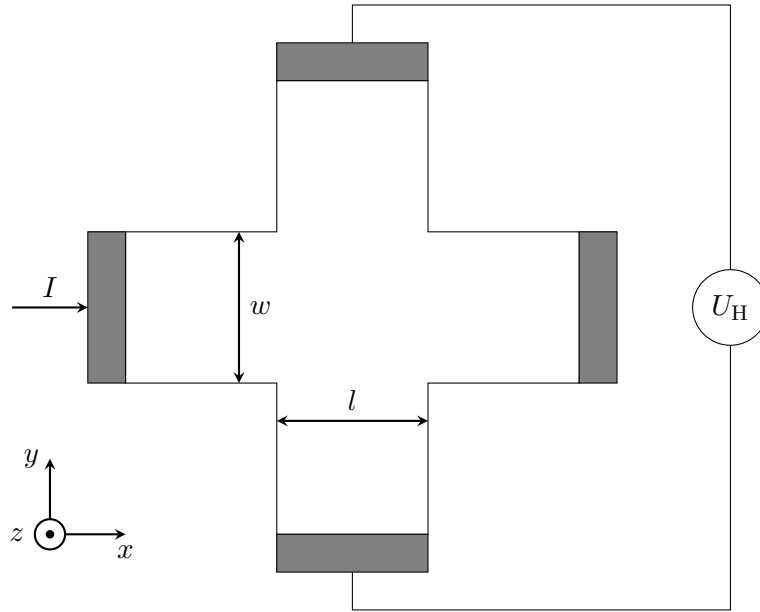


Abbildung 4.8: Schematischer Aufbau eines 2DEG basierten HALL-Sensors: Die Sensorfläche besteht aus einer rechteckigen Grundfläche der Länge l und der Breite w , durch die entlang der x -Richtung ein Strom I fließt. Wird ein externes Magnetfeld senkrecht zur Sensorfläche entlang der z -Richtung angelegt, so bewirkt die LORENTZ-Kraft eine Ablenkung der Ladungsträger senkrecht zur Bewegungsrichtung innerhalb der Sensorfläche. Aufgrund dessen wird eine Spannung U_H (HALL-Spannung) senkrecht zum Primärstrom an den gegenüberliegenden Kontakten entlang der y -Richtung aufgebaut, die proportional zur magnetischen Flussdichte entlang der effektiven Sensorfläche ist (nach BOERO *et al.*). [RBW02,BDB03a]

Materialien mit einem geringen elektrischen Widerstand, d.h. einer hohen elektrischen Leitfähigkeit bzw. Ladungsträgermobilität μ_e , und einer geringen Ladungsträgerdichte n_e eingesetzt, sodass die Stromstärke in der aktiven Sensorfläche maximiert wird. [RBW02] Da metallische Dünnschichtsysteme eine vergleichsweise hohe Ladungsträgerdichte im Bereich von 10^{17} cm^{-2} aufweisen, werden typischerweise empfindliche Halbleiterheterostrukturen aus GaAs/AlGaAs mit einer Ladungsträgerdichte und einer Ladungsträgermobilität in der Größenordnung von 10^{11} cm^{-2} bzw. $10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ eingesetzt, deren elektronische Struktur quantitativ über das Modell eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) mit einer Schichtdicke im Bereich von 1-2 nm beschrieben werden kann. [Ben99,RBW02,Was05]

Die effektive Sensorfläche von Halbleiterheterostrukturen wird jedoch aufgrund der Verarmung von beweglichen Ladungsträgern in den Randbereichen der Kreuzstruktur reduziert, sodass ein deutlicher Leistungsabfall mit der Miniaturisierung der Sensorfläche einhergeht. [RBW02] Für Raumtemperaturmessungen werden daher typischerweise GaAs/AlGaAs-Strukturen mit einer aktiven Sensorfläche im Bereich von $1 \mu\text{m}^2$ eingesetzt, wohingegen im Submikrometerbereich Sensorstrukturen aus polykristallinem Bismut und einkristallinem InSb nach SANDHU *et al.* ei-

ne praktische Alternative mit vergleichbaren elektrischen Eigenschaften darstellen.^[SOS04] Die minimale laterale Strukturgröße von 2DEG basierten HALL-Sensoren ist auf eine Sensorfläche von $50 \times 50 \text{ nm}^2$ limitiert, da neben den bereits angesprochenen Raumladungseffekten mit einer geringen Ladungsträgeranzahl ein erhöhtes Rauschsignal einhergeht.^[RBW02] Durch den Herstellungsprozess bedingte Defekte und Inhomogenitäten in der Halbleiterheterostruktur können des Weiteren zu einem OHM'schen Spannungsversatz bei der Auftragung der HALL-Spannung gegen das gemessene Magnetfeld führen.^[RBW02]

Eine zusätzliche Beeinflussung des Sensorsignals erfolgt bei der Vermessung von lateral inhomogenen Magnetfeldern, wobei in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen der mittleren freien Weglänge der Elektronen λ_e und der Breite der HALL-Kreuzstruktur w zwei Regime unterschieden werden können: (1) Das ballistische Regime für $\lambda_e > w$, bei dem keine Beeinflussung der Ladungsträgerverteilung durch die Inhomogenität stattfindet, sodass das Messsignal dem über die Sensorfläche gemittelten Magnetfeld entspricht.^[Büt12] (2) Für $\lambda_e < w$ ist das Transportregime diffusiv, d.h. die Ladungsträger können in die Spannungskanäle der Kreuzstruktur diffundieren, wodurch die effektive Sensorfläche vergrößert wird. Die gemessene HALL-Spannung ist

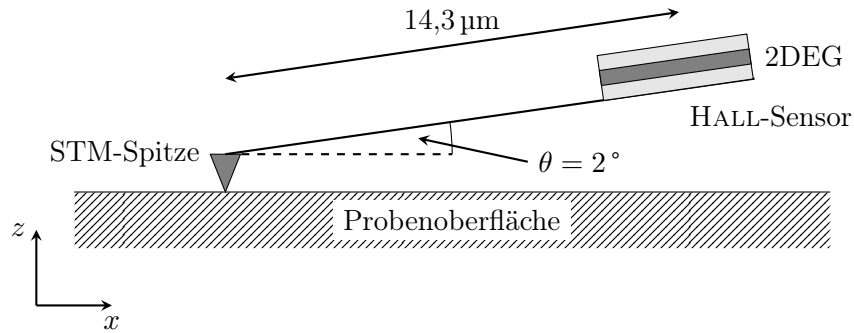


Abbildung 4.9: Seitenansicht des verwendeten SHPM-Aufbaus (nicht maßstabsgetreu): Am linken Ende des Sensorchips befindet sich eine STM-Spitze, die zur Annäherung der HALL-Sonde an die Probenoberfläche verwendet wird. Der Sensorchip ist um $\theta = 2^\circ$ bezüglich der Probenoberfläche geneigt, um den HALL-Sensor vor kontaktinduzierten Defekten zu schützen. Der HALL-Sensor besitzt eine quadratische Grundfläche von $1,16 \times 1,16 \mu\text{m}^2$ und ist in einem Abstand von $14,3 \mu\text{m}$ zur STM-Spitze angebracht. Die aktive Zone der GaAs/AlGaAs Halbleiterheterostruktur (2DEG) befindet sich 150 nm oberhalb der Sensoroberfläche (nach EHRESMANN *et al.*).^[EKH15]

dadurch nicht mehr proportional zum arithmetischen Mittel der magnetischen Flussdichte über die Sensorfläche, sondern muss vielmehr durch Einführung einer orts- und magnetfeldabhängigen Antwortfunktion charakterisiert werden.^[ISP98,CP02] Die Vergrößerung der effektiven Sensorfläche führt bei einer quadratischen Sensorfläche nach IBRAHIM *et al.* für den Fall, dass $\mu_e \cdot B_z < 1$ ist, zu einer Halbierung des Messsignals, wobei geometrische Randeffekte in Form von abgerundeten Ecken in der HALL-Kreuzstruktur eine zusätzliche Reduzierung des Messsignals bewirken können.^[BO97,ISP98,RBW02,Büt12]

Die in dieser Arbeit gezeigten SHPM-Daten sind in Kooperation mit der Arbeitsgruppe SCHÄFER am IFW Dresden entstanden. Das verwendete Gerät ist ein Raumtemperatur-SHPM der Firma NANOMAGNETICS INSTRUMENTS Ltd. mit einer geometrischen Grundfläche von $1,16 \times 1,16 \mu\text{m}^2$ und einer effektiven Sensorfläche von $1 \times 1 \mu\text{m}^2$, wobei der Sensor aus einer 2DEG GaAs/AlGaAs Halbleiterheterostruktur besteht und durch Gold-Elektroden kontaktiert ist.^[AHF15,Nan15] Die aktive Sensorfläche der Halbleiterheterostruktur befindet sich 150 nm unterhalb der Sensoroberfläche, woraus eine intrinsische Verschiebung des minimalen Messabstands resultiert (Abb. 4.9).^[AHF15] Im Abstand von $14,3 \mu\text{m}$ zum Zentrum des HALL-Sensors ist seitlich auf dem Sensorchip eine STM-Spitze angebracht, die zur Annäherung der HALL-Sonde an die Probenoberfläche dient (Abb. 4.9).^[AHF15] Um kontaktinduzierte Defektformationen in der HALL-Sonde bei der Annäherung der STM-Spitze an die Probe und während der nachfolgenden Messungen zu vermeiden, wird der Sensorchip um 2° bezüglich der Probenoberfläche (Abb. 4.9) geneigt.^[AHF15] Aufgrund dessen liegt eine zusätzliche Verschiebung des z -Messabstands um $14,3 \mu\text{m} \cdot \sin(2^\circ) \approx 500 \text{ nm}$ vor.^[AHF15] Da die SHPM-Messungen zudem in einem minimalen *lift-off* Abstand von 100 nm bezüglich der Probenoberfläche und der STM-Spitze durchgeführt werden, ergibt sich der minimale Messabstand Δz_{Hall} zu:^[AHF15]

$$\Delta z_{\text{Hall}} = 500 \text{ nm} + 150 \text{ nm} + 100 \text{ nm} = 750 \text{ nm}. \quad (4.3.3)$$

Die Verkippung des HALL-Sensors führt dazu, dass die zuvor parallel zum Oberflächennormalenvektor verlaufende magnetfeldsensitive Achse ebenfalls um $\theta = 2^\circ$ geneigt ist. Die Ladungsträger der HALL-Sonde werden folglich durch ein um 2° zur z -Richtung geneigtes, effektives Magnetfeld $B_{\text{H,eff}}$ manipuliert, was einer Überlagerung der x - und z -Komponente der magnetischen Flussdichte der magnetischen Feldlandschaft der Probe, B_x respektive B_z , entspricht und wie folgt zum Ausdruck gebracht werden kann:

$$B_{\text{H,eff}}^2 = B_x^2 \cdot \sin^2(\theta) + B_z^2 \cdot \cos^2(\theta). \quad (4.3.4)$$

Dadurch, dass $\sin^2(\theta = 2^\circ) \approx 1 \cdot 10^{-3}$ und $\cos^2(\theta = 2^\circ) \approx 0,999$ ist, kann der x -Anteil der magnetischen Flussdichte von $B_{\text{H,eff}}$ näherungsweise vernachlässigt werden, es ist:

$$B_{\text{H,eff}} = B_z \cdot \cos(\theta). \quad (4.3.5)$$

Der maximale Scanbereich beträgt $52 \times 52 \mu\text{m}^2$, wobei der HALL-Sensor mit einer minimalen lateralen Schrittweite von 50 nm bewegt werden kann.^[Nan15] Vor Beginn der Messung wird die STM-Spitze an die Eckpunkte des Scanbereichs gefahren und an die Probenoberfläche angenähert, sodass eine eventuelle Neigung der Probe bei der Messung berücksichtigt werden kann.^[AHF15] Der maximale Messabstand senkrecht zur Probenoberfläche beträgt $4,8 \mu\text{m}$.^[Nan15]

4.3.2 Rastermagnetoresistive Mikroskopie

Die rastermagnetoresistive Mikroskopie (SMRM, engl. *scanning magnetoresistance microscope*) bezeichnet ein von YAMAMOTO *et al.* in den 1990er Jahren etabliertes Messverfahren zur quanti-

tativen Bestimmung der magnetischen Streufeldkomponente senkrecht zur Probenoberfläche und geht auf Vorarbeiten von INDECK *et al.* und LIN *et al.* Mitte der 1980er Jahre zurück. [IJ84,LSS85,YVS96,YS96] Das Messprinzip basiert auf der Verwendung eines kommerziellen, magnetoresistiven (MR) Festplattenlesekopfs als Sonde eines Rasterkraftmikroskops (vgl. Abschn. 3.3), wobei die Sonde mittels eines Justagesystems in mechanischen Kontakt zur Probe gebracht und der Probentisch mittels piezoelektrischer Aktuatoren in einem definierten Raster parallel zur Probenebene verfahren wird (vgl. Abb. 4.10). [YVS96,YS96] Das räumliche Abbildungsvermögen des SMRM wird über die

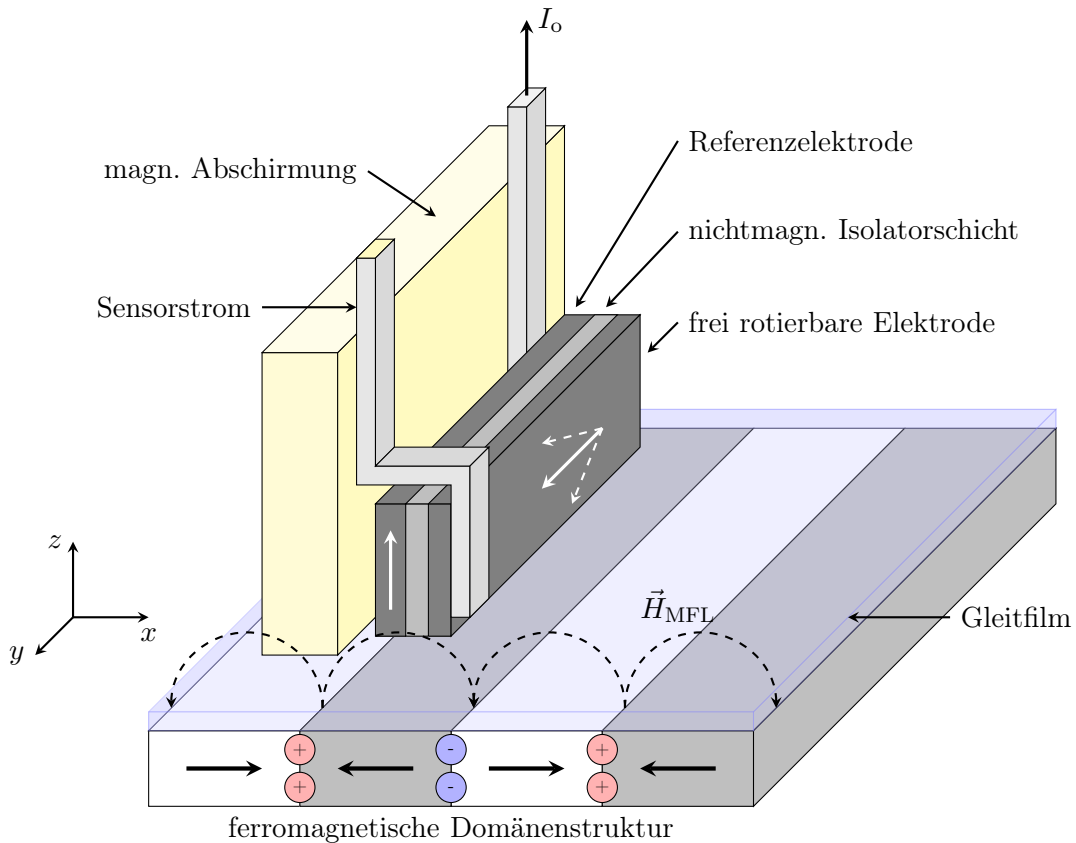


Abbildung 4.10: Vereinfachter Aufbau eines rastermagnetoresistiven Mikroskops (nicht maßstabgetreu): Die z -Komponente der magnetischen Feldlandschaft (MFL) der ferromagnetischen Domänenstruktur (hier: *in-plane* Magnetisierung) wird mittels eines kommerziellen Festplattenlesekopfs quantifiziert. Die Probenoberfläche wird vor Beginn der Messung mit einem dünnen Gleitfilm (wenige Nanometer) benetzt. Der Festplattenlesekopf besteht aus einem Spinventil, das seitlich zwischen zwei magnetischen Abschirmelementen (nicht gezeigt) eingebettet ist. Das Spinventil ist ein Magnetowiderstandssensor, d.h. die Referenzelektrode ist magnetisch starr, wohingegen sich die Magnetisierung der frei rotierbaren Elektrode parallel zur MFL der Probe ausrichtet und in einer Widerstandsänderung resultiert (nach CHARRA *et al.* und SBIAA). [CG05,Sbi12]

geometrische Größe der aktiven Sensorschicht des magnetoresistiven Festplattenlesekopfs (Abb. 4.10, frei rotierbare Elektrode) und den minimalen Verfahrensweg der am Probentisch befindlichen Piezoelemente bestimmt. Das Messsignal kann unter Kenntnis einer lesekopfspezifischen Ant-

wortfunktion entfaltet werden.^[YS97, HY01] Wie bei der Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie besteht ein wesentlicher Vorteil der SMRM gegenüber der Magnetkraftmikroskopie darin, dass einerseits direkt die *out-of-plane* Komponente der magnetischen Feldlandschaft oberhalb der Probenoberfläche und nicht die zweite Ableitung des magnetischen Streufelds vermessen wird und andererseits keine Beeinflussung der magnetischen Struktur der Probe aufgrund der zu vernachlässigenden Wechselwirkung zwischen Sonde und Probe stattfindet.^[YVS96, YS97] Weitere Vorteile des SMRM liegen in dem vergleichsweise geringen Kostenaufwand, der einfachen experimentellen Implementierung der Messsonde sowie der Möglichkeit, magnetische Streufelder unmittelbar über der Probenoberfläche bei Raumtemperatur ohne eine aufwändige Präparation der Probe zu vermessen (vgl. Abschn. 4.3.1).^[YS97] NAKAMURA *et al.* haben zudem eine technologische Weiterentwicklung der klassischen *contact*-SMRM vorgestellt, bei der der magnetoresistive Sensor auf einen AFM-*Cantilever* aufgebracht wird, was eine Vermessung der Proben-MFL im *non contact* Modus erlaubt.^[NKS02] Hierdurch wird einerseits die Einschränkung des *contact*-Modus' auf planare Probenoberflächen mit geringer Oberflächenrauigkeit bei der konventionellen SMRM aufgehoben und andererseits eine zusätzliche Option zur Charakterisierung der MFL in definierten Abständen zur Probenoberfläche bei simultaner Aufzeichnung der Topographie gegeben.^[NKS02]

Ein magnetoresistiver Sensor verzeichnet im Allgemeinen eine Änderung des elektrischen Widerstands R in Abhängigkeit von der Stärke und Richtung eines externen Magnetfelds, die bei konstantem Strom entsprechend dem OHM'schen Gesetz in Form einer Spannungsänderung detektiert werden kann.^[FFC07] Die MR-Sensoren moderner Festplattenleseköpfe werden auf Basis des Riesen- oder Tunnelmagnetowiderstandeffekts (GMR, engl. *giant magnetoresistance*; TMR, engl. *tunnel magnetoresistance*) hergestellt, wobei TMR- eine im Vergleich zu GMR-Sensoren erhöhte Änderung des elektrischen Widerstands bei Raumtemperatur aufweisen.^[Sbi12] Der GMR-Effekt beschreibt die Änderung des elektrischen Widerstands in Abhängigkeit vom Winkel zwischen der Magnetisierung zweier benachbarter, ferromagnetischer Elektroden, die durch eine dünne nichtmagnetische Schicht mit einer Schichtdicke von nur wenigen Nanometern voneinander getrennt sind.^[Coe00] Der elektrische Widerstand ist für eine parallele (antiparallele) Ausrichtung der Magnetisierung minimal (maximal) und kann qualitativ über die spinabhängige Streuung der Leitungselektronen erklärt werden.^[Coe00, Fer08] Dadurch, dass die nichtmagnetische Zwischenschicht ein Metall ist, treten in dieser ebenfalls Streuprozesse auf. Eine wichtige Grundvoraussetzung für den GMR-Effekt ist folglich, dass der Elektronenspin über die Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht konserviert bleiben muss, d.h. die Spindiffusionslänge muss größer als die Schichtdicke der Zwischenschicht sein.^[Was05]

Die elektrische Leitfähigkeit kann nach MOTT in Form von zwei unabhängigen Leitungschanälen dargestellt werden, die den *spin-up* $|\uparrow\rangle$ und *spin-down* $|\downarrow\rangle$ Elektronen entsprechen.^[Sbi12] Die zum elektrischen Strom beitragenden $|\uparrow\rangle$ bzw. $|\downarrow\rangle$ Leitungselektronen in der Nähe der FERMI-Energie liegen in ferromagnetischen Materialien aufgrund der energetischen Aufspaltung der Zustandsdichte in Zuständen mit unterschiedlichen elektrischen Eigenschaften und einer verschiedenen Anzahl an $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ Elektronen (Majoritäts- und Minoritätselektronen) vor.^[Sbi12] Dadurch ist

die Wahrscheinlichkeit elektronischer Streuprozesse für die Majoritätselektronen bei einer parallelen (antiparallelen) Ausrichtung der ferromagnetischen Schichtmagnetisierung geringer (höher), sodass der elektrische Widerstand bei einer parallelen Ausrichtung $R(\uparrow\uparrow)$ reduziert und bei einer antiparallelen Ausrichtung $R(\uparrow\downarrow)$ erhöht ist.^[Was05] Die relative Änderung des elektrischen Widerstands $\Delta R/R$ kann generell durch

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\uparrow\downarrow) - R(\uparrow\uparrow)}{R(\uparrow\uparrow)} \quad (4.3.6)$$

dargestellt werden.^[BFC02,Joh04,Fer08] Nach MOTT kann die spinabhängige Streuamplitude qualitativ auch als eine vom Elektronenspin abhängige Ladungsträgermobilität verstanden werden, die gleichbedeutend mit einem spinabhängigen elektrischen Widerstand ist.^[Sbi12] Die Größe des GMR-Effekts $\Delta R/R$ ist proportional zur Spinpolarisation der ferromagnetischen Elektroden, d.h. der Differenzzahl $\Delta N_{\uparrow,\downarrow}$ zwischen den Majoritäts- und Minoritätselektronen.^[Sbi12] Die elektrische Kontaktierung des GMR-Elements kann in zwei Geometrien erfolgen: (1) Die *current-in-plane* (CIP) Geometrie, in der der elektrische Strom parallel zur Schichtebene fließt; (2) die *current-perpendicular-to-plane* (CPP) Geometrie mit einem Stromfluss senkrecht zur Schichtebene.^[Was05] In der CPP-Geometrie werden grundsätzlich größere Widerstandsänderungen beobachtet, da einerseits der elektronische Wechselwirkungsquerschnitt größer ist und andererseits die in der CIP-Geometrie häufig auftretenden Kurzschlussströme vermieden werden.^[Was05,Fer08]

Beim TMR-Effekt sind die ferromagnetischen Elektroden im Unterschied zur Basisgeometrie des GMR-Effekts durch eine dünne Isolator- oder Halbleiterschicht (Tunnelbarriere) getrennt. Wird eine elektrische Spannung U senkrecht zur Schichtebene angelegt, so fließt ein gerichteter Tunnelstrom für den Fall, dass (1) freie elektronische Zustände in der ferromagnetischen Schicht hinter der Tunnelbarriere vorliegen und (2) dass die Tunnelbarriere dünn genug ist, sodass ein endlicher räumlicher Überlapp zwischen den elektronischen Zuständen der ferromagnetischen Elektroden besteht.^[Coe00] Der TMR ist wie der GMR von der relativen Ausrichtung der Magnetisierung in den benachbarten ferromagnetischen Elektroden abhängig und ist für eine parallele (antiparallele) Ausrichtung der Magnetisierung minimal (maximal).^[Was05] Der physikalische Ursprung des TMR-Effekts liegt ebenfalls in der energetischen Aufspaltung der elektronischen Zustandsdichte ferromagnetischer Materialien begründet (vgl. GMR-Effekt), wodurch die Tunnelwahrscheinlichkeit bzw. der Tunnelstrom vom Elektronenspin abhängig ist.^[Fer08] Die relative Änderung des elektrischen Widerstands $\Delta R/R$ kann allgemein durch Gl. 4.3.6 beschrieben werden, wobei eine formale Erweiterung durch Einführung der Spinpolarisation der ferromagnetischen Elektroden, \mathcal{P}_1 und \mathcal{P}_2 , erhalten wird. Es ist:^[Sbi12,Was05]

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\uparrow\downarrow) - R(\uparrow\uparrow)}{R(\uparrow\uparrow)} = \frac{2 \cdot \mathcal{P}_1 \cdot \mathcal{P}_2}{1 - \mathcal{P}_1 \cdot \mathcal{P}_2}. \quad (4.3.7)$$

TMR-Elemente werden im Unterschied zu GMR-Sensoren immer in der CPP-Geometrie betrieben.^[Was05] Ein entscheidender Schritt für die Entwicklung moderner TMR-Sensoren lag in der Änderung des Materials der Tunnelbarriere von polykristallinem Aluminiumoxid zu epitaktisch

gewachsenem, einkristallinen MgO-Schichten, wodurch hohe Widerstandsänderungen im Bereich von mehreren hundert Prozent bei Raumtemperatur beobachtet werden konnten.^[Fer08] Die magnetischen Eigenschaften der ferromagnetischen Elektroden müssen zur Anwendung in magnetfeldsensitiven MR-Sensoren im Wesentlichen zwei Kriterien erfüllen: (1) Die Referenzelektrode

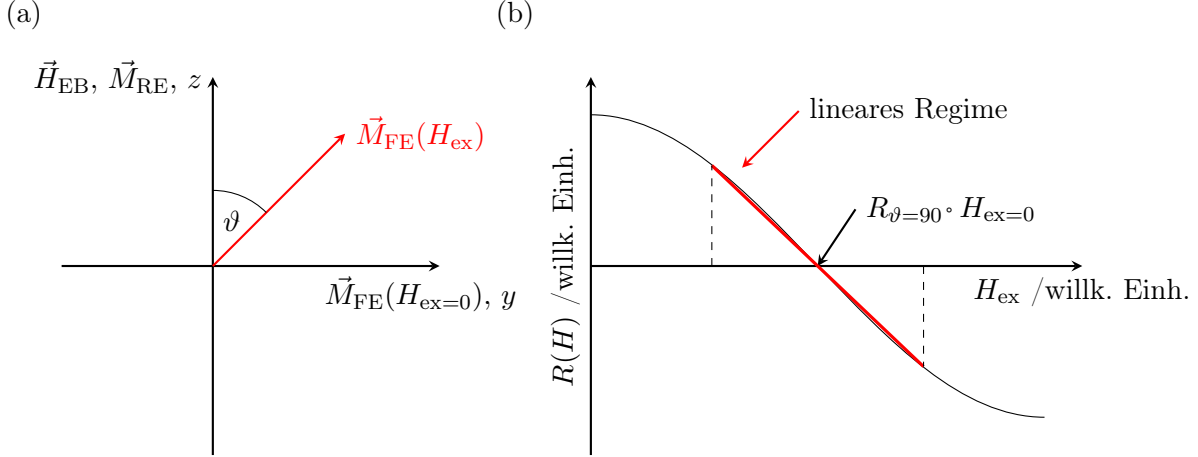


Abbildung 4.11: (a) Remanente Magnetisierungskonfiguration in einer Spinventilstruktur: Die Referenzelektrodenmagnetisierung \vec{M}_{RE} ist parallel zur unidirektionalen Anisotropierichtung \vec{H}_{EB} und parallel zur z -Achse, wohingegen die Magnetisierung der frei rotierbaren Sensorelektrode \vec{M}_{FE} senkrecht zu \vec{H}_{EB} und parallel zur y -Achse verläuft. $\vec{M}_{FE}(H_{ex})$ beschreibt die Magnetisierungsrichtung in Anwesenheit eines externen Magnetfelds H_{ex} im Winkel ϑ zur z -Achse. (b) Elektrischer Widerstand des Spinventils als Funktion des externen Magnetfelds $R(H)$: In Remanenz (vgl. (a)), d.h. $\vartheta = 90^\circ$ und $H_{ex} = 0$, ist der Wert des elektrischen Widerstands $R_{\vartheta=90^\circ}$. Die gestrichelten Linien kennzeichnen das lineare Regime des Sensors (nach SBIAA und FREITAS *et al.*).^[FFC07,Sbi12]

muss hartmagnetisch sein und darf nicht durch die Anwesenheit des externen Magnetfelds im magnetfeldsensitiven Bereich des Sensors beeinflusst werden; (2) die weichmagnetische Sensorelektrode sollte eine lineare Antwort auf die Änderung des externen Magnetfelds geben.^[Sbi12] Die in diesem Kontext von DIENY *et al.* zu Beginn der 1990er Jahre eingeführte Spinventilstruktur auf Basis des GMR-Effekts verwendet ein EB-Schichtsystem an Stelle einer hartmagnetischen Schicht als Referenzelektrode in Kombination mit einer frei rotierbaren, weichmagnetischen Sensorelektrode (bspw. aus $Ni_{80}Fe_{20}$).^[DSP91] Die remanente Magnetisierung der frei rotierbaren Elektrode wird über die Formanisotropie des Sensorelements senkrecht zur unidirektionalen Anisotropie der Referenzelektrode festgelegt (vgl. Abb. 4.10 und Abb. 4.11).^[FFC07] Um zu gewährleisten, dass sich die Sensorelektrode in Remanenz in einem eindomänen Magnetisierungszustand um 90° zur unidirektionalen Anisotropie befindet, werden seitlich neben dem MR-Sensorelement zwei hartmagnetische Materialien abgeschieden.^[Sbi12] Die Widerstandsänderung ist proportional zur Projektion der Magnetisierung der frei rotierbaren Elektrode entlang der Achse parallel zu

H_{EB} und kann quantitativ über den Winkel ϑ zwischen der Magnetisierung der Referenz- und Sensorelektrode, \vec{M}_{RE} und \vec{M}_{FE} , beschrieben werden. Es ist:^[Sbi12]

$$R(\vartheta) = R_{\vartheta=90^\circ} + \frac{1}{2} \cdot \Delta(R)_{\text{max}} \cdot \cos(\vartheta). \quad (4.3.8)$$

$R_{\vartheta=90^\circ}$ ist der elektrische Widerstand bei $\vartheta = 90^\circ$ und $\Delta(R)_{\text{max}}$ ist die maximale Änderung des elektrischen Widerstands bei einer parallelen bzw. antiparallelen Ausrichtung zwischen \vec{M}_{RE} und \vec{M}_{FE} (vgl. Abb. 4.11).^[Sbi12] Ein Vorteil der Spinventilkonfiguration gegenüber einer konven-

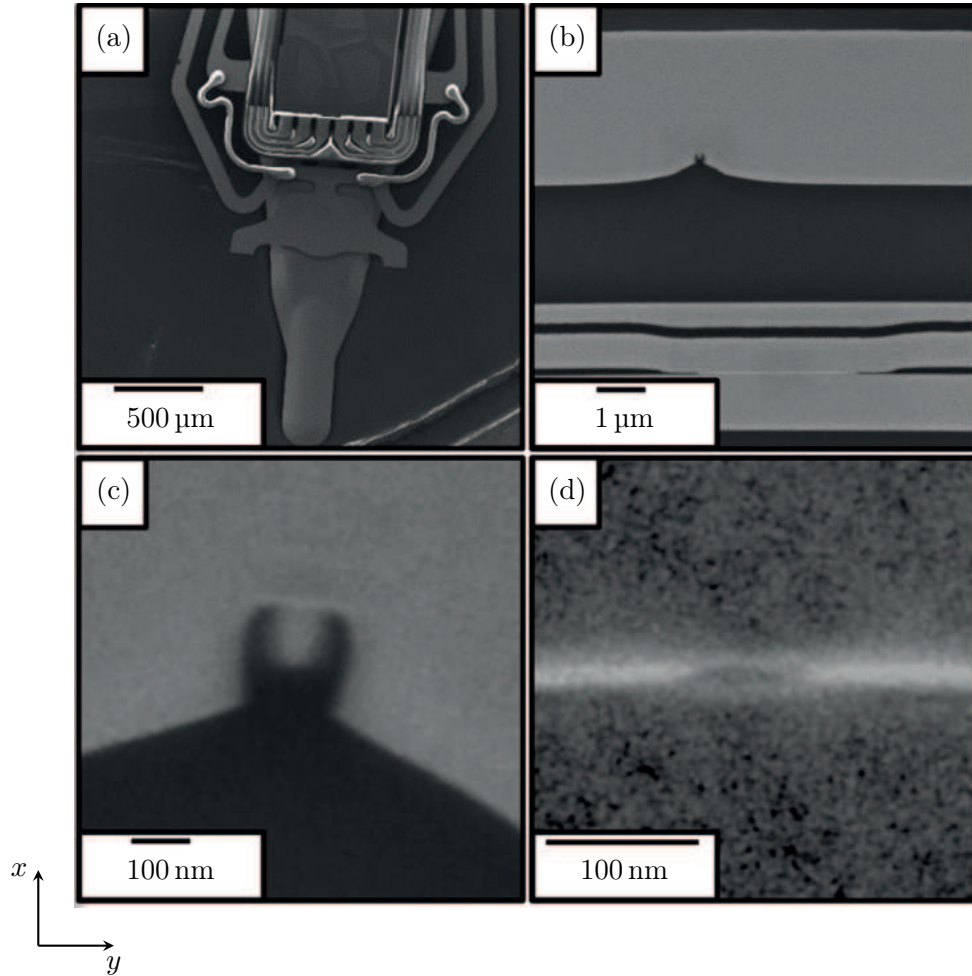


Abbildung 4.12: (a)-(d) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen des verwendeten TMR-Festplattenleseschreibkopfs. In (a) ist eine Übersichtsaufnahme des Festplattenleseschreibkopfs mitsamt der mechanischen Fixierung gezeigt. (b) Die gabelförmige Grundfläche des Schreibkopfs befindet sich in einem Abstand von $\Delta x = 5 \mu\text{m}$ und $\Delta y = 2 \mu\text{m}$ zum Zentrum der aktiven Zone des TMR-Sensors (weiße Linie). Eine vergrößerte Darstellung des Schreib- und Lesekopfs ist in (c) und (d) gezeigt.

tionellen, antiparallelen Ausrichtung zwischen \vec{M}_{RE} und \vec{M}_{FE} ist, dass der Ummagnetisierungsvorgang via kohärenter Rotation der Magnetisierung und nicht durch Domänenwandbewegung

erfolgt. Dadurch wird das dem Messsignal überlagerte BARKHAUSEN-Rauschen aufgrund von Domänenwand *pinning* und Nukleation von Domänen unterdrückt.^[Coe00] MR-Sensoren operieren in der Regel im linearen Regime, sodass die gemessene Spannungsänderung direkt proportional zur Änderung des Magnetfelds ist.^[AFF06,Sbi12] Aufgrund der Linearität des Messsignals der Spinventilstruktur werden Sensoren auf Basis des TMR-Effekts ebenfalls so hergestellt, dass \vec{M}_{RE} und \vec{M}_{FE} in Remanenz senkrecht zueinander stehen.^[ZP06,FFC07] Die Widerstandsänderung aufgrund des GMR- bzw. TMR-Effekts wird generell durch den anisotropen Magnetowiderstand (AMR, engl. *anisotropic magnetoresistance*) überlagert, der eine Änderung des elektrischen Widerstands in Abhängigkeit von der Stromrichtung \vec{I} bezüglich der Probenmagnetisierung \vec{M} beschreibt und bei einer parallelen (senkrechten) Ausrichtung maximal (minimal) ist.^[DSP91,Joh04] Der AMR liegt typischerweise um ein bis zwei Größenordnungen unter dem GMR- bzw. TMR-Effekt und kann unter Kenntnis der Magnetfeldabhängigkeit vom Messsignal subtrahiert werden.^[DSP91]

Die in dieser Arbeit gezeigten SMRM-Aufnahmen sind in Kooperation mit der Arbeitsgruppe ALBRECHT an der Universität Augsburg entstanden. Das verwendete SMRM ist eine Eigenkonstruktion der Arbeitsgruppe ALBRECHT (vgl. Abb. 4.10) und entspricht einem konventionellen SMRM-Aufbau nach YAMAMOTO *et al.*, d.h. ein kommerzieller GMR- oder TMR-Festplattenschreiblesekopf wird zu Beginn der Messung in physikalischen Kontakt zur Probenoberfläche mittels einer mechanischen Justagevorrichtung gebracht (*contact*-Modus).^[YVS96,YS96,MNS14] Die Probe wird auf einem *xy*-Verschiebetisch (vgl. Abb. 4.10) fixiert und der Probenstisch während der Messung mittels piezoelektrischer Aktuatoren bei einer typischen Geschwindigkeit von 25 $\mu\text{m/s}$ und einer Auflösung von 0,2 nm parallel zur *xy*-Ebene bewegt.^[MNS14] Um die Reibung zwischen dem Festplattenschreiblesekopf und der Probenoberfläche im *contact*-Modus zu reduzieren, wird die Probe vor Beginn der Messung mit einem Gleitmittel bestehend aus Perfluoropolyethern (FOMBLIN[®] PFPE *Lubricant*) beschichtet, woraus ein Messabstand im Bereich von ca. 10 nm zur Probenoberfläche resultiert (vgl. Abb. 4.10).

Für die im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Messungen wurde ein kommerzieller TMR-basierter Festplattenschreiblesekopf der Firma HGST (HITACHI GLOBAL STORAGE TECHNOLOGIES LTD., a WESTERN DIGITAL *company*) verwendet, über den jedoch keine Daten hinsichtlich des Schichtaufbaus und der lateralen Abmessungen von Herstellerseite aus vorliegen. Die Topographie des Festplattenleseschreibkopfs wurde mittels eines Rasterelektronenmikroskops (SEM, engl. *scanning electron microscope*) charakterisiert (Abb. 4.12), wobei die Grundflächen des Schreibkopfs und des TMR-Sensors, S_{WH} bzw. S_{TMR} , zu

$$S_{WH} = \Delta x \cdot \Delta y = (167 \pm 12) \text{ nm} \cdot (134 \pm 12) \text{ nm}, \quad (4.3.9)$$

$$S_{TMR} = \Delta x \cdot \Delta y = (13 \pm 2) \text{ nm} \cdot (52 \pm 4) \text{ nm} \quad (4.3.10)$$

aus den Messdaten bestimmt werden konnten. Die *x*-Länge des TMR-Sensors entspricht der Gesamtschichtdicke des Schichtstapels. Der Schreibkopf befindet sich in einem Abstand von $\Delta x = 5 \mu\text{m}$ und $\Delta y = 2 \mu\text{m}$ zum Zentrum der aktiven Zone des TMR-Sensors (vgl. Abb. 4.12). Der er-

mittelte Wert für das remanente Magnetfeld des Schreibkopfs $H_{\text{WH,R}}$ beträgt $H_{\text{WH,R}} = 28 \text{ kA/m}$. Um eine Aussage über das räumliche Auflösungsvermögen des TMR-Sensors treffen zu können, müssen die Schichtdicke und die Höhe der Sensorelektrode (vgl. Abb. 4.10), d_{FE} bzw. z_{FE} , aufgrund der fehlenden Herstellerangaben genähert werden. Auf Basis der Arbeiten von CHOI *et al.* und KOBAYASHI *et al.* werden diese mit

$$d_{\text{FE}} = 3 \text{ nm} \qquad z_{\text{FE}} = 100 \text{ nm} \qquad (4.3.11)$$

angenommen.^[KA06,CTN07] Das Messsignal des TMR-Sensors entspricht folglich immer einem Mittelwert der magnetischen Streufeldkomponente senkrecht zur Probenoberfläche über die Höhe z_{FE} der Sensorelektrode. Dadurch, dass der von KOBAYASHI *et al.* beschriebene TMR-Sensor eine nahezu quadratische Fläche mit einer Kantenlänge von ca. 100 nm aufweist und die aus den SEM-Aufnahmen ermittelte y -Länge des TMR-Sensors $\approx 50 \text{ nm}$ beträgt, ist davon auszugehen, dass die Höhe des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten TMR-Sensors kleiner als 100 nm ist.^[KA06] Der TMR-Sensor besitzt eine Magnetfeldsensitivität von $1,125 \mu\text{V/m/A}$ und geht bei einem externen Magnetfeld von $|\vec{H}_{\text{ex}}| = 71 \pm 3 \text{ kA/m}$ in Sättigung. Die asymmetrische Ortsauflösung des Messsignals beträgt 30 nm in x -Richtung (*down-track*) und 65 nm in y -Richtung (*cross-track*) bei einer Positionswiederholgenauigkeit von $\pm 20 \text{ nm}$.^[MNS14]

4.4 Ergebnisse und Diskussion

4.4.1 Magnetkraftmikroskopische Untersuchungen an geladenen Domänenwänden in parallelen *Exchange-Bias* Streifendomänen

Wie im Einleitungsteil des Kapitels erwähnt wurde, zielen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Studien auf die maßgeschneiderte Herstellung von magnetischen Feldlandschaften (MFL) auf Nano- und Mikrometerlängenskalen oberhalb von topographisch planaren, ferromagnetischen Dünnschichtsystemen ab. Hierzu sollte untersucht werden, ob *Exchange-Bias* (EB) Schichtsysteme in Kombination mit dem Verfahren der ionenbeschussinduzierten magnetischen Texturierung (IBMP, engl. *ion bombardment induced magnetic patterning*) verwendet werden können, um thermisch stabile, mikromagnetische Domänenkonfigurationen in Remanenz zu erzeugen, deren Domänenwandeigenschaften gezielt über die Richtung und Stärke der Anisotropieparameter in benachbarten Domänen eingestellt werden. Dadurch können sowohl die Anzahl als auch die räumliche Struktur der magnetischen Partialladungsverteilung in den Domänen und Domänenwänden sowie die damit assoziierte MFL maßgeschneidert werden.^[HZK13]

Gegenstand der nachfolgenden Untersuchungen ist der Einfluss der Domänenwandkonfiguration auf die remanente magnetische Partialladungsverteilung in den Domänenwänden zwischen benachbarten mikromagnetischen Streifendomänen in topographisch planaren EB-Systemen mit *in-plane* Magnetisierung. Hierzu wurde das EB-Prototypsystem $\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10 \text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{7,5 \text{ nm}}/\text{Au}^{10 \text{ nm}}$ verwendet, das via Sputterdeposition auf einem natürlich oxidierten, einkristallinen Si(100)-Substrat abgeschieden und mittels IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Do-

mänenbreite von $b_F = 5 \mu\text{m}$ texturiert wurde (vgl. Abschn. 3.4).^[HZK13] Die Domänenkonfiguration, d.h. die remanente Ausrichtung der Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen bezüglich der Domänenwandebene, wurde während des IBMP über die Richtung des externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} und eine schichtsystemspezifische Ionendosis festgelegt (vgl. Abb. 2.9). In die-

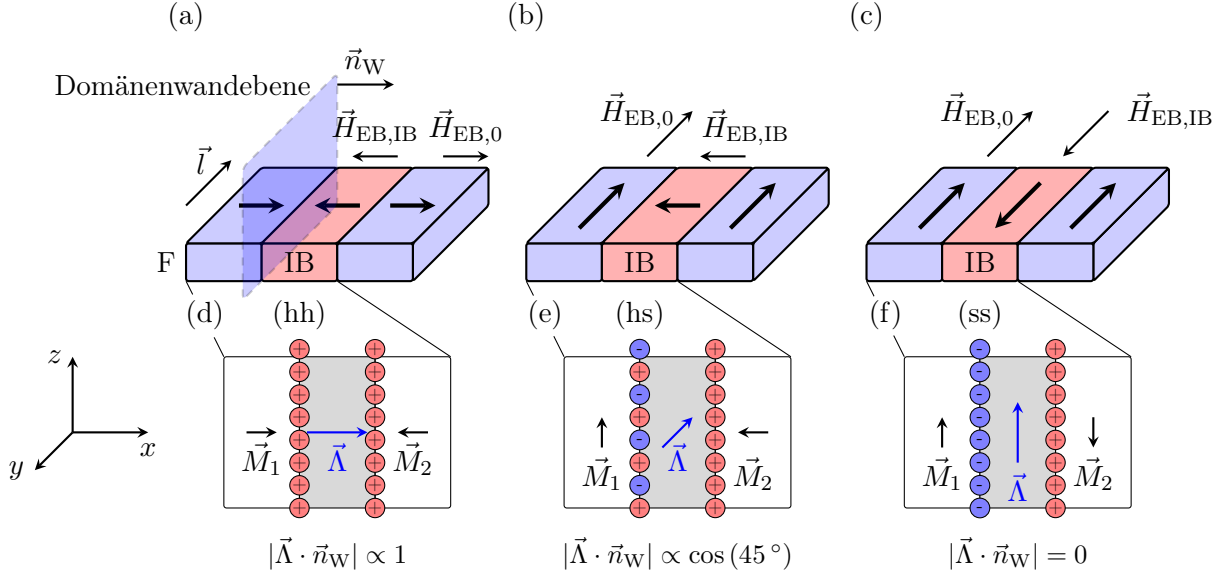


Abbildung 4.13: (a)-(c) Schematische Darstellung der ferromagnetischen (F) Domänenkonfiguration in magnetisch strukturierten EB-Systemen mit parallelen mikromagnetischen Streifendomänen: (a) *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt), (b) *head-to-side* (hs) und (c) *side-by-side* (ss) Domänenkonfiguration. Die Felder $\vec{H}_{\text{EB},0}$ und $\vec{H}_{\text{EB},\text{IB}}$ kennzeichnen die ursprüngliche bzw. die mittels IBMP induzierte Richtung des EB-Feldes in benachbarten Domänen, wobei IB die mittels IBMP modifizierte Domänen markiert. \vec{M}_1 und \vec{M}_2 bezeichnen die Domänenmagnetisierung, \vec{n}_W ist der Domänenwandnormalenvektor und \vec{l} beschreibt die Richtung der langen Streifenachse der Domänenstruktur. In (d)-(f) sind die aus den in (a)-(c) gezeigten Domänenkonfigurationen resultierenden magnetischen Partialladungen der Domänenwände (grau hinterlegte Flächen) für den jeweils linken Domänenübergang gezeigt. Hierbei kann die Magnetisierung innerhalb der Domänenwand in (d) und (f) entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn rotieren. Die Nettoladung der Domänenwand ist proportional zum Skalarprodukt aus dem Domänenwandnormalenvektor \vec{n}_W und dem Differenzvektor $\vec{L} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)$ der Domänenmagnetisierungen (verändert nach HOLZINGER *et al.*).^[HZK13]

sem Kontext wurden drei verschiedene Domänenkonfigurationen realisiert (vgl. Abb. 4.13): (a) Streifendomänen mit einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Ausrichtung der Magnetisierung in benachbarten Domänen, d.h. die Domänenmagnetisierungen \vec{M}_1 und \vec{M}_2 stehen senkrecht zur Richtung der langen Streifenachse \vec{l} , wodurch eine 180° -Domänenwand ausgebildet wird; (b) die *head-to-side* (hs) Domänenkonfiguration mit einer 90° -Domänenwand, d.h. die Domänenmagnetisierung steht abwechselnd parallel und senkrecht zu \vec{l} ; (c) die *side-by-side* (ss) Domänenkonfiguration mit einer 180° -Domänenwand, die bei einer abwechselnd parallelen und

antiparallelen Ausrichtung der Domänenmagnetisierung bezüglich \vec{l} vorliegt.^[HZK13] Die Nettoladung der Domänenwand ϱ_{GW} ist nach Gl. 4.2.7 proportional zum Skalarprodukt aus dem Domänenwandnormalenvektor \vec{n}_{W} und der vektoriellen Differenz $\vec{\Lambda}$ zwischen den Domänenmagnetisierungen \vec{M}_1 und \vec{M}_2 . Dabei wird ϱ_{GW} für die (hh)- und (ss)-Domänenkonfiguration maximal bzw. minimal, wobei die (hs)-Domänenkonfiguration einen Zwischenwert darstellt (Abb. 4.13).^[Hub79] Die mittels Vibrationsmagnetometrie bestimmten Magnetisierungskurven der (ss)-

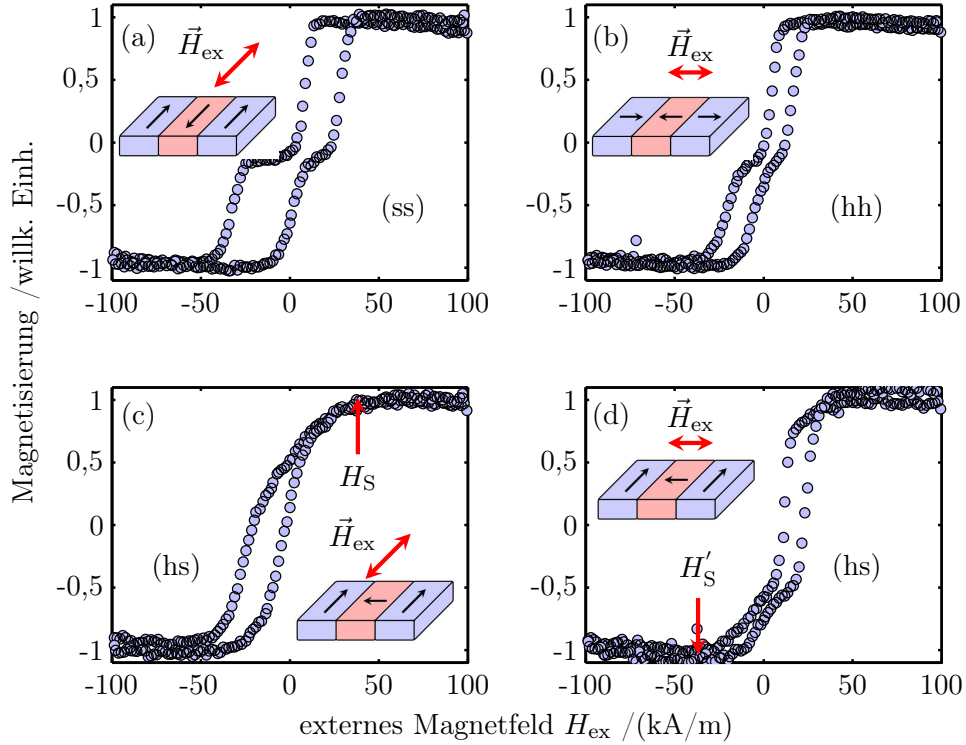


Abbildung 4.14: Vibrationsmagnetometrisch ermittelte Hysteresekurven für die (ss)- (a), (hh)- (b) und (hs)-Domänenkonfiguration (c),(d). Die Hysteresekurven für die (ss)- und (hh)-Domänenkonfiguration wurden parallel zur leichten Achse, d.h. parallel zur Richtung des ursprünglichen EB-Feldes $\vec{H}_{\text{EB},0}$ vermessen, wohingegen die (hs)-Domänenkonfiguration aufgrund der zueinander senkrechten Ausrichtung der Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen sowohl parallel als auch senkrecht zu $\vec{H}_{\text{EB},0}$ vermessen wurde. Die in den Hysteresekurven der (hs)-Domänenkonfiguration gekennzeichneten Sättigungsfelder H_S und H'_S wurden zur Abschätzung der magnetokristallinen Anisotropiekonstante der ferromagnetischen Schicht verwendet (verändert nach HOLZINGER *et al.*).^[HZK13]

und (hh)-Domänenkonfiguration weisen entlang der leichten Richtung, d.h. das externe Magnetfeld \vec{H}_{ex} ist während der Messung parallel bzw. antiparallel zur ursprünglichen Richtung des EB-Feldes $\vec{H}_{\text{EB},0}$ angelegt, eine typische Doppelhysteresekurve auf (Abb. 4.14).^[ELW11,HZK13] Der hin zu negativen Magnetfeldwerten verschobene Anteil der Doppelhysteresekurve wird durch Domänen mit einem EB-Feld von $\vec{H}_{\text{EB},0}$ hervorgerufen, wohingegen die hin zu positiven Magnetfeldwerten verschobene Hysteresekurve von den via IBMP modifizierten Domänen mit einem EB-Feld von $\vec{H}_{\text{EB,IB}}$ stammt, das antiparallel zu $\vec{H}_{\text{EB},0}$ ausgerichtet ist. Die während des IBMP eingebrachte

Heliumionendosis wurde so gewählt, dass $|\vec{H}_{\text{EB},0}| \approx |\vec{H}_{\text{EB},\text{IB}}|$ ist (vgl. Abb. 2.9) und dass das jeweilige Koerzitivfeld der Hysteresekurven kleiner als der Betrag des entsprechenden EB-Felds ist, d.h. $|\vec{H}_{\text{EB},0}| > H_{\text{C},0}$ und $|\vec{H}_{\text{EB},\text{IB}}| > H_{\text{C},\text{IB}}$ (vgl. Abb. 4.14). Dadurch, dass die Domänenmagnetisierung der (hs)-Konfiguration abwechselnd parallel und senkrecht zu $\vec{H}_{\text{EB},0}$ steht, wird für den Fall, dass die VSM-Messung parallel oder senkrecht zu $\vec{H}_{\text{EB},0}$ verläuft, immer eine Superposition aus einer leichten und schweren Richtung bzgl. der Domänenmagnetisierung erhalten. Die schwere Richtung ist in erster Näherung durch eine lineare Änderung der Magnetisierung mit Zu- bzw. Abnahme des externen Magnetfelds charakterisiert (vgl. Abb. 4.14). Für ferromagnetische Materialien mit uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie kann das externe Magnetfeld H_{S} bzw. H'_{S} , bei dem die Magnetisierung entlang der schweren Richtung in Sättigung gerät, verwendet werden, um den effektiven Wert der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten $K_{\text{F,UA,eff}}$ unter Kenntnis der Sättigungsmagnetisierung M_{S} abzuschätzen. Mit dem Literaturwert der Sättigungsmagnetisierung von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$, $M_{\text{S}} = 1,8 \cdot 10^3 \text{ kA/m}$,^[GM97] und dem aus den VSM-Messungen bestimmten Sättigungsfeld von $H_{\text{S}} \approx H'_{\text{S}} \approx 40 \text{ kA/m}$ (vgl. Abb. 4.14) ergibt sich ein Wert von

$$K_{\text{F,UA,eff}} = \frac{\mu_0 \cdot M_{\text{S}} \cdot H_{\text{S}}}{2} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3, \quad (4.4.1)$$

mit der magnetischen Feldkonstante μ_0 . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung zu den in der Literatur beschriebenen Werten von polykristallinen $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Filmen mit $K_{\text{F,UA,eff}} = 3 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ und $K_{\text{F,UA,eff}} = 4,75 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ für eine Schichtdicke von 3,5 nm respektive 110 nm.^[HSM09,HRC11,HZK13]

Die mit der Domänenkonfiguration assoziierte magnetische Partialladungsverteilung innerhalb der Domänenwände wurde mittels Magnetkraftmikroskopie (vgl. Abschn. 3.3) experimentell charakterisiert. Die MFM-Daten wurden in einem Abstand von 150 nm und mit einer Ortsauflösung von 20 nm unter Berücksichtigung der Proben topographie im *non contact* Modus aufgenommen (*Surface Imaging Systems* (SIS), *ULTRAObjective*).^[HZK13] Als Sonde wurde ein monolithischer Silizium-*Cantilever* verwendet, dessen Spitze mit einer 40 nm dicken, hartmagnetischen Cobaltlegierung beschichtet ist, wobei vom Hersteller ein Spitzenradius R_{S} von $R_{\text{S}} < 50 \text{ nm}$ angegeben wird (NANOSENSORS[™], PPP-MFMR).^[Wei09,HZK13] Die Spitze wurde vor jeder Messung senkrecht zur Probenoberfläche (vgl. Abb. 4.13, z -Richtung) durch Annäherung an die Oberfläche eines Permanentmagneten magnetisiert. Die magnetischen Eigenschaften des Permanentmagneten müssen dabei so beschaffen sein, dass das effektive Magnetfeld am Ort der Spitze größer als das Koerzitivfeld der Cobaltlegierung ist, um einen möglichst einheitlichen Magnetisierungszustand in der Spitze zu erzeugen. Das Koerzitivfeld der Messspitze wurde vom Hersteller zu $H_{\text{C}} = 24 \text{ kA/m}$ angegeben, wohingegen das effektive Magnetfeld des Permanentmagneten im Bereich von 100 kA/m lag.^[Wei09]

Für die spätere Interpretation der MFM-Bilder wurde im Vorfeld untersucht, ob für den gewählten Messabstand eine wechselseitige Beeinflussung zwischen der Spitzen- und Probenmagnetisierung vorliegt. Hierzu wurde jeweils eine Messung mit invertierter Spitzenmagnetisierung

aufgenommen, d.h. der Apex der Messspitze kann in erster Näherung entweder als magnetischer Nord- oder Südpol betrachtet werden. Der jeweils qualitativ beobachtete, invertierte Kontrast der erhaltenen Rohdaten wurde quantitativ durch additive Verrechnung der Einzelaufnahmen untersucht, wobei das Überlagerungsbild in den Grenzen der statistischen Fluktuationen des Messsignals null war.^[HZK13] Die nachfolgend gezeigten Aufnahmen können folglich für den Grenzfall einer zu vernachlässigenden Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe sowie der Annahme, dass der Apex der Messspitze als magnetischer Monopol betrachtet werden kann, als magnetische Partialladungsverteilung der Probe interpretiert werden (vgl. Abschn. 3.3).^[HS09,HZK13] Dadurch, dass der mittels MFM abgebildete Ladungskontrast immer eine Projektion der magnetischen Partialladungsverteilung im Volumenbereich der Probe an die Probenoberfläche darstellt, ist eine Ableitung der räumlichen Magnetisierungsverteilung aus dem erhaltenen Messsignal *a priori* nicht möglich.^[Har99] Aufgrund dessen wurden zunächst mikromagnetische Simulationen mit der Software OOMMF (OOMMF, engl. *object oriented micromagnetic framework*) angefertigt, um die theoretisch zu erwartende, räumliche Magnetisierungsverteilung der Probe in Remanenz zu erhalten (Abb. 4.15).^[Don99,HZK13] Die Berechnung der räumlichen Magnetisierungs-

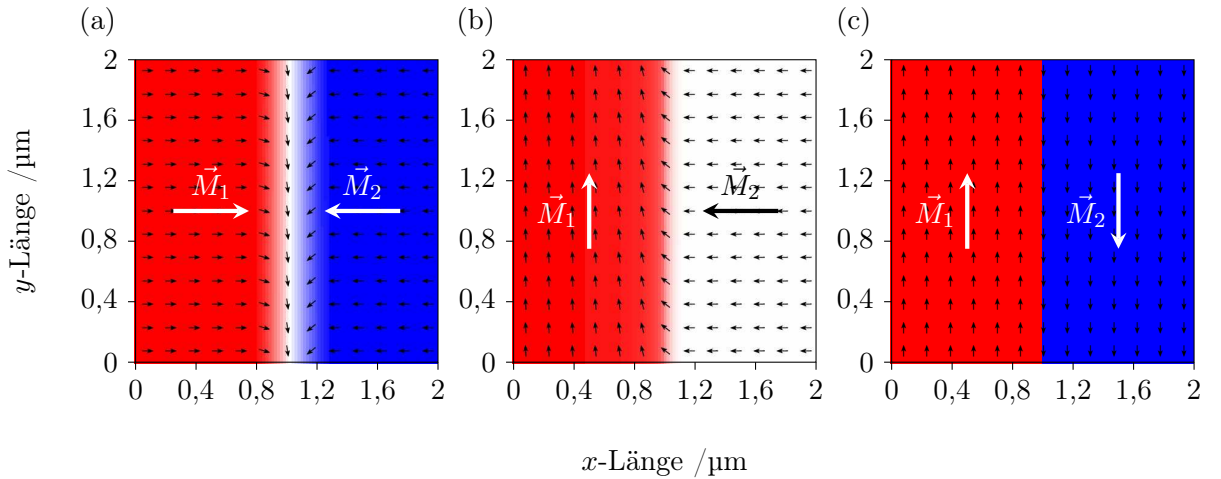


Abbildung 4.15: (a)-(c) Theoretischer Verlauf der räumlichen Magnetisierungsverteilung im Domänenübergangsbereich der (hh)-, (hs)- und (ss)-Domänenkonfiguration aus den mit OOMMF erhaltenen Simulationsdaten parallel zur Schichtebene. Die Vektoren \vec{M}_1 und \vec{M}_2 kennzeichnen die remanente Magnetisierung in benachbarten Domänen. In (a) und (c) kann die Magnetisierung entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn rotieren, wobei beide Zustände unter den gegebenen Randbedingungen der Simulationen von einem Domänenübergang energetisch entartet sind (verändert nach HOLZINGER *et al.*).^[HZK13]

verteilung der Probe $\vec{M}_P(x, y, z)$ durch das Simulationsprogramm erfolgt entweder durch Lösung der LANDAU-LIFSHITZ-GILBERT-Gleichung oder durch Minimierung der GIBBS freien Enthalpie des Systems, wobei im Rahmen dieser Arbeit das erste Verfahren genutzt wurde.^[Don99] Die Ferromagnetschichtdicke der Probe wurde zu $d_F = 7,5 \text{ nm}$ und die Breite der Streifendomänen zu $b_F = 5 \text{ μm}$ entsprechend den während des IBMP gewählten Herstellungsparametern als

physikalische Randbedingungen angenommen und die Materialkonstanten der $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schicht mit der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropiekonstante $K_{\text{F,UA}} = 3 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$, der Austauschsteifigkeit $A_{\text{F}} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ und der Sättigungsmagnetisierung $M_{\text{S}} = 1,8 \cdot 10^3 \text{ kA/m}$ verwendet.^[GM97,HSM09,BBK11] Die EB-Felder $\vec{H}_{\text{EB},0}$ und $\vec{H}_{\text{EB,IB}}$ wurden für die hergestellten Domänenkonfigurationen in Form eines domänenspezifischen externen Magnetfelds unter Berücksichtigung der räumlichen Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung implementiert (vgl. Abb. 4.13), da im Simulationsprogramm keine direkte Verwendung von EB-Feldern möglich ist. Die für die Simulationen verwendeten EB-Feldwerte wurden aus den Hysteresekurven der VSM-Daten (vgl. Abb. 4.14) wie folgt bestimmt: (hh) $H_{\text{EB},0} = -13,0 \text{ kA/m}$, $H_{\text{EB,IB}} = 8,4 \text{ kA/m}$; (hs) $H_{\text{EB},0} = -18,0 \text{ kA/m}$, $H_{\text{EB,IB}} = 16,0 \text{ kA/m}$; (ss) $H_{\text{EB},0} = -21,3 \text{ kA/m}$, $H_{\text{EB,IB}} = 13,5 \text{ kA/m}$. Für die mikromagnetischen Simulationen wurde eine reguläre Gitterstruktur mit einer Gesamtfläche von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ parallel zur Probenoberfläche (xy -Ebene, vgl. Abb. 4.13) mit einer quadratischen Gitterelementgröße von $5 \times 5 \text{ nm}^2$ zugrunde gelegt. Die Magnetisierungsverteilung wurde bezüglich der Schichtnormalen als homogen angenommen, d.h. es wurde keine Unterteilung der Gitterstruktur entlang der z -Richtung vorgenommen (vgl. Abb. 4.13). Die Gitterelementgröße muss so gewählt werden, dass sie näherungsweise mit der Austauschlänge der ferromagnetischen Schicht l_{ex} übereinstimmt, wobei für dünne Schichten die Streufeldaustauschlänge $l_{\text{ex,S}}$ die relevante Größe darstellt.^[HS09] Die Austauschlänge beschreibt folglich die kritische Längenskala, auf der eine Änderung der Magnetisierungsrichtung erfolgt. Für $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Austauschsteifigkeit A_{F} und der Sättigungsmagnetisierung M_{S} ein Wert von:^[HS09,Har12]

$$l_{\text{ex,S}} = \sqrt{\frac{2 \cdot A_{\text{F}}}{\mu_0 \cdot M_{\text{S}}^2}} \approx 4 \text{ nm}. \quad (4.4.2)$$

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass die Domänenwandbreite w_{F} proportional zur Nettoladung ϱ_{GW} der Domänenwand anwächst und für die (hh)- und (ss)-Konfiguration maximal bzw. minimal ist. Die Rotation der Probenmagnetisierung $\vec{M}_{\text{P}}(x, y, z)$ verläuft innerhalb der Domänenwandstrukturen der (hh)-, (hs)- und (ss)-Domänenkonfiguration ausschließlich parallel zur Schichtebene, d.h. $M_{\text{P},z}(x, y, z) \ll M_{\text{P},x}(x, y, z)$, $M_{\text{P},y}(x, y, z)$, was ein charakteristisches Merkmal von NÉEL-Wänden in dünnen ferromagnetischen Schichten ist.^[HS09] Aufgrund dessen kann die z -Komponente der Magnetisierung in der nachfolgenden Betrachtung vernachlässigt werden.^[HZK13] Die Rotation des Magnetisierungsvektors innerhalb der Domänenwände der (hh)- und (ss)-Domänenkonfiguration kann entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn verlaufen, da unter den gegebenen physikalischen Randbedingungen beide Zustände energetisch entartet sind.^[HZK13] Der theoretische Verlauf der räumlichen Magnetisierungsverteilung der Probe $\vec{M}_{\text{P}}(x, y, z)$ wurde anschließend als Eingangsparameter für die numerische Berechnung der MFL der Probe $\vec{H}_{\text{MFL}}(x, y, z)$ verwendet. Es ist:^[HS09]

$$\text{div}\left(\vec{H}_{\text{MFL}}(x, y, z)\right) = -\text{div}\left(\frac{\vec{M}_{\text{P}}(x, y, z)}{\mu_0}\right). \quad (4.4.3)$$

Unter der Voraussetzung, dass der Apex der MFM-Messspitze näherungsweise als magnetischer Monopol betrachtet werden kann, sind die Komponenten des magnetischen Dipolmoments der Messspitze parallel zur Probenoberfläche null, d.h. $m_{S,x} = m_{S,y} = 0$, sodass die Messspitze ausschließlich über die z -Komponente des magnetischen Dipolmoments der Spitze senkrecht zur Probenoberfläche $m_{S,z}$ bestimmt wird.^[HRT97,HZK13] Das MFM-Signal $S_{\text{MFM}}(x, y)$ ist im *non contact* Modus proportional zur zweiten Ableitung der MFL senkrecht zur Probenoberfläche $\partial^2 H_{\text{MFL}}(x, y) / \partial z^2$ und kann über das magnetische Moment der Messspitze im Abstand z zur Probenoberfläche wegen $m_{S,x} = m_{S,y} = 0$ in Form von

$$S_{\text{MFM}}(x, y) = m_{S,z} \cdot \frac{\partial^2 H_{\text{MFL},z}(x, y)}{\partial z^2} \quad (4.4.4)$$

dargestellt werden.^[RMG90,PSD96,HZK13] Da aus den MFM-Daten ohne spezielle Auswertungsverfahren und Kalibriertechniken keine absoluten Messsignale im Sinne der quantitativen Bestimmung einer physikalischen Größe der Probe zugänglich sind,^[VSB11] wurde der Betrag des magnetischen Dipolmoments der Messspitze in den Simulationen zu $|\vec{m}_S| = 1$ gesetzt. Zur weiteren Vereinfachung wird die reale Spitzengeometrie ebenfalls vernachlässigt und die Grundfläche der Messspitze in den Simulationen mit der Gitterelementgröße der OOMMF-Simulationen von $5 \times 5 \text{ nm}^2$ gleichgesetzt.

Abb. 4.16 zeigt eine Gegenüberstellung der experimentell ermittelten MFM-Bilder und der nach Gl. 4.4.4 berechneten MFM-Simulationsdaten für die (hh)-, (hs)- und (ss)-Domänenkonfiguration. Generell ist eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment hinsichtlich des dargestellten Ladungskontrasts innerhalb der jeweiligen Domänenwand zu beobachten, wobei für die (hh)- und (hs)-Domänenkonfiguration, deren Nettoladung $\varrho_{\text{GW}} \neq 0$ ist, ein monopolarer Ladungskontrast und für die (ss)-Domänenkonfiguration, deren Nettoladung $\varrho_{\text{GW}} = 0$ ist, ein dipolarer Ladungskontrast vorliegt.^[HZK13] Zum quantitativen Vergleich der experimentellen Daten mit den Simulationsergebnissen sind in Abb. 4.17 die Linienprofile der MFM-Bilder (vgl. Abb. 4.16) entlang der x -Richtung, d.h. senkrecht zur Domänenwandebene und parallel zur Messrichtung der experimentell ermittelten Daten, dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sowohl die MFM-Signalintensität als auch die Domänenwandbreite w_F der ferromagnetischen Schicht mit zunehmender Nettoladung der Domänenwand, ausgehend von der dipolaren (ss)-, über die (hs)- bis hin zur (hh)-Domänenkonfiguration, erhöht bzw. vergrößert wird.

Der magnetische Partialladungskontrast der (hh)- und (ss)-Konfiguration ist in erster Näherung spiegel- bzw. punktsymmetrisch bezüglich des Domänenwandzentrums, wohingegen für die (hs)-Konfiguration eine inhomogene magnetische Partialladungsverteilung ohne spezifische Symmetrieeigenschaften beobachtet wird (Abb. 4.17). Da die senkrechte Ausrichtung der Domänenmagnetisierung in der (hs)-Domänenkonfiguration so gewählt wurde, dass \vec{M}_1 parallel und \vec{M}_2 senkrecht zur Domänenwandebene verläuft, wird der monopolare magnetische Partialladungskontrast im Wesentlichen durch die Domänenmagnetisierung \vec{M}_2 verursacht (vgl. Abb. 4.13). Die Domänenwand der (hs)-Konfiguration ist folglich stärker in Richtung der Domäne mit

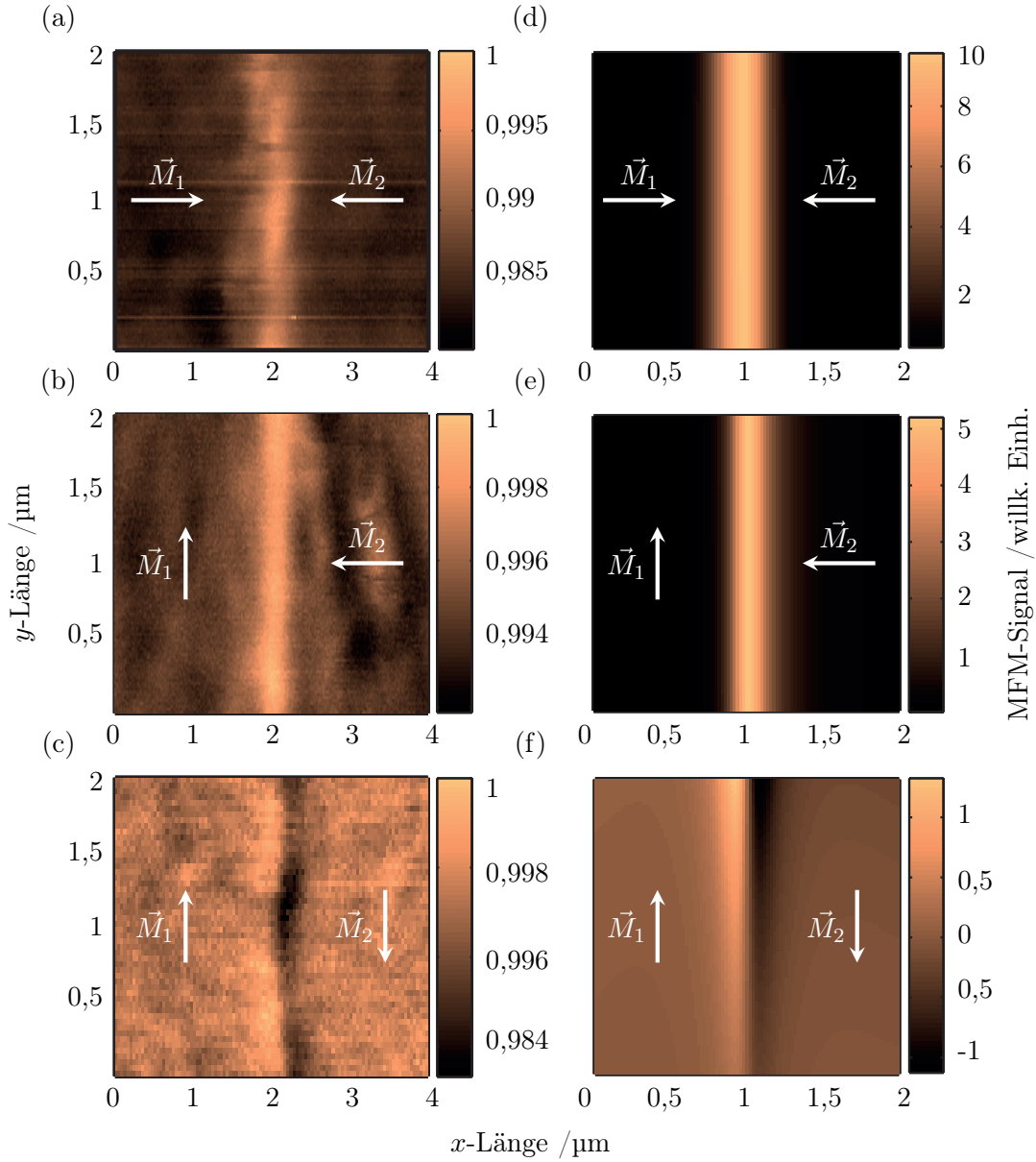


Abbildung 4.16: Gegenüberstellung der experimentell ermittelten und theoretisch vorhergesagten MFM-Bilder für die (hh)-, (hs)- und (ss)-Domänenkonfiguration. Die in (a)-(c) gezeigten experimentellen Daten wurden auf den Maximalwert des Messsignals normiert. Der für die (hh)- und (hs)-Domänenkonfiguration erhaltene Ladungskontrast ist monopolar, wohingegen die (ss)-Domänenkonfiguration (c) durch einen dipolaren Ladungskontrast beschrieben wird. (d)-(e) zeigt die nach Gl. 4.4.4 berechneten MFM-Bilder auf Grundlage der mit OOMMF erhaltenen räumlichen Magnetisierungsverteilung der Probe $\vec{M}_P(x, y, z)$ für einen im Vergleich zu (a)-(c) verkleinerten Ausschnitt um das jeweilige Domänenwandzentrum (verändert nach HOLZINGER *et al.*)^[HZK13]

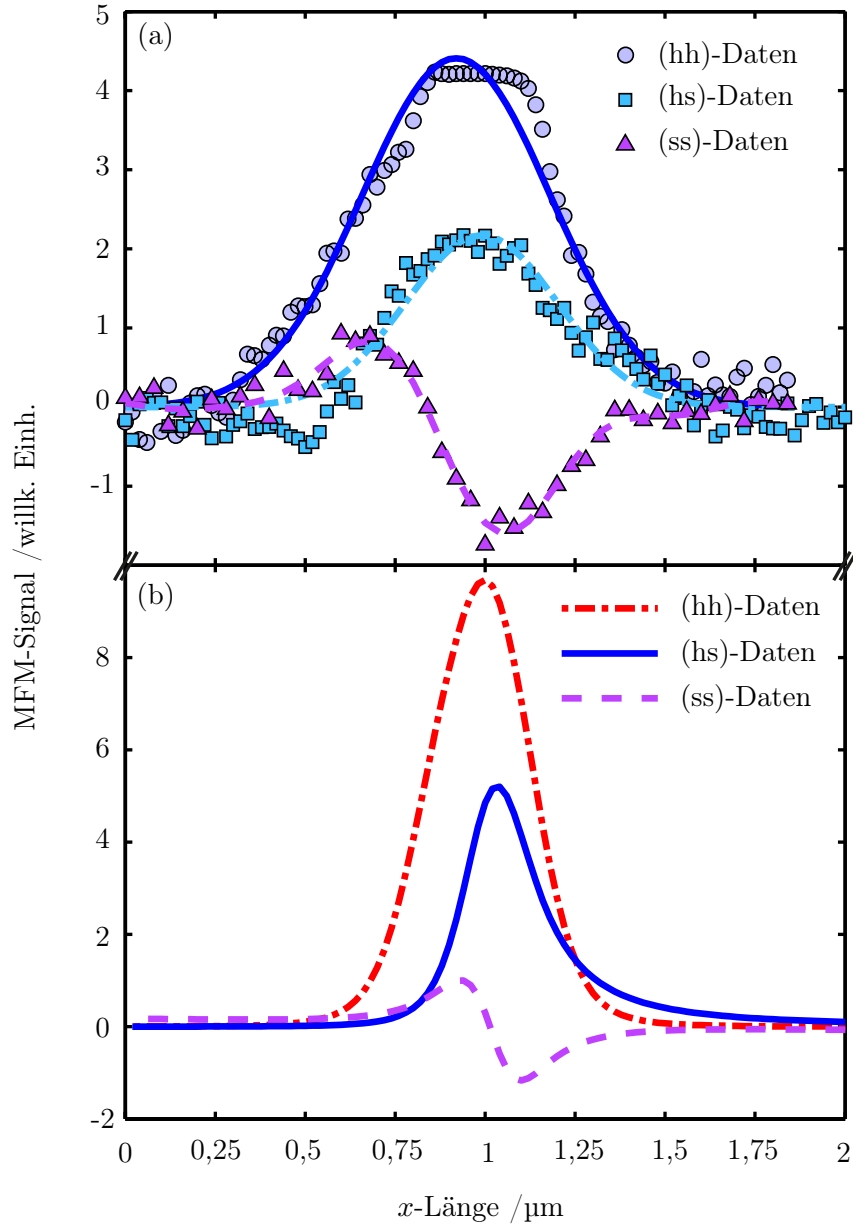


Abbildung 4.17: (a)-(b) Exemplarische Linienprofile der in Abb. 4.16 gezeigten MFM-Bilder entlang der x -Richtung, d.h. parallel zur Messrichtung der experimentell ermittelten Daten. Die Messdaten in (a) wurden jeweils mit einer nichtlinearen Fitfunktion zur besseren Visualisierung des Signalverlaufs überlagert, wobei für die (hh)- und (hs)-Konfiguration eine GAUSS-Funktion und für die (ss)-Konfiguration eine FOURIER-Reihenentwicklung vierter Ordnung verwendet wurde. Ausgehend von der (ss)-Konfiguration führt die Zunahme der Nettoladung ϱ_{GW} über die (hs)- bis hin zur (hh)-Domänenkonfiguration zu einer Steigerung der Signalintensität und einer Vergrößerung der Domänenwandbreite w_{F} , deren Verlauf qualitativ mit den in (b) dargestellten Simulationsdaten übereinstimmt. Die Signalintensität der (ss)-Domänenkonfiguration aus den Simulationen wurde zur Vergleichbarkeit der in (b) dargestellten Linienprofile um zwei Größenordnungen erhöht (nach HOLZINGER *et al.*)^[HZK13]

Domänenmagnetisierung \vec{M}_2 verbreitert, um so die magnetische Partiaalladungsdichte und damit gleichbedeutend die Streufeldenergie der Domänenwand zu reduzieren. Das im Vergleich zu den Simulationsergebnissen verbreiterte MFM-Signal der experimentell ermittelten Daten ist auf eine Reihe von Faktoren zurückzuführen, die im Folgenden näher betrachtet werden sollen:^[HZK13]

- (1) Da die MFM-Messung immer einer mathematischen Faltung zwischen dem tatsächlichen magnetischen Partiaalladungskontrast der Probe und der magnetischen Partiaalladungsverteilung der Spitze entspricht, findet generell eine Verbreiterung der abzubildenden Messgröße statt, wobei für die Aufnahme der gezeigten Messdaten eine Messspitze mit einem effektiven Spitzendurchmesser von ca. 100 nm verwendet wurde. In den Simulationen wurde zudem die reale Spitzegeometrie vernachlässigt und die Grundfläche der Spitze mit der Gitterelementgröße der OOMMF-Simulationen gleichgesetzt sowie angenommen, dass der Apex der Messspitze als magnetischer Monopol (Nord- oder Südpol) betrachtet werden kann. Dadurch ist *a priori* eine laterale Signalverbreiterung der Messdaten im Bereich von 100 nm im Vergleich zu den Simulationsdaten zu erwarten. Ein weiteres Kriterium ist der gewählte Messabstand von 150 nm zur Probenoberfläche, sodass der Einfluss der vergleichsweise kurzreichweitigen VAN-DER-WAALS-Wechselwirkung sowie die wechselseitige magnetische Beeinflussung zwischen Spitze und Probe vernachlässigt werden konnte. Da das räumliche Auflösungsvermögen des MFM generell aufgrund des exponentiellen Abfalls der MFL mit zunehmendem Messabstand geringer wird, ergibt sich eine weitere Verbreiterung des Messsignals, die oberhalb der räumlichen Ausdehnung der Messspitze anzunehmen ist.^[Har99]
- (2) In den OOMMF-Simulationen wurde eine reguläre Gitterstruktur mit gleich großen quadratischen Gitterelementen und identischen magnetischen Eigenschaften hinsichtlich der Größe der ferromagnetischen Materialkonstanten verwendet. Die Simulation berücksichtigt folglich nicht, dass die *bulk*-Materialkonstanten in polykristallinen Dünnschichtsystemen einer Korngrößen-spezifischen Verteilungsfunktion unterliegen. Insbesondere der Betrag der unidirektionalen Anisotropie wird maßgeblich über die Korngrößenverteilung und Mikrostruktur der unter dem Ferromagneten befindlichen antiferromagnetischen Schicht beeinflusst.^[OFV10] Die generell im Vergleich zum *bulk*-Material reduzierte Größe und durch die Korngröße bedingte lokale Fluktuation der Anisotropieparameter kann eine weitere Verbreiterung der Domänenwandstruktur bewirken.^[HZK13] Eine Abschätzung der daraus resultierenden Signalverbreiterung ist jedoch ohne Vermessung der räumlichen Struktur der Magnetisierungsverteilung der Probe nicht möglich.
- (3) Während des IBMP können Streuprozesse der Heliumionen im Bereich der Streifenkanten der Resiststruktur sowie der Umstand, dass der reale Querschnitt der Resiststreifen nicht exakt senkrecht zur Oberfläche ist, dazu führen, dass eine graduelle statt einer abrupten Änderung der eingebrachten Heliumionendosis senkrecht zur Richtung der langen Streifenachse \vec{l} und parallel zur x -Richtung im Material erfolgt. Die dadurch hervorgerufene sukzessive Änderung des Betrags der unidirektionalen Anisotropie reduziert die Größe der

effektiven magnetischen Anisotropie im Bereich der Domänenwand, wodurch unter der Voraussetzung, dass der Einfluss des Heliumionenbeschusses auf die Austauschsteifigkeit der ferromagnetischen Schicht zu vernachlässigen ist, eine Vergrößerung der Domänenwandbreite erfolgt.^[HZK13]

Die künstlich hergestellte (ss)-Domänenkonfiguration entspricht qualitativ der unter Abschnitt 4.2.1 vorgestellten symmetrischen 180°-NÉEL-Wand, die aus einem räumlich lokalisierten, dipolaren Kern im Zentrum der Domänenwand und zwei monopolen Ausläufern besteht. Die laterale Größe des Kerns $w_{F,Kern,EB}$ und der Ausläufer $w_{F,Ende,EB}$ der (ss)-Domänenkonfiguration kann nach UELTZHÖFFER *et al.* unter Berücksichtigung der domänenspezifischen EB-Feldwerte durch Modifikation von Gl. 4.2.4 und Gl. 4.2.6 in Remanenz, d.h. in Abwesenheit eines externen Magnetfelds, quantitativ beschrieben werden. Es ist:^[USK15]

$$w_{F,Kern,EB} = 2\sqrt{\frac{A_F(1-h^2)}{(K_U + K_S \cdot \frac{1}{2} \cdot (K_{EB,0} + K_{EB,IB})) \cdot (1-c_0)^2}}, \quad (4.4.5)$$

$$w_{F,Ende,EB} = \frac{\exp(-\gamma) \cdot d_F}{2} \cdot \left(\frac{K_S}{K_U + K_{EB,0}} + \frac{K_S}{K_U + K_{EB,IB}} \right). \quad (4.4.6)$$

Hierbei beschreiben $K_{EB,0} = \mu_0 \cdot |\vec{H}_{EB,0}| \cdot M_S$ und $K_{EB,IB} = \mu_0 \cdot |\vec{H}_{EB,IB}| \cdot M_S$ die domänenspezifische Energiedichte der unidirektionalen Anisotropie. In Gl. 4.4.5 und 4.4.6 wurde davon ausgegangen, dass durch den Ionenbeschuss keine signifikante Veränderung der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten K_U und der Sättigungsmagnetisierung M_S der ferromagnetischen Schicht erfolgt.^[USK15] Es ist jedoch generell davon auszugehen, dass die strukturelle Defektformation und die Implantation von Helium in das Atomgitter der ferromagnetischen Schicht zu einer Reduzierung beider Größen führen sollte.^[Ehr04] Die Breite der NÉEL-Wandausläufer wurde unter Verwendung des in Gl. 4.4.1 bestimmten Werts für die effektive magnetokristalline Anisotropiekonstante der $Co_{70}Fe_{30}$ -Schicht von $K_{F,UA,eff} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ für K_U aus Gl. 4.4.6 zu $w_{F,Ende,EB} \approx 1,291 \mu\text{m}$ bestimmt. Die Breite des Kerns ist nach Gl. 4.4.5 abhängig von der Größe des Parameters c_0 , der zur Beschreibung des Übergangs zwischen dem Kernbereich und den Ausläufern der NÉEL-Wand verwendet wird. Generell gilt: Je kleiner der Wert des Anisotropieparameters $Q = K_U/K_S$, desto größer der Wert von c_0 und desto größer die Kernbreite, wobei der Wertebereich von c_0 zwischen null und eins liegt, d.h. $c_0 \in [0, 1]$. In Abb. 4.18 ist die Kernbreite der NÉEL-Wand als Funktion des Parameters c_0 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Domänenwandbreite nichtlinear mit c_0 anwächst, wobei für $c_0 \rightarrow 1$ $w_{F,Kern,EB}$ gegen unendlich strebt, was dem Grenzfall einer unendlich ausgedehnten Domänenwand entspricht, in der keine klare Abgrenzung zwischen dem Kern und den Ausläufern der Domänenwand vorliegt. Nach HUBERT *et al.* liegt der Übergangsbereich zwischen Kern und Ausläufern für $Q = 0,0018$ (Wert der $Co_{70}Fe_{30}$ -Schicht) bei $c_0 \approx 0,4$, woraus sich eine Kernbreite von $w_{F,Kern,EB} = 3,6 \text{ nm}$ ergibt.^[HS09] Die Gesamtbreite der Domänenwand $w_{F,EB}$ wurde nach Gl. 4.2.3 zu

$$w_{F,EB} = w_{F,Kern,EB} + 2 \cdot w_{F,Ende,EB} = 2,586 \mu\text{m} \quad (4.4.7)$$

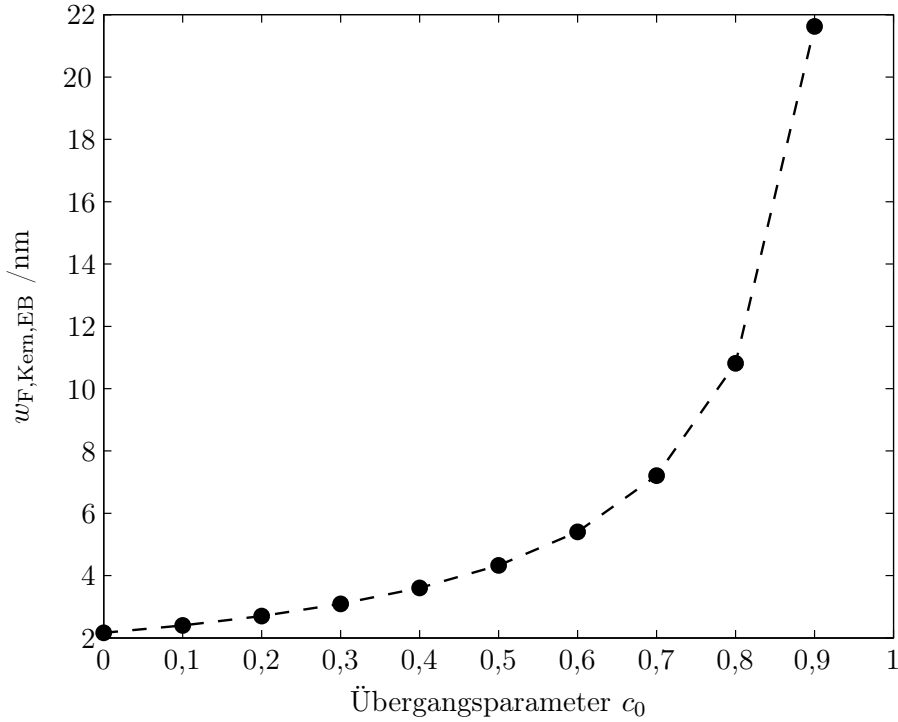


Abbildung 4.18: Kernbreite der 180°-NÉEL-Wand der (ss)-Konfiguration als Funktion von c_0 zur Beschreibung des Übergangs zwischen dem Kern und den Ausläufern der NÉEL-Wand. Die gestrichelte Linie dient der optischen Führung.

bestimmt. Im Vergleich dazu wurde die Domänenwandbreite der (ss)-Domänenkonfiguration aus den experimentell erhaltenen und theoretisch berechneten MFM-Daten (vgl. Abb. 4.17), $w_{F,EB,sim}$ respektive $w_{F,EB,exp}$, ermittelt. Hierzu wurde ausgehend vom Zentrum der Domänenwand jeweils der Punkt in $\pm x$ -Richtung bestimmt, für den $dS_{MFM}(x)/dx \approx 0$ ist. Dadurch ergeben sich die beiden folgenden Werte mit Maximalfehlerabschätzung:

$$w_{F,EB,sim} \approx 1,0 \pm 0,1 \mu\text{m}, \quad w_{F,EB,exp} \approx 1,5 \pm 0,1 \mu\text{m}. \quad (4.4.8)$$

Es ist zu erkennen, dass sowohl $w_{F,EB,sim}$ als auch $w_{F,EB,exp}$ kleiner als die nach Gl. 4.2.3 berechnete Domänenwandbreite sind, wobei generell eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der Größenordnung besteht. Die Abweichungen sind darauf zurückzuführen, dass einerseits in den experimentellen Daten die lokalen Fluktuationen des MFM-Signals nicht adäquat in der Bestimmung der Domänenwandbreite berücksichtigt werden konnten und dass andererseits in den simulierten MFM-Daten (vgl. Abb. 4.17) ein endlicher Wert des MFM-Signals in den Domänenbereichen vorliegt. Dies deutet darauf hin, dass die tatsächlichen Werte der Domänenwandausläufer sowohl für die experimentellen als auch für die theoretisch berechneten Daten größer als die in Gl. 4.4.8 angegebenen Werte sind. Des Weiteren kann der Abstand der Messspitze zur Probenoberfläche neben der lateralen Verbreiterung des Messsignals dazu führen, dass der im Vergleich zum NÉEL-Wand-Kern deutlich geringere Ladungskontrast der Domänenbereiche messtechnisch nicht erfasst werden kann.

4.4.2 Fernfeldcharakterisierung der magnetischen Feldlandschaft mittels Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie

In den zuvor dargestellten Ergebnissen konnte bereits erfolgreich demonstriert werden, dass *Exchange-Bias* (EB) Schichtsysteme in Kombination mit dem Verfahren der Ionenbeschussinduzierten magnetischen Texturierung verwendet werden können, um die magnetische Partialladungsverteilung in den Domänenwänden zwischen parallelen Streifendomänen gezielt über die Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen (Domänenkonfiguration) einzustellen. Darauf basierend sollte die aus der magnetischen Partialladungsverteilung der Domänenwände resultierende magnetische Feldlandschaft (MFL) quantitativ vermessen werden. In diesem Teil der Arbeit wurden experimentelle Studien zur Charakterisierung der MFL im Fernfeld, d.h. im Abstandsbereich von 750-3000 nm, unternommen, die in Kooperation mit der Arbeitsgruppe SCHÄFER am IFW Dresden entstanden sind und mit einem Raster-HALL-Sonden-Mikroskop (SHPM, engl. *scanning HALL probe microscopy*) der Firma NANOMAGNETICS INSTRUMENTS Ltd. aufgenommen wurden. Hierzu wurde das EB-Prototypsystem $\text{Cu}^{5\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{12\text{ nm}}/\text{Ta}^{10\text{ nm}}$ verwendet, das per Sputterdeposition auf einem natürlich oxidierten, einkristallinen Si(100)-Substrat abgeschieden und mittels IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von $b_F = 5\text{ }\mu\text{m}$ und einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen texturiert wurde (vgl. Abb. 4.13). Die HALL-Sonde wurde im Vorfeld der Messungen in einem homogenen externen Magnetfeld kalibriert (Abb. 4.19), sodass der tatsächliche Wert der MFL der Probe aus der Signalantwort des Sensors (magn. Flussdichte) berechnet werden kann. Wie aus Abb. 4.19 hervorgeht, ist die Signalantwort des Sensors über den relevanten Feldbereich linear, wobei eine intrinsische Verschiebung der Kalibrierkurve von 17,02 G ohne externes Magnetfeld vorliegt. Der OHM'sche Spannungsversatz der Kalibrierkurve ist auf herstellungsbedingte Defekte und Inhomogenitäten in der GaAs/AlGaAs-Halbleiterheterostruktur der HALL-Sonde sowie Ungenauigkeiten in der elektrischen Kontaktierung der HALL-Struktur zurückzuführen (vgl. Abschn. 4.3.1).^[RBW02] Die zur Kalibrierung aufgenommenen Messdaten wurden mittels linearer Regression approximiert, sodass das Antwortsignal des HALL-Sensors $B_{\text{Hall}}(H)$ als Funktion des externen Magnetfelds mit einem Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,98$ in Form von

$$B_{\text{Hall}}(H) = 17,02\text{ G} - 13,28\text{ G}/(\text{kA/m}) \cdot H \quad (4.4.9)$$

dargestellt werden kann. Der mit dem SHPM aufgenommene Messbereich betrug $30 \times 15\text{ }\mu\text{m}^2$ (*xy*-Ebene, vgl. Abb. 4.13) mit einer Digitalauflösung von 512×256 Pixeln, was einer Ortsauflösung von ungefähr 60 nm entspricht. Die Erfassung der Messdaten erfolgte in definierten Abständen zur Probenoberfläche. Der Messabstand wurde über den *lift-off* Parameter des *z*-Piezos, d.h. den Fahrweg der HALL-Sonde senkrecht zur Probenoberfläche, nach erfolgreicher Initialisierung des Tunnelstroms zwischen HALL-Sonde und Probenoberfläche eingestellt. Um die Statistik der Messergebnisse zu erhöhen, wurden für jede Messhöhe jeweils acht aufeinanderfolgende Einzelmessungen durchgeführt und für die erhaltenen Daten das arithmetische Mittel gebildet. Die

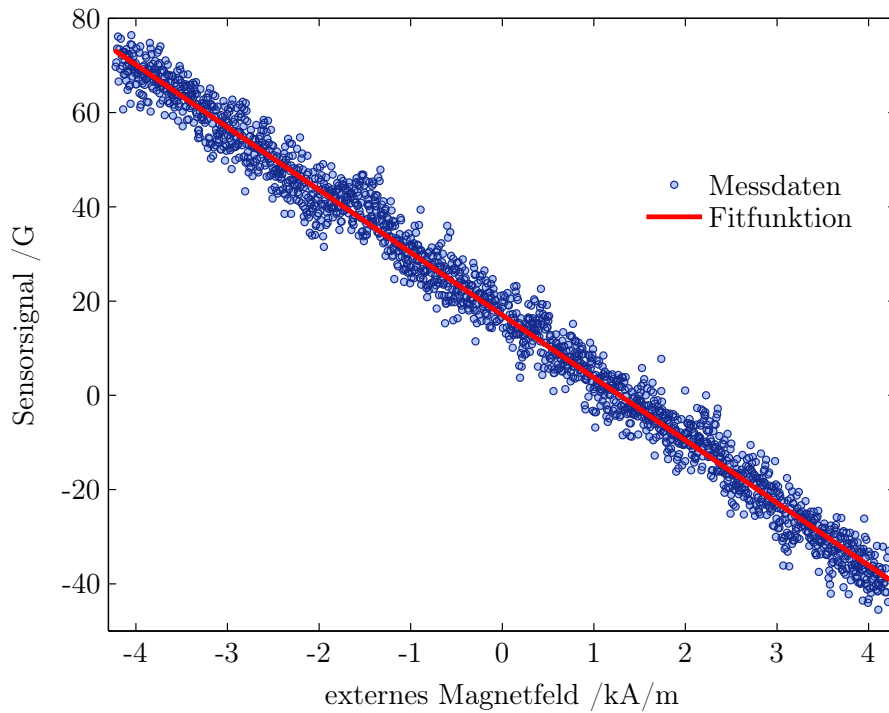


Abbildung 4.19: Auftragung des Sensorsignals als Funktion des externen Magnetfelds zur Kalibrierung der Signalantwort des verwendeten Raster-HALL-Sonden-Mikroskops. Die erhaltenen Messdaten wurden mittels linearer Regression approximiert (Fitfunktion), um das tatsächliche Magnetfeld der Probe aus den Sensordaten zu ermitteln (nach EHRESMANN *et al.*).^[EKH15]

anschließende Verarbeitung der Messdaten erfolgte mittels eines in einer MATLAB-Umgebung realisierten Programms, das die nachfolgenden Aspekte berücksichtigt:^[The11]

- (1) Da die magnetfeldsensitive Achse des HALL-Sensors um 2° bezüglich des Oberflächennormalenvektors der Probe geneigt ist, entspricht das Messsignal einer Überlagerung aus der x - und z -Komponente der MFL der Probe, $H_{x,MFL}$ respektive $H_{z,MFL}$. Die z -Komponente der MFL der Probe wurde nach Gl. 4.3.5 unter Berücksichtigung der für $\theta = 2^\circ$ näherungsweise zu vernachlässigenden x -Komponente $H_{x,MFL}$ aus den Messdaten berechnet.
- (2) Das von der HALL-Sonde aufgezeichnete Antwortsignal in Form der magnetischen Flussdichte der Probe wurde unter Verwendung der im Vorfeld aufgezeichneten Kalibrierkurve in das magnetische Streufeldsignal der Probe umgerechnet.
- (3) Für den Fall, dass die SHPM-Messrichtung nicht senkrecht zur langen Streifenachse der Streifendomänenstruktur des EB-Systems ausgerichtet war, wird der Ausrichtungsfehler durch Drehung der Datenmatrix korrigiert, womit jedoch in Abhängigkeit von der Größe des Versatzes ein Verlust von Messdaten für die weitere Auswertung in den Randbereichen der Matrix einhergeht.

- (4) Der Signalverlauf von $H_{z,\text{MFL}}$ wurde unter der Annahme, dass der Betrag der magnetischen Streufeldstärke $H_{z,\text{MFL}}$ für die gezeigten Materialsysteme im Zentrum der magnetischen Domänen null ist, um den Nullpunkt der Magnetfeldachse zentriert, was näherungsweise einer Korrektur der Messdaten um den Wert des OHM'schen Spannungsversatzes entspricht.

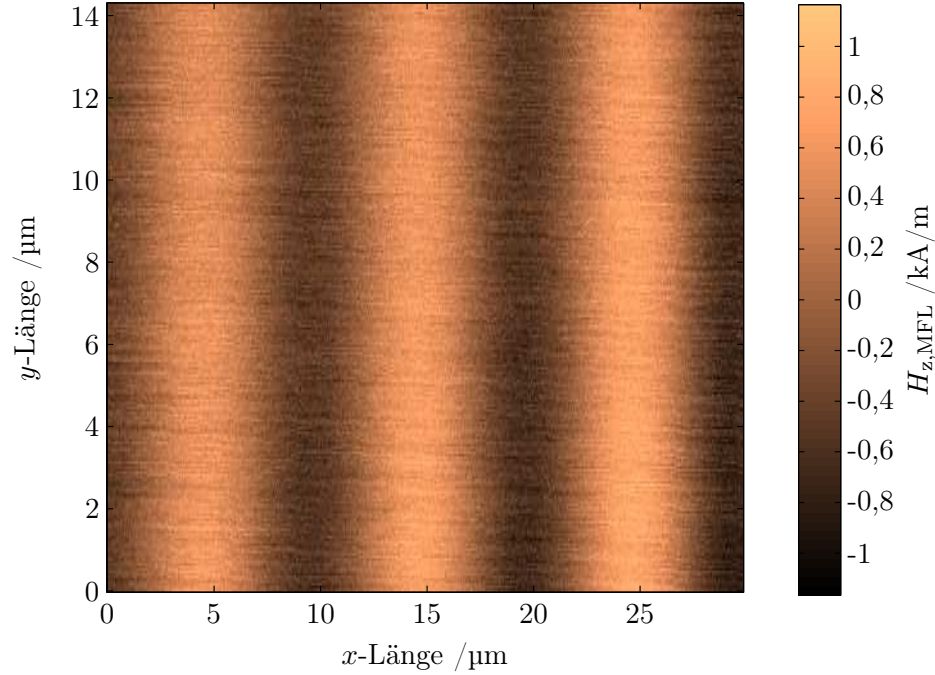


Abbildung 4.20: Beispielhafte Darstellung der aus den SHPM-Daten erhaltenen z -Komponente der MFL $H_{z,\text{MFL}}$ für einen Abstand von 750 nm zur Oberfläche der EB-Streifendomänenstruktur (nach EHRESMANN *et al.*).^[EKH15]

In Abb. 4.20 ist exemplarisch die aus den SHPM-Daten erhaltene z -Komponente der MFL $H_{z,\text{MFL}}$ für einen Abstand von 750 nm zur Oberfläche der EB-Streifendomänenstruktur gezeigt. Die Maxima und Minima von $H_{z,\text{MFL}}$ befinden sich in regelmäßigen Abständen von $5\,\mu\text{m}$ mit einer Periodizität von $10\,\mu\text{m}$, was die während des IBMP festgelegte Breite b_F der EB-Streifendomänenstruktur widerspiegelt. Für eine nähere Betrachtung ist in Abb. 4.21 die z -Komponente der MFL $H_{z,\text{MFL}}$ als Funktion der x -Koordinate, d.h. senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifenstruktur, für die y -Positionen $y = 0\,\mu\text{m}$ und $y = 14\,\mu\text{m}$ dargestellt. Es ist zu erkennen, dass eine signifikante Reduzierung des Betrags von $H_{z,\text{MFL}}$ ausgehend von der Position bei $x = 30\,\mu\text{m}$ und $y = 14\,\mu\text{m}$ sowohl in $-x$ - als auch in $-y$ -Richtung des in Abb. 4.20 gezeigten Koordinatensystems erfolgt. Der Signalunterschied zwischen den gezeigten Linienprofilen für $y = 0\,\mu\text{m}$ und $y = 14\,\mu\text{m}$ ist im Bereich von $x = 20$ – $30\,\mu\text{m}$ innerhalb der statistischen Fluktuation des Messsignals nahezu null. Dieser Umstand ist dadurch zu erklären, dass der Ausgangspunkt der in Abb. 4.20 gezeigten Messungen, d.h. die Position zur Einstellung des Messabstands zwischen HALL-Sonde und Probenoberfläche, bei $x = 30\,\mu\text{m}$ und $y = 14\,\mu\text{m}$ lag. Aufgrund dessen ist davon auszugehen, dass der Messabstand am genauesten in unmittelbarer Umgebung zum Ausgangspunkt der Messungen eingestellt werden konnte. Die laterale Verringerung der Signalintensität ist aller Wahrscheinlich-

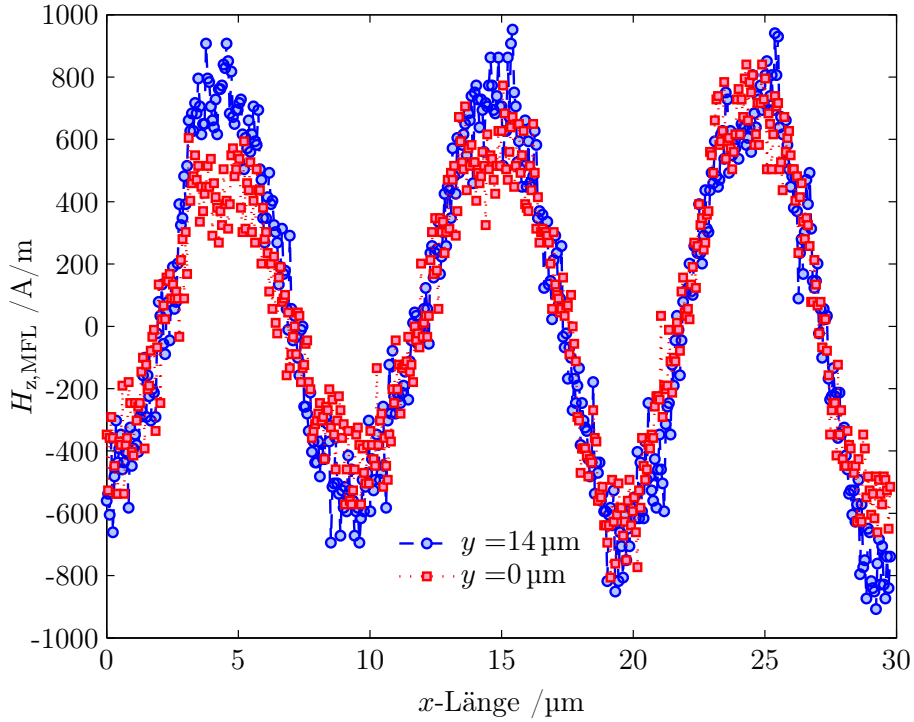


Abbildung 4.21: Linienprofile der z -Komponente der MFL $H_{z,\text{MFL}}$ senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur an den Positionen $y = 0\,\mu\text{m}$ und $y = 14\,\mu\text{m}$ im Abstand von $750\,\text{nm}$ zur Probenoberfläche.

keit nach auf eine Zunahme des effektiven Messabstands zurückzuführen, der vermutlich durch einen thermischen Drift bzw. eine mechanische Verspannung des Piezoaktuators hervorgerufen wurde.

Zur Minimierung des während der Messung auftretenden, systematischen Fehlers durch die laterale Veränderung des Messabstands wurden für die nachfolgende Auswertung der z -Komponente der MFL als Funktion des z -Abstands, d.h. senkrecht zur Probenoberfläche, ausschließlich Messwerte im Bereich von $x = 20\text{--}30\,\mu\text{m}$ berücksichtigt. Die nachfolgend für größere z -Abstände zur Probenoberfläche aufgenommenen Messdaten wurden zunächst in analoger Weise nach dem zuvor vorgestellten Verfahren ausgewertet. Anschließend wurde das arithmetische Mittel von $H_{z,\text{MFL}}$ entlang der y -Richtung im Zentrum der (hh)-Domänenwand bei $x \approx 25\,\mu\text{m}$ (vgl. Abb. 4.20) gebildet und die Standardabweichung des Mittelwerts als Maß für die Abweichung des Mittelwerts vom Mittelwert der Grundgesamtheit bestimmt. Das erhaltene Messsignal der HALL-Sonde entspricht dem arithmetischen Mittel der magnetischen Flussdichte der Probe entlang der Schichtdicke der aktiven Zone der GaAs/AlGaAs-Halbleiterheterostruktur, die unter der Annahme des zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) im Bereich von $1\text{--}2\,\text{nm}$ liegt.^[Was05] Aus den von AHREND *et al.* gezeigten Simulationsdaten des analytischen Modells (vgl. Abschn. 4.2.3) geht hervor, dass die Änderung von $H_{z,\text{MFL}}$ innerhalb des Schichtdickenbereichs des 2DEG in unmittelbarer Nähe zur Probenoberfläche, d.h. in dem Bereich mit der größten Änderungsrate von $dH_{z,\text{MFL}}(z)/dz$

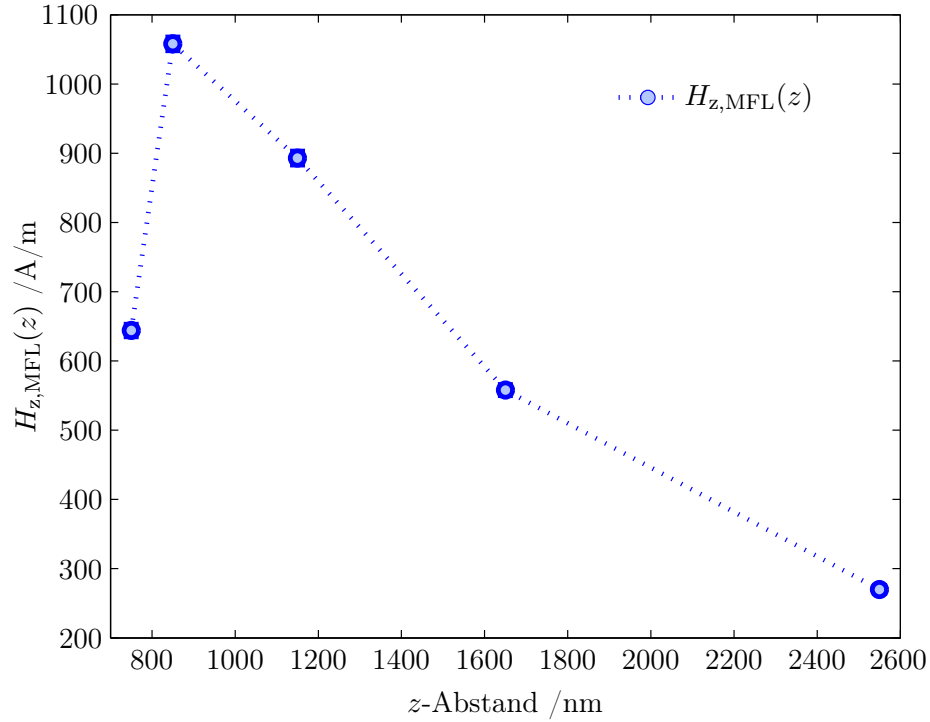


Abbildung 4.22: Mittelwert der aus den SHPM-Daten ermittelten z -Komponente der MFL $H_{z,MFL}$ als Funktion des z -Abstands oberhalb des (hh)-Domänenwandzentrums der zugrunde liegenden magnetischen Streifen-domänenstruktur des magnetisch texturierten EB-Systems. Die gestrichelte Linie dient der optischen Führung (nach EHRESMANN *et al.*).^[EKH15]

für $z \rightarrow 0$, kleiner als 0,1 % ist.^[AHF15] Die effektive Schichtdicke des HALL-Sensors kann daher für die weitere Diskussion vernachlässigt werden.

Abb. 4.22 zeigt den Verlauf von $H_{z,MFL}$ als Funktion des z -Abstands zur Probenoberfläche oberhalb des (hh)-Domänenwandzentrums der EB-Streifendomänenstruktur. Für $H_{z,MFL}$ ist ein exponentieller Abfall im Abstandsbereich von $z = 850$ nm bis $z = 2550$ nm zu beobachten, was in qualitativer Übereinstimmung mit dem inversen Abstandsgesetz der magnetischen Feldstärke mit zunehmendem Abstand zur magnetfeldverursachenden magnetischen Partialladung am Ort der Probe ist.^[HS09] Der im Abstand von $z = 750$ nm erhaltene Wert von $H_{z,MFL} = 644 \pm 9$ nm beträgt jedoch lediglich 60 % des im 100 nm größeren Abstand von $z = 850$ nm ermittelten Werts von $H_{z,MFL} = 1058 \pm 10$ nm. Dies steht im Widerspruch zu der zu erwartenden exponentiellen Zunahme von $H_{z,MFL}$ für $z \rightarrow 0$. Ein ähnlicher Signalverlauf wurde bereits von AHREND *et al.* bei SHPM-Messungen an einer vergleichbaren EB-Streifendomänenstruktur mit dem gleichen Messgerät beobachtet.^[AHF15] Ein vorläufiger Erklärungsansatz basiert darauf, dass der Vortest zur Sicherstellung, dass die HALL-Sonde während der Messung nicht in mechanischen Kontakt zur Probenoberfläche gerät, zu einer im Vergleich zu größeren Messabständen veränderten mechanischen Verspannung des z -Piezoaktuators führt. Somit findet eine Erhöhung des Messabstands im Vergleich zum eingestellten *lift-off* Wert statt. Da der Vortest lediglich für die erste Messung, die

bei einem *lift-off* Wert von 100 nm entsprechend einem effektiven Messabstand von 750 nm (vgl. Gl. 4.3.3) durchgeführt wurde, war dieser Effekt in den Folgemessungen nicht zu beobachten. Der erhaltene Messwert von $H_{z,MFL}$ für $z = 750$ nm wurde aufgrund dessen als Messartefakt betrachtet und in der nachfolgenden Diskussion nicht berücksichtigt.

Die experimentellen Daten wurden anschließend zunächst mit den Ergebnissen des analytischen Modells (vgl. Abschn. 4.2.3) zur theoretischen Beschreibung der MFL oberhalb von (hh)- und (tt)-Streifendomänenstrukturen in ferromagnetischen Dünnschichtsystemen mit *in-plane* Magnetisierung verglichen. Hierzu wurden die in Abb. 4.22 dargestellten Werte mittels nichtlinearer Regression nach Gl. 4.2.12 und der Bedingung, dass das Zentrum der Domänenwand bei $x = 0$ liegt (vgl. Abb. 4.7), approximiert, wobei die remanente Domänenmagnetisierung M_R und der Domänenübergangsparameter a als freie Fitparameter angenommen wurden. Der Einfluss benachbarter Domänenwände wurde aufgrund der Komplexität des aus der Summendarstellung resultierenden analytischen Ausdrucks (vgl. Gl. 4.2.13) für $H_{z,MFL}$ und der gleichzeitig geringen Anzahl an Messdaten vernachlässigt. Dadurch, dass für die nichtlineare Regression nur eine geringe Anzahl an Messdaten vorlag, musste der Wertebereich für die Fitparameter explizit vorgegeben werden, sodass bspw. kein negativer oder ein zu geringer Wert für den Domänenübergangsparameter a erhalten wurde. Zum Vergleich wurde der Domänenübergangsparameter von AHREND *et al.* für das EB-System $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{5\text{ nm}}$ zu $a = 150$ nm bestimmt.^[AHF15] Da die hier gezeigten Ergebnisse für das EB-System $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{12\text{ nm}}$ ermittelt wurden, konnte unter Berücksichtigung der inversen Schichtdickenproportionalität von H_{EB} (Gl. 2.2.1), d.h. $H_{EB} \propto d_F^{-1}$, davon ausgegangen werden, dass $a > 150$ nm ist. Unter den gegebenen Randbedingungen wurden die remanente Magnetisierung und der Domänenübergangsparameter aus der nichtlinearen Regression mit einem Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,92$ erhalten:

$$M_R = 3,14 \cdot 10^5 \text{ A/m}, \quad a = 287 \text{ nm}. \quad (4.4.10)$$

Im analytischen Modell wurde davon ausgegangen, dass die remanente Domänenmagnetisierung der (hh)- und (tt)-Domänenkonfiguration mit der Sättigungsmagnetisierung M_S der ferromagnetischen Schicht gleichgesetzt werden kann. Der aus der nichtlinearen Regression bestimmte Wert für die remanente Domänenmagnetisierung von $M_R = 3,14 \cdot 10^5$ A/m beträgt jedoch lediglich 17% der Sättigungsmagnetisierung von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ mit $M_S = 1,8 \cdot 10^6$ A/m, wohingegen der Wert des Domänenübergangsparameters von $a = 287$ nm im Vergleich zu den von AHREND *et al.* ermittelten Daten in der zu erwartenden Größenordnung liegt.^[AHF15] Für eine detaillierte Diskussion der auftretenden Diskrepanz zwischen den via Regression ermittelten Materialgrößen und den in der Literatur beschriebenen Werten müssen eine Reihe von Faktoren berücksichtigt werden, die im Folgenden näher betrachtet werden sollen:

- (1) Die aus den SHPM-Messungen erhaltenen Ergebnisse stellen generell einen Mittelwert von $H_{z,MFL}$ über die effektive Sensorfläche des HALL-Sensors von $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ dar, wobei für das diffuse Transportregime eine zusätzliche Vergrößerung der effektiven Sensorfläche vorliegt. Unter Berücksichtigung, dass die laterale Änderung von $H_{z,MFL}$ auf einer Längenskala

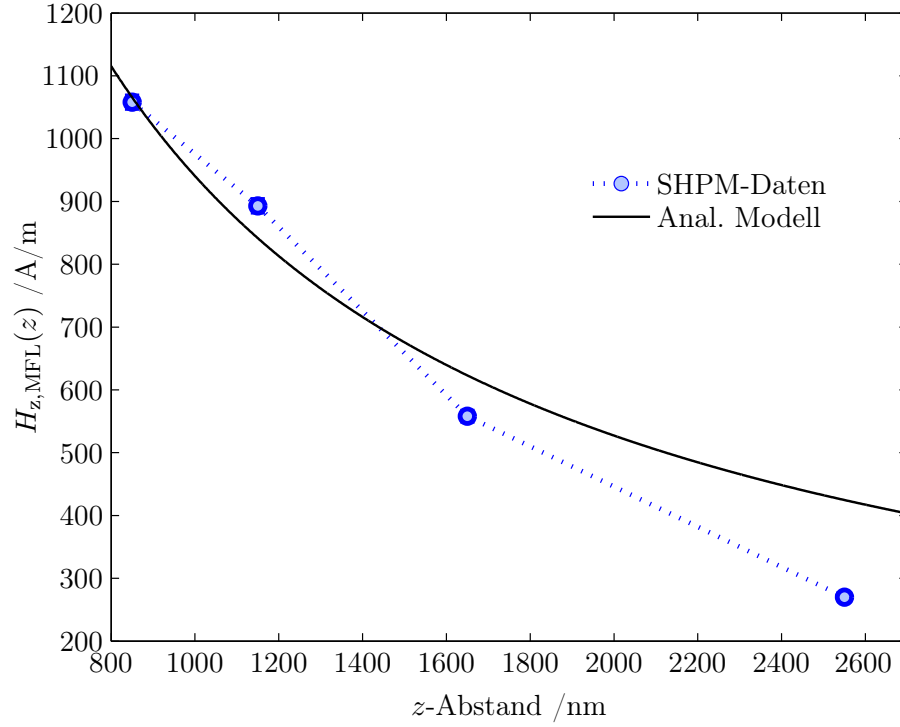


Abbildung 4.23: Vergleich des aus den SHPM-Daten ermittelten Verlaufs von $H_{z,MFL}$ als Funktion des z -Abstands oberhalb des (hh)-Domänenwandzentrums im Abstandsbereich von 850 nm-2550 nm mit dem durch nichtlineare Regression bestimmten Verlauf von $H_{z,MFL}$ des analytischen Modells. Die gestrichelte Linie dient der optischen Führung (nach EHRESMANN *et al.*). [EKH15]

unterhalb der Länge des HALL-Sensors von $1\mu\text{m}$ stattfindet, ist nach AHREND *et al.* und den von IBRAHIM *et al.* vorgestellten Ergebnissen davon auszugehen, dass der tatsächliche Wert von $H_{z,MFL}$ um einen Faktor von 2-3 im Vergleich zu den aufgenommenen SHPM-Messdaten erhöht ist. [AHF15,ISP98]

- (2) Die Anpassung des analytischen Modells an die erhaltenen SHPM-Daten ist aufgrund der geringen Anzahl an Messwerten, der notwendigen Eingrenzung des Wertebereichs für die Fitparameter sowie der Einschränkung hinsichtlich der Wechselwirkung mit dem Streufeldsignal benachbarter Domänenwände nur in einem gewissen Rahmen möglich. Dadurch, dass die exponentielle Abnahme von $H_{z,MFL}(z)$ nach dem analytischen Modell (vgl. Gl. 4.2.12) für $a \rightarrow 0$ maximiert wird, wird eine bessere Übereinstimmung zwischen dem analytischen Modell zu den gezeigten SHPM-Daten für $a = 22 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ und $M_R = 2,43 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ erhalten (Bestimmtheitsmaß $R^2=0,95$). Dabei stellt insbesondere der Wert des Domänenübergangsparameters keine physikalisch sinnvolle Lösung dar. Aus Abb. 4.7 geht zudem hervor, dass für den Fall, dass die Domänenwandbreite mit der Größenordnung der Breite der Streifendomänenstruktur vergleichbar ist, der aus der Arkustangensfunktion resultierende Betrag der remanenten Domänenmagnetisierung lediglich im Bereich von 80-90 % der Sättigungsmagnetisierung des ferromagnetischen Materials liegt. Aufgrund dessen ist

anzunehmen, dass der aus dem analytischen Modell erhaltene Wert der remanenten Domänenmagnetisierung nur für den Grenzfall einer infinitesimal schmalen Domänenwand, d.h. $a \rightarrow 0$, ungefähr der Sättigungsmagnetisierung der ferromagnetischen Schicht entspricht. Ein weiterer Aspekt ist, dass mit dem SHPM unter Berücksichtigung des Messartefakts bei $z = 750$ nm lediglich Messwerte für einen Abstandsbereich von $z = 850$ nm bis $z = 2550$ nm experimentell zugänglich waren, sodass die Extrapolation von $H_{z,MFL}(z)$ für $z \rightarrow 0$ insbesondere aufgrund der nichtlinearen Abstandsabhängigkeit von $H_{z,MFL}(z)$ mit Fehlern behaftet ist.

- (3) Die Materialkonstanten von magnetischen Dünnschichtsystemen sind in der Regel im Vergleich zu den Werten des *bulk*-Materials reduziert, was in Abschnitt 4.4.1 bereits anhand der veränderlichen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ für zwei verschiedene Schichtdicken verdeutlicht wurde. Untersuchungen von LU *et al.* haben gezeigt, dass in Ni-Schichten unterhalb einer Schichtdicke von 50 nm eine nichtlineare Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung mit abnehmender Schichtdicke erfolgt.^[LZJ07] Für das untersuchte System ist die Sättigungsmagnetisierung bei einer Schichtdicke von 5 nm um 50 % im Vergleich zum *bulk*-Material verringert.^[LZJ07] Des Weiteren können strukturelle Defekte in der $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schicht aufgrund des IBMP zu einer lokalen Veränderung der atomaren Struktur und des räumlichen Überlapps der elektronischen Wellenfunktionen führen, wodurch das effektive magnetische Moment pro Volumen bzw. die Sättigungsmagnetisierung verringert wird. Ein weiterer Einflussfaktor ist die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung $M_S(T)$. Allgemein wird hier eine nichtlineare Abnahme des Maximalwerts der Sättigungsmagnetisierung $M_{S,0}$ ausgehend von $T = 0$ K bis zum Phasenübergang vom ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand bei Erreichen der CURIE-Temperatur T_C mit $M_S(T = T_C)$ beobachtet.^[BS05,Kit13,HS09] Der bei Raumtemperatur zu erwartende Wert der Sättigungsmagnetisierung von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ mit einer CURIE-Temperatur von $T_C = 1173$ K wurde nach $M_S(T) = M_{S,0} \cdot (1 - (T/T_C))^\beta$ für $\beta = 0,5$ (Molekularfeldnäherung) zu $M_S(T = 293 \text{ K}) = 0,87 \cdot M_{S,0}$ bestimmt. Aufgrund dessen liegt bereits bei Raumtemperatur eine nicht zu vernachlässigende Änderung der Sättigungsmagnetisierung vor.^[DO97,BS05,Kit13]

Der Vergleich mit den SHPM-Daten hat gezeigt, dass der abstandsabhängige Verlauf der MFL der EB-Streifendomänenstruktur im Fernfeld der Probe, d.h. im Abstandsbereich von 850 nm bis 2550 nm, quantitativ mit dem analytischen Modell (vgl. Abschn. 4.2.3) reproduziert werden kann. Für die Anpassung des analytischen Modells an die SHPM-Daten wurde bisher ausschließlich die z -Komponente der MFL betrachtet, da der aus dem analytischen Modell hervorgehende Ausdruck für $H_z(x, z)$ lediglich aus einem nichtlinearen Term besteht. Dahingegen muss zur Bestimmung von $H_x(x, z)$ die Summe über zwei nichtlineare Funktionen gebildet werden (vgl. Gl. 4.2.11 und Gl. 4.2.12). Da beide Gleichungen vollständig durch die remanente Domänenmagnetisierung M_R und den Domänenübergangsparameter a bestimmt sind, können die aus der nichtlinearen Regression bezüglich der z -Komponente der MFL erhaltenen Daten zur Berechnung von $H_x(x, z)$ nach Gl. 4.2.11 verwendet werden.

Das analytische Modell ist generell auf die Beschreibung der MFL oberhalb von (hh)- und (tt)-Domänenwänden mit symmetrischer magnetischer Partialladungsverteilung bzgl. des Domänenwandzentrums limitiert. Der Grund hierfür liegt in der Annahme, dass die räumliche Änderung der x -Komponente der Domänenmagnetisierung M_x senkrecht zur langen Streifenachse mittels einer Arkustangensfunktion approximiert werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein alternativer Ansatz zur theoretischen Beschreibung der MFL oberhalb von nahezu beliebigen Domänenkonfigurationen entwickelt. Die getroffenen physikalischen Annahmen des Modells sollen im Folgenden zunächst kurz vorgestellt und der daraus erhaltene Ausdruck für die z -Komponente der MFL anschließend mit den experimentell ermittelten SHPM-Daten und den Ergebnissen des analytischen Modells verglichen werden. Die Grundlage des Modells besteht darin, dass zunächst das magnetische Skalarpotential $\Phi(\vec{r})$ aus der magnetischen Partialladungsverteilung der Probe berechnet wird. Die magnetische Feldlandschaft der Probe $\vec{H}_{\text{MFL}}(\vec{r})$ wird anschließend aus dem räumlichen Gradienten des magnetischen Skalarpotentials nach

$$\vec{H}_{\text{MFL}}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\Phi(\vec{r}) \quad (4.4.11)$$

erhalten, wobei $\vec{r} = (x, y, z)$ den Abstandsvektor in kartesischen Koordinaten beschreibt.^[HS09,Nol11] In dünnen ferromagnetischen Schichten mit *in-plane* Magnetisierung wird die Existenz von magnetischen Volumenladungen ϱ_V durch die räumlichen Divergenz der Magnetisierungsverteilung der Probe $\vec{M}_P(\vec{r})$ in den NÉEL-Wänden zwischen benachbarten Domänen mit nicht kollinearer Ausrichtung der Domänenmagnetisierung hervorgerufen, die in Form von

$$\varrho_V = -\text{div} \left(\vec{M}_P(\vec{r}) \right) \quad (4.4.12)$$

zum Ausdruck gebracht werden.^[HS09] Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 gezeigt wurde, können die magnetischen Partialladungen im Volumenbereich der Probe ϱ_V in äquivalenter Weise durch magnetische Oberflächenladungen ϱ_S dargestellt werden. Diese treten an der Grenzfläche im Volumenbereich zwischen benachbarten Domänen, d.h. parallel zur Domänenwandebene (vgl. Abb. 4.13), auf. Die magnetischen Oberflächenladungen werden über das Skalarprodukt aus dem Domänenwandnormalenvektor \vec{n}_W und der Sättigungsmagnetisierung der ferromagnetischen Schicht \vec{M}_S beschrieben (vgl. Abb. 4.13), es ist:^[HS09]

$$\varrho_S = \vec{n}_W \cdot \vec{M}_S. \quad (4.4.13)$$

Das daraus resultierende magnetische Skalarpotential $\Phi(\vec{r})$ wird über das Volumen- bzw. das Oberflächenintegral über die magnetischen Volumen- bzw. Oberflächenladungen der Probe wie folgt erhalten:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\varrho_V(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\varrho_S(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS', \quad (4.4.14)$$

wobei der Vektor \vec{r} den Aufpunkt bzw. den Ort des Beobachtungspunkts und der Vektor \vec{r}' die Integrationsvariable darstellt.^[HS09] Für das magnetische Skalarpotential aus Gl. 4.4.14 werden

aufgrund des abstandsabhängigen Terms im Nenner des Integranden nur unter speziellen Randbedingungen hinsichtlich der zugrunde liegenden magnetischen Partialladungsverteilung $\varrho_V(\vec{r}')$ bzw. $\varrho_S(\vec{r}')$ analytische Lösungen erhalten (vgl. analytisches Modell). Um dieses mathematische Problem zu umgehen, wird der Nenner des Integranden $1/|\vec{r} - \vec{r}'|$ üblicherweise über eine TAYLOR-Reihenentwicklung (Multipolentwicklung) um die Position $\vec{r}' = 0$ dargestellt, es ist:^[Nol11]

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{|\vec{r}|} + \frac{\vec{r}' \cdot \vec{r}}{|\vec{r}|^3} + \dots \quad (4.4.15)$$

Dadurch, dass der Ausdruck $|\vec{r} - \vec{r}'|$ um die Position von $\vec{r}' = 0$ sehr klein ist, wird üblicherweise nach dem ersten Glied der Multipolentwicklung (Monopolterm) abgebrochen. Die Monopolnäherung ist für die Beschreibung von (hh)- und (tt)-Domänenwänden zudem dadurch begründet, dass in geladenen Domänenwänden ein Überschuss von magnetischen Partialladungen eines Ladungstyps vorliegt (vgl. Abb. 4.13), weshalb höhere Terme eine untergeordnete Rolle spielen. Das Ergebnis der Monopolnäherung ist umso genauer, je geringer die Domänenwandbreite und je kleiner das Integrationsvolumen ist. Der Vorteil der Multipolentwicklung besteht darin, dass das Integral aus Gl. 4.4.14 für nahezu beliebige magnetische Partialladungsverteilungen analytisch lösbar ist. Ein wesentlicher Nachteil ist, dass die räumliche Information über die magnetische Ladungsverteilung bzw. das damit assoziierte magnetische Streufeld im Nahfeld der Probe verloren geht. Dieser Aspekt ist jedoch essentiell für die quantitative Modellierung der hier zu betrachtenden Domänenkonfigurationen sowie der damit korrelierenden Anwendungen und ist folglich ein Ausschlusskriterium für die Multipolentwicklung.

Das Volumenintegral des magnetischen Skalarpotentials aus Gl. 4.4.14 kann neben den Randbedingungen des analytischen Modells für die Annahme einer konstanten Ladungsdichte $\varrho_V(\vec{r}')$ analytisch gelöst werden. Daher wurde die räumliche Verteilung der magnetischen Partialladungen $\varrho_V(\vec{r}')$ in Analogie zur RIEMANN'schen Summendarstellung des Integrals als Summe von Rechtecken, d.h. Bereichen konstanter Ladungsdichte entsprechend dem Funktionswert der magnetischen Partialladungsverteilung an der Stelle \vec{r}' , angenähert (vgl. Abb. 4.24). Die magnetische Partialladungsverteilung der (hh)- bzw. (tt)-Domänenwand ändert sich unter Vernachlässigung von prozessbedingten Abweichungen während des IBMP ausschließlich entlang der x -Richtung (vgl. Abb. 4.13). Diese kann somit über die Summe von Bereichen konstanter Ladungsdichte mit der Breite B parallel zur x -Richtung und der Länge L parallel zur y -Richtung dargestellt werden, wodurch sich der Ausdruck für $\varrho_V(\vec{r}')$ zu $\varrho_V(\vec{r}') = \varrho_{V,y,z}(x)$ vereinfacht (vgl. Abb. 4.24). Das Bezugssystem wird unter der Annahme von identischen Anisotropieparametern in den benachbarten Domänen so gewählt, dass die magnetische Partialladungsverteilung der (hh)- bzw. (tt)-Domänenwand symmetrisch bezüglich des Koordinatenursprungs bei $x = 0$ und $y = 0$ verläuft (Abb. 4.24). Des Weiteren wird die Anzahl von Rechtecken N_B der Breite B über die Gesamtbreite w_ϱ der magnetischen Partialladungsverteilung vorgegeben. Da die Schichtdicke des Ferromagneten in dünnen Schichten klein gegenüber der Domänenwandbreite ist (vgl. Abschn. 4.2.1), kann die Integration entlang der z -Richtung in erster Näherung vernachlässigt und stattdessen die Gesamtladung proportional mit der Ferromagnetschichtdicke d_F skaliert werden. Dies

entspricht qualitativ einer Projektion der magnetischen Partialladungen im Volumenbereich der Probe auf eine infinitesimal dünne Schicht. Unter Berücksichtigung der getroffenen Annahmen kann das magnetische Skalarpotential $\Phi(\vec{r})$ in Form von

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^{n=N_B} \varrho_{V,y,z}(x = s(i)) \cdot \int_{[-B/2+s(i)]-L/2}^{[+B/2+s(i)]+L/2} \int \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dy' dx' \quad (4.4.16)$$

erhalten werden, wobei $s(i) = [((1 - N_B) \cdot B)/2] + (x_i - 1) \cdot B$ die Schwerpunktverschiebung des i -ten Rechtecks bezüglich des Koordinatenursprungs beschreibt (Herleitung der finalen Gleichung siehe Abschn. 8.2 des Anhangs). Die Gesamtladung ϱ_G der (hh)- bzw. (tt)-Domänenwand paral-

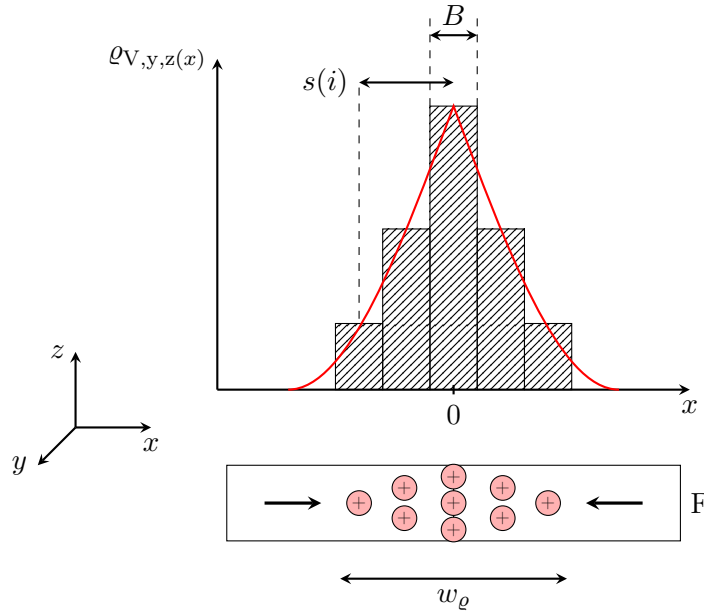


Abbildung 4.24: Exemplarische Annäherung der magnetischen Partialladungsverteilung $\varrho_{V,y,z}(x)$ (rote Linie) innerhalb der (hh)-Domänenwand (schematisch gezeigt für die ferromagnetische Schicht (F)) als Summe von Rechtecken. Bereiche konstanter Ladungsdichte der Breite B entsprechen dem Funktionswert von $\varrho_{V,y,z}(x)$ an der Stelle $x = s(i)$, wobei $s(i)$ die Schwerpunktverschiebung des i -ten Rechtecks bezüglich des Koordinatenursprungs beschreibt. Die Anzahl von Rechtecken N_B der Breite B wird über die Gesamtbreite w_ρ der magnetischen Partialladungsverteilung vorgegeben (nach EHRESMANN *et al.*).^[EKH15]

lel zur xz -Ebene (vgl. Abb. 4.13) wird unter Berücksichtigung von Gl. 4.2.7 über die Schichtdicke d_F und die Sättigungsmagnetisierung M_S des Ferromagneten vorgegeben und entsprechend der räumlichen Struktur der magnetischen Partialladungsverteilung $\varrho_{V,y,z}(x)$ innerhalb der Domänenwand verteilt. Es ist:

$$\varrho_G = 2 \cdot M_S \cdot d_F = \sum_{i=1}^{n=N_B} \varrho_{V,y,z}(x = s(i)) \cdot B. \quad (4.4.17)$$

Für die numerischen Simulationen wurde eine reguläre Gitterstruktur mit einer Gesamtfläche von $10 \times 6 \mu\text{m}^2$ parallel zur xz -Ebene (vgl. Abb. 4.24) mit einer quadratischen Gitterelementgröße von

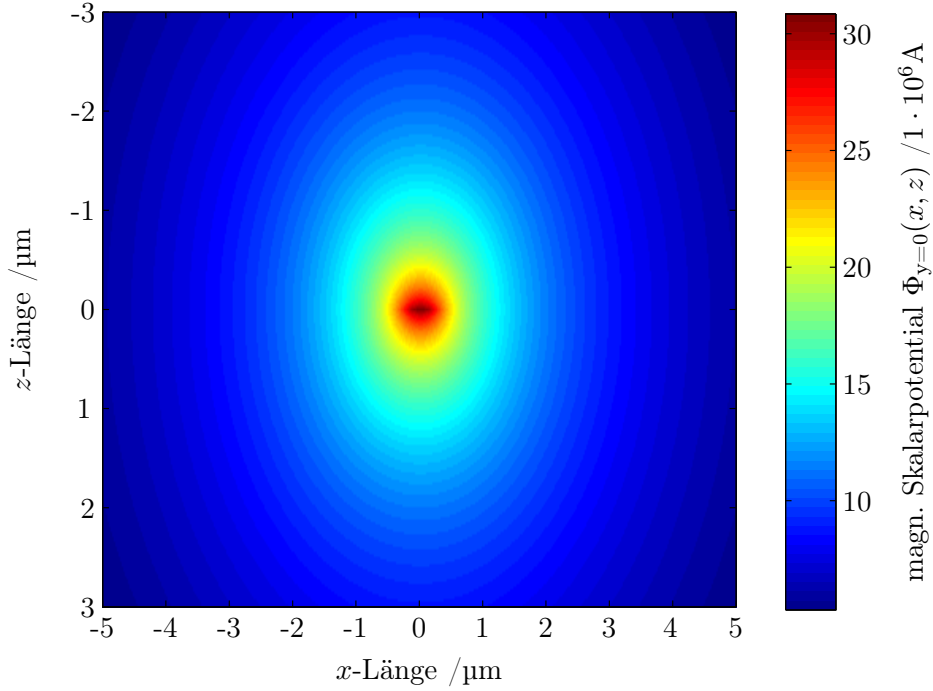


Abbildung 4.25: Exemplarische Darstellung des resultierenden magnetischen Skalarpotentials $\Phi_{y=0}(x, z)$ entlang der xz -Ebene für $y = 0$, basierend auf der Annahme einer GAUSS'schen Normalverteilung mit einer Standardabweichung von $\sigma = 300 \text{ nm}$ und einem Erwartungswert von $\mu = 0$ für die magnetische Partialladungsverteilung $\varrho_{V,y,z}(x)$ einer (hh)-Domänenwand. Die Sättigungsmagnetisierung der ferromagnetischen Schicht ($\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$) wurde zu $M_S = 1,8 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ und die Schichtdicke zu $d_F = 12 \text{ nm}$ angenommen.

$25 \times 25 \text{ nm}^2$ zugrunde gelegt. Der Schnittpunkt der xz -Ebene mit der y -Achse bei $y = 0$ wurde entsprechend den symmetrischen Integrationsgrenzen aus Gl. 4.4.16 gelegt. Bevor die Daten der numerischen Simulationen mit den experimentellen Ergebnissen der SHPM-Messungen und dem analytischen Modell verglichen werden, wurde zunächst untersucht, welchen Einfluss die Integrationsgrenzen entlang der y -Richtung, die räumliche Gestalt der magnetischen Partialladungsverteilung parallel zur x -Achse $\varrho_{V,y,z}(x)$ sowie die Überlagerung des magnetischen Streufelds benachbarter Domänenwände auf den abstandsabhängigen Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ senkrecht zur Probenoberfläche im Zentrum einer (hh)-Domänenwand ausüben. Hierzu wurde eine GAUSS'sche Normalverteilung für $\varrho_{V,y,z}(x)$ mit einer Standardabweichung von $\sigma = 300 \text{ nm}$ und einem Erwartungswert von $\mu = 0$ gewählt. Dies entspricht den oben genannten Randbedingungen für eine (hh)-Domänenwand, wobei die Rechteckbreite zur Approximation der magnetischen Partialladungsverteilung zu $B = 50 \text{ nm}$ festgelegt wurde. Die Sättigungsmagnetisierung von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ wurde zunächst zu $M_S = 1,8 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ und die Ferromagnetschichtdicke zu $d_F = 12 \text{ nm}$ angenommen.^[GM97] Die Gesamtlänge der Ladungsverteilung entlang der y -Richtung wurde zwischen $L = 1 \text{ nm}$ und $L = 15 \mu\text{m}$ variiert. Das aus Gl. 4.4.16 resultierende magnetische Skalarpoten-

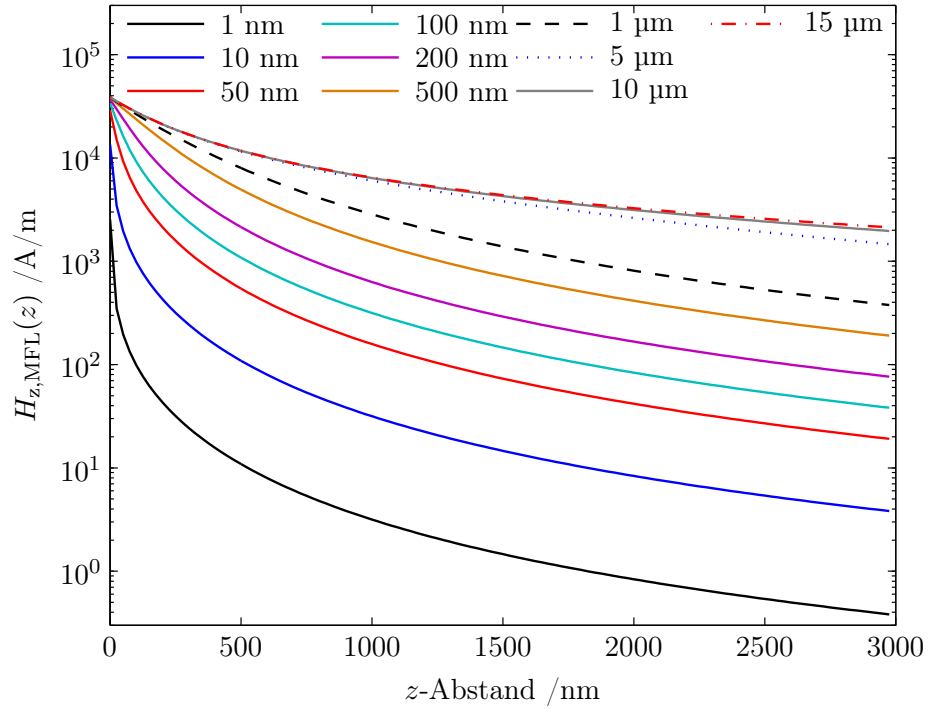


Abbildung 4.26: Logarithmische Darstellung des abstandsabhängigen Verlaufs der z -Komponente der MFL $H_{z,MFL}(z)$ als Funktion des z -Abstands im Zentrum der (hh)-Domänenwand, gezeigt für verschiedene Werte von L im Bereich von 1 nm bis 15 μm des Integrationsbereichs des numerischen Modells in y -Richtung, d.h. parallel zur langen Streifenkante der EB-Streifendomänenstruktur.

tial $\Phi_{y=0}(x, z)$ entlang der xz -Ebene bei $y = 0$ ist exemplarisch für $L = 10 \mu\text{m}$ in Abb. 4.25 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Betrag des magnetischen Skalarpotentials im Zentrum der (hh)-Domänenwand entsprechend der zugrunde gelegten magnetischen Partialladungsverteilung am größten ist und exponentiell entlang der x - und z -Richtung abnimmt. Die erhaltenen Äquipotentiallinien verlaufen ellipsenförmig um das Zentrum der magnetischen Partialladungsverteilung.

Abb. 4.26 zeigt den abstandsabhängigen Verlauf der nach Gl. 4.4.11 aus $\Phi_{y=0}(x, z)$ berechneten z -Komponente der MFL $H_{z,MFL}(z)$ als Funktion des z -Abstands im Zentrum der (hh)-Domänenwand in Abhängigkeit vom Integrationsbereich des Modells in y -Richtung (Probengröße L). Aus dem gezeigten logarithmischen Verlauf von $H_{z,MFL}(z)$ ist ersichtlich, dass für eine laterale Strukturgröße unterhalb von $L = 1 \mu\text{m}$ eine deutlich stärkere Dämpfung hinsichtlich des exponentiellen Abfalls von $H_{z,MFL}(z)$ vorliegt. Beispielsweise ist der Wert von $H_{z,MFL}$ im Abstand von $z = 3 \mu\text{m}$ für $L = 1 \text{ nm}$ im Vergleich zu $L = 1 \mu\text{m}$ um fast drei Größenordnungen reduziert. Im Unterschied dazu ist der Einfluss der Strukturgröße L auf den abstandsabhängigen Verlauf von $H_{z,MFL}(z)$ für $L \geq 10 \mu\text{m}$ zu vernachlässigen. Dieser Umstand ist dadurch begründet, dass in der Lösung des Doppelintegrals (Gl. 4.4.16) Terme auftreten, die mit einer Arkustangensfunktion moduliert sind (siehe Abschn. 8.2) und deren Funktionswert für $L \rightarrow \infty$ asymptotisch gegen den

Grenzwert von $\pm\pi/2$ strebt. Dadurch, dass die y -Länge der magnetischen Domänenstruktur für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materialsysteme mit der Kantenlänge der Probe von 15 mm gleichzusetzen ist, kann die strukturgrößenabhängige Änderung des abstandsabhängigen Verlaufs von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ in der nachfolgenden Betrachtung vernachlässigt werden.

Der Einfluss der magnetischen Partialladungsverteilung $\varrho_{V,y,z}(x)$ auf den Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ wurde für eine laterale Strukturgröße von $L = 15$ mm (Sättigungsbereich) unter Berücksichtigung der Materialparameter von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ für verschiedene Werte von σ als Maß für die Domänenwandbreite im Bereich von $\sigma = 50$ nm bis $\sigma = 1000$ nm untersucht. Hierfür wurde die Annahme getroffen, dass $\varrho_{V,y,z}(x)$ in einer (hh)-Domänenwand mittels einer GAUSS'schen Normalverteilung approximiert werden kann. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 4.27 zusammengefasst dargestellt. Wie in der logarithmischen Auftragung von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ zu erkennen ist, liegen im

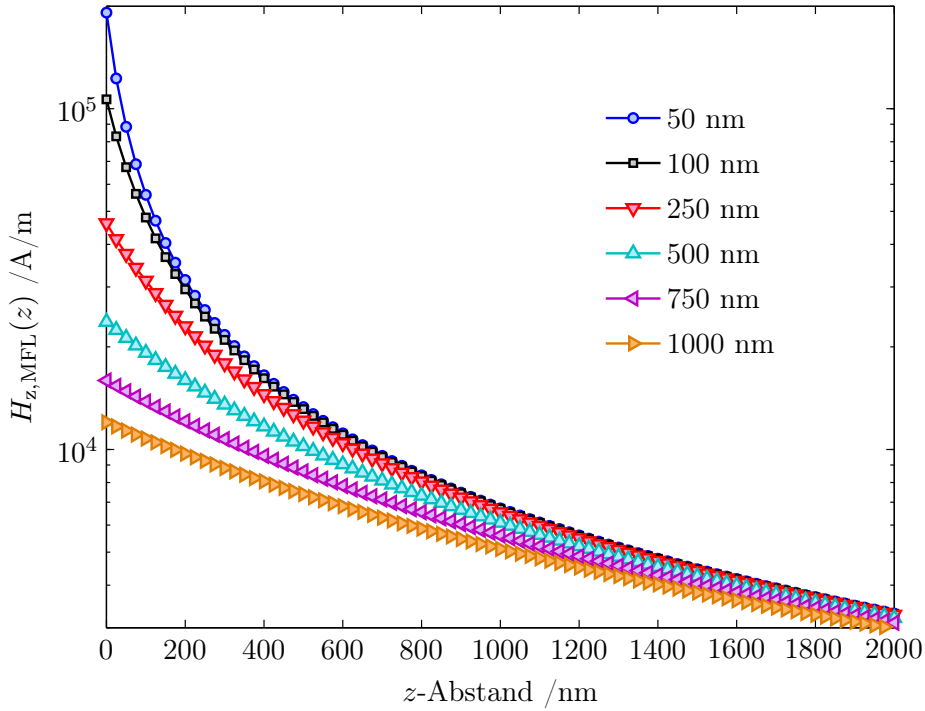


Abbildung 4.27: Abstandsabhängiger Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ im Zentrum einer (hh)-Domänenwand senkrecht zur Probenoberfläche für die Annahme einer GAUSS'schen Normalverteilung für die magnetische Partialladungsverteilung $\varrho_{V,y,z}(x)$ entlang der x -Richtung, gezeigt für verschiedene Domänenwandbreiten in Form der Standardabweichung σ . Die Ausdehnung der Partialladungsverteilung entlang der y -Richtung wurde zu $L = 15$ mm angenommen.

Nahfeld der Probe, d.h. im Abstandsbereich von 0 nm bis ca. 1500 nm, deutliche Unterschiede bzgl. des Betrags und der Dämpfung des exponentiellen Abfalls von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ in Abhängigkeit von σ bzw. der Domänenwandbreite vor. Sowohl der Maximalwert von $H_{z,\text{MFL}}$ für $z = 0$ als auch die Dämpfung des exponentiellen Abfalls werden mit zunehmender Domänenwandbreite kleiner. Eine Erklärung ist, dass die aus der Domänenkonfiguration und Ferromagnetschichtdicke resul-

tierende Gesamtladung der Domänenwand ϱ_G nach Gl. 4.4.17 auf die räumliche Struktur der magnetischen Partialladungsverteilung $\varrho_{V,y,z}(x)$ innerhalb der Domänenwand verteilt wird. Hierdurch wird die Anzahl der magnetischen Partialladungen im Zentrum der Domänenwand sowie die räumliche Änderungsrate der magnetischen Partialladungsverteilung $d\varrho_{V,y,z}(x)/dx$ bezüglich des Domänenwandzentrums mit zunehmender Domänenwandbreite geringer. Der integrale Wert der x - und z -Komponente der MFL ist jedoch unter der Bedingung, dass die Integrationsgrenzen zu $x \rightarrow \pm\infty$ und $z \rightarrow \pm\infty$ gewählt werden, für verschiedene Werte von σ und eine gleich bleibende Anzahl an magnetischen Partialladungen konstant. Insbesondere die reduzierte Anzahl an magnetischen Partialladungen im Zentrum der Domänenwand bedingt, dass der Betrag von $H_{z,MFL}$ in unmittelbarer Nähe zur Probenoberfläche für größere Werte von σ geringer wird. Im Gegensatz dazu wird im Fernfeld, d.h. für $z \geq 1500$ nm, ein nahezu identischer Verlauf von $H_{z,MFL}(z)$ beobachtet (vgl. Abb. 4.27). Der Grund hierfür ist, dass die räumliche Ausdehnung der magnetischen Partialladungsverteilung für $z \gg \sigma$, d.h. die laterale Ausdehnung der magnetischen Partialladungsverteilung ist sehr viel kleiner als der z -Abstand zur Ladungsverteilung, vernachlässigt werden kann. Dies beschreibt folglich den Übergang zur Monopolnäherung aus Gl. 4.4.15.

Ein weiterer Aspekt bzgl. des abstandsabhängigen Verlaufs von $H_{z,MFL}$ ist das im Vergleich zur (hh)-Domänenwand invertierte magnetische Streufeldsignal der benachbarten (tt)-Domänenwände. Um diesen Faktor zu berücksichtigen, wurde zunächst der abstandsabhängige Verlauf von $H_{z,MFL}(z)$ für einen seitlichen Abstand von $5\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $10\text{ }\mu\text{m}$ in x -Richtung entsprechend der einfachen bzw. doppelten Domänenbreite b_F der magnetischen Streifendomänenstruktur des EB-Systems untersucht (vgl. Abb. 4.13). Dies entspricht qualitativ einer Nächsten-Nachbar-Wechselwirkung zwischen den zunächst als isoliert betrachteten magnetischen Streufeldsignalen der Domänenwände in verschiedenen Abständen. Für die magnetische Partialladungsverteilung der (tt)-Domänenwand wurde ebenfalls eine GAUSS'sche Normalverteilung für $\varrho_{V,y,z}(x)$ mit $\sigma = 300$ nm und einer lateralen Strukturgröße von $L = 15$ nm angenommen. Das Vorzeichen der Ladungsverteilung wurde entsprechend des Partialladungstyps der (tt)-Domänenwand invertiert. Der abstandsabhängige Verlauf des Betrags der z -Komponente der MFL der (tt)-Domänenwand $|H_{z,MFL}(x, z)|$ ist in Abb. 4.28 in Relation zum abstandsabhängigen Verlauf der z -Komponente der MFL der (hh)-Domänenwand $H_{z,MFL}(x = 0, z)$ für verschiedene x -Abstände zwischen den Domänenwandzentren gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Betrag der z -Komponente des magnetischen Streufeldsignals der (tt)-Domänenwand für $x = 5\text{ }\mu\text{m}$ im Abstandsbereich von $z = 0 - 1\text{ }\mu\text{m}$ im Bereich von $0 - 5\%$ liegt. Dahingegen liegt für einen z -Abstand von $z = 5 - 10\text{ }\mu\text{m}$ ein prozentualer Wert von $40 - 75\%$ bzgl. des Streufeldsignals der (hh)-Domänenwand vor. Für $x = 10\text{ }\mu\text{m}$, was einer theoretischen Streifendomänenbreite des EB-Systems von $b_F = 10\text{ }\mu\text{m}$ entspricht, ist der prozentuale Wert von $|H_{z,MFL}(x, z)|$ aufgrund der exponentiellen Abstandsabhängigkeit des magnetischen Streufelds der (tt)-Domänenwand geringer und beträgt im Abstandsbereich von $z = 0 - 3\text{ }\mu\text{m}$ $0 - 5\%$ sowie $15 - 40\%$ für einen z -Abstand von $5 - 10\text{ }\mu\text{m}$. Generell ist für den gezeigten Abstandsbereich eine nichtlineare Zunahme des prozentualen Werts des magnetischen Streufeldsignals der benachbarten (tt)-Domänenwand zu erkennen. Insbesondere findet für

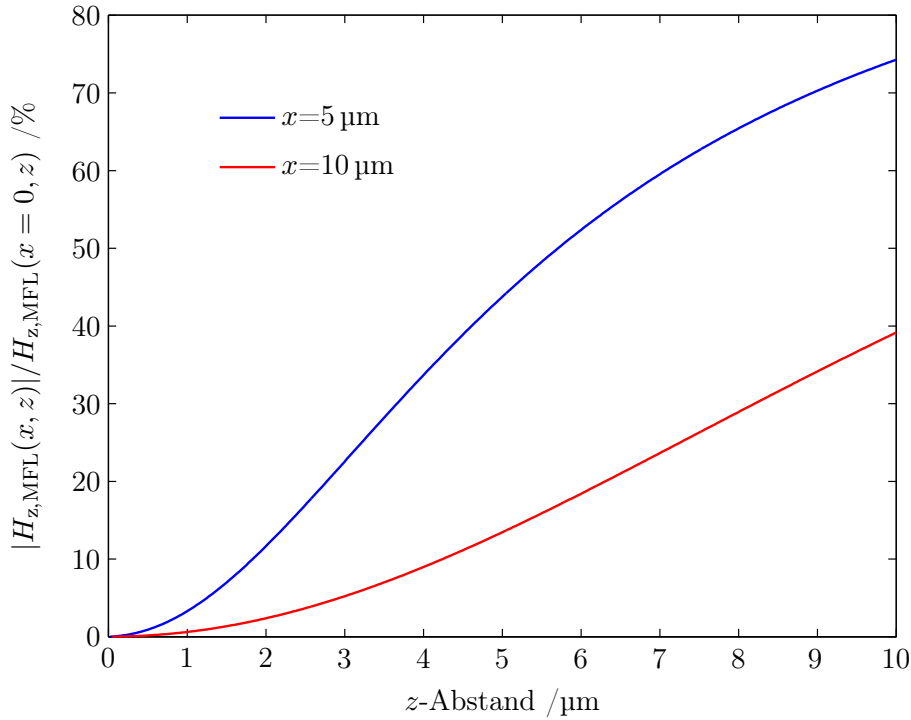


Abbildung 4.28: Betrag der z -Komponente der MFL einer (tt)-Domänenwand $|H_{z,\text{MFL}}(x, z)|$ in Relation zum Streufeldsignal einer benachbarten (hh)-Domänenwand $H_{z,\text{MFL}}(x=0, z)$ als Funktion des z -Abstands senkrecht zur Probenoberfläche, gezeigt für verschiedene x -Abstände des (tt)-Domänenwandzentrums bzgl. des (hh)-Domänenwandzentrums an der Stelle $x=0$.

größere Probenabstände, d.h. für $z \geq 1 \mu\text{m}$ bei einer magnetischen Streifendomänenbreite von $b_F = 5 \mu\text{m}$, eine signifikante Beeinflussung der z -Komponente des magnetischen Streufeldsignals der (hh)-Domänenwand aufgrund der Nächsten-Nachbar-Wechselwirkung statt. Um diesen Umstand beim Vergleich mit den experimentellen Daten näherungsweise zu berücksichtigen, wurde die z -Komponente der MFL der (hh)-Domänenwand mit der jeweiligen z -Komponente der MFL der beiden benachbarten (tt)-Domänenwänden, die sich jeweils im Abstand von $5 \mu\text{m}$ entsprechend der magnetischen Streifendomänenbreite des EB-Systems befinden, überlagert. Aufgrund der lateralen Reichweite der z -Komponente der MFL ist es für eine insgesamt noch adäquatere Beschreibung der Streufeldsignalüberlagerung erforderlich, neben der nächsten Nachbar- auch Übernächste-Nachbar-Wechselwirkungen zu berücksichtigen. Dies wurde jedoch aufgrund der wechselseitigen Beeinflussung des magnetischen Streufeldsignals benachbarter Domänenwände und der daraus resultierenden Komplexität in der nachfolgenden Betrachtung vernachlässigt. Grundsätzlich ist für eine große Anzahl N an Domänenübergängen zu erwarten, dass sich der Einfluss durch die Nächste- und Übernächste-Nachbar-Wechselwirkung asymptotisch einem Grenzwert bzgl. $H_{z,\text{MFL}}(z)$ annähert, was in Form einer Reihendarstellung mathematisch berücksichtigt werden kann.

Für den Vergleich mit den SHPM-Daten und den Ergebnissen des analytischen Modells wurde zunächst $H_{z,\text{MFL}}$ im Zentrum der (hh)-Domänenwand für die Materialparameter von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ mit einer Schichtdicke von $d_F = 12 \text{ nm}$ und einer Sättigungsmagnetisierung von $M_S = 1,8 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ sowie einer GAUSS'schen Normalverteilung für $\varrho_{V,y,z}(x)$ mit $\sigma = 300 \text{ nm}$ und einer lateralen Strukturgröße von $L = 15 \text{ nm}$ berechnet. Anschließend wurde dieses mit dem Streufeldsignal zweier im Abstand von $5 \mu\text{m}$ benachbarten (tt)-Domänenwänden überlagert, um die Nächste-Nachbar-Wechselwirkung näherungsweise zu berücksichtigen. Der so erhaltene Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}$ wurde zunächst mit einem linearen Faktor α skaliert, der die Summe der Abweichungsquadrate zwischen den SHPM- und Simulationsdaten minimiert (lineare Regression ohne konstanten Verschiebungsfaktor). Der bei $z = 750 \text{ nm}$ aufgenommene Messwert wurde aufgrund der weiter oben getroffenen Argumentation für die Regression vernachlässigt. Der Skalierungsfak-

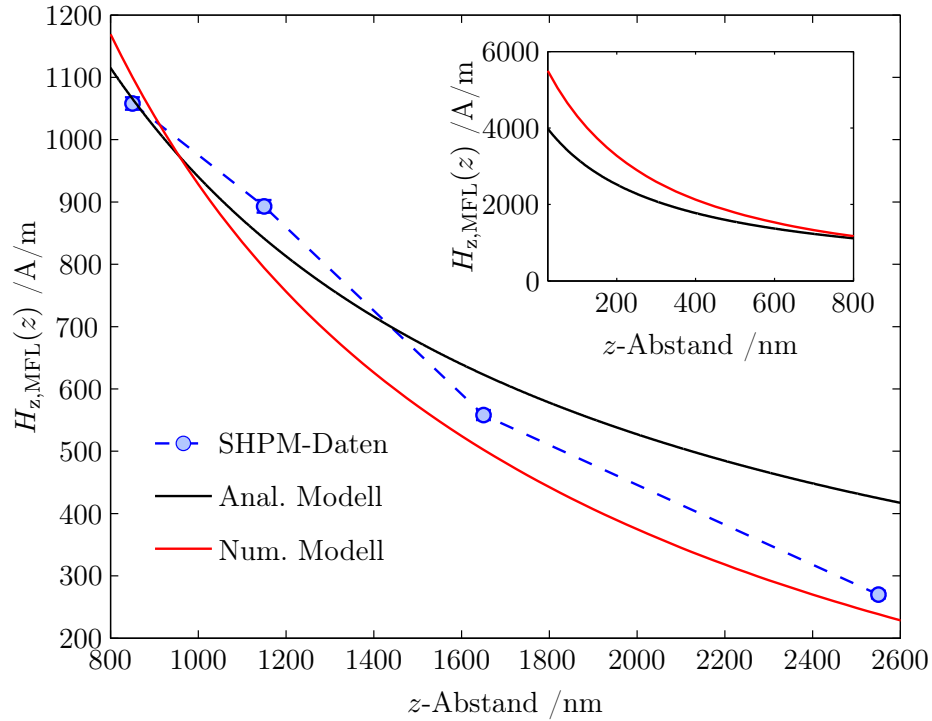


Abbildung 4.29: Vergleich der experimentell ermittelten SHPM-Daten oberhalb des (hh)-Domänenwandzentrums mit dem via nichtlinearer Regression bestimmten Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}$ nach dem analytischen Modell und den Daten des numerisches Modells unter Berücksichtigung der Nächsten-Nachbar-Wechselwirkung. Hierfür wurde eine GAUSS'sche Normalverteilung für die magnetische Partialladungsverteilung $\varrho_{V,y,z}(x)$ mit $\sigma = 300 \text{ nm}$ und einer lateralen Strukturgröße von $L = 15 \text{ nm}$ angenommen. Die gestrichelte Linie dient der optischen Führung (nach EHRESMANN *et al.*).^[EKH15]

tor wurde zu $\alpha = 0,1784$ mit einem Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,98$ ermittelt. Die experimentell bestimmten SHPM-Daten sind in Abb. 4.29 im Vergleich zu den Ergebnissen des analytischen und numerischen Modells gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der aus dem numerischen Modell hervorgehende exponentielle Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ im Abstandsbereich von $z \geq 1500 \text{ nm}$ generell

besser mit den aufgenommenen SHPM-Daten übereinstimmt als mit den Daten des analytischen Modells. Dabei ist zu beachten, dass in dem weiter oben beschriebenen Verfahren zur Anpassung des analytischen Modells an die SHPM-Daten die Nächste-Nachbar-Wechselwirkung nicht berücksichtigt wurde. Die erhaltenen Werte des analytischen und numerischen Modells überschneiden sich im Abstand von $z \approx 950 \text{ nm}$, wobei für $z \leq 950 \text{ nm}$ die Werte des numerischen Modells oberhalb der Daten des analytischen Modells und für $z \geq 950 \text{ nm}$ die Werte der nach dem numerischen Modell berechneten magnetischen Streufeldstärke unterhalb der Werte des analytischen Modells liegen. Der direkte Vergleich zwischen dem abstandsabhängigen Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ des analytischen und numerischen Modells zeigt, dass trotz der im Vergleich zum analytischen Modell größeren Domänenwandbreite ein besser mit den SHPM-Daten übereinstimmender exponentieller Verlauf hinsichtlich des räumlichen Dämpfungsverhaltens vorliegt. Der aus dem analytischen Modell hervorgehende exponentielle Verlauf kann lediglich unter der Verwendung von physikalisch unrealistischen Werten für den Domänenübergangsparameter a mit einem höheren Bestimmtheitsmaß an die SHPM-Daten angepasst werden, wobei die vernachlässigte Nächste-Nachbar-Wechselwirkung einen zusätzlichen Aspekt darstellt. Es ist daher davon auszugehen, dass - unter weiterer Berücksichtigung der bereits weiter oben aufgeführten Kriterien - die räumliche Änderung des Magnetisierungsvektors für eine (hh)-Domänenwand in magnetisch strukturierten EB-Streifendomänenstrukturen näherungsweise mittels einer Arkustangensfunktion approximiert werden kann. Mit dem numerischen Modell werden im Vergleich dazu deutlich genauere Werte für den abstandsabhängigen Verlauf von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ erhalten. Dies ist insbesondere auf die Möglichkeit zur Implementierung der tatsächlichen magnetischen Partialladungsverteilung der Domänenwand als physikalische Randbedingung zurückzuführen.

Die Absolutwerte der experimentell ermittelten SHPM-Daten sind ungefähr um einen Faktor 5 kleiner als die mittels des numerischen Modells berechneten Werte für die z -Komponente der MFL. Dadurch, dass sowohl im analytischen als auch im numerischen Modell die remanente Domänenmagnetisierung bzw. die Sättigungsmagnetisierung als physikalische Randbedingung eingeht, wird entsprechend in beiden Modellen eine ähnlich große Signalverringering aufgrund der reduzierten Sättigungsmagnetisierung erhalten. Der zweite Aspekt ist die Mittelwertbildung über die effektive Fläche des HALL-Sensors von $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ bei der Aufnahme der SHPM-Daten, wodurch eine zusätzliche Signalverringering um einen abstandsabhängigen Faktor von 2 bis 3 entsteht. [ISP98,AHF15]

Ein weiteres Kriterium ist, dass die magnetische Partialladungsverteilung entlang der z -Richtung, d.h. senkrecht zur Probenoberfläche, für das numerische Modell als konstant angesehen und die Tiefeninformation aufgrund der im Vergleich zur Domänenwandbreite kleinen Ferromagnetschichtdicke durch die Projektion der magnetischen Partialladungen an die Probenoberfläche vernachlässigt wurde. Es ist jedoch anzunehmen, dass der Einfluss der im Abstand Δz unterhalb der Probenoberfläche befindlichen magnetischen Partialladungen auf die Stärke und den räumlichen Verlauf des magnetischen Streufelds oberhalb der Probe exponentiell abnehmen sollte, woraus mit zunehmender Schichtdicke des Ferromagneten eine geringere Anzahl an effektiven

magnetischen Partialladungen an der Probenoberfläche resultiert. Abschließend wurde untersucht, ob die magnetischen Eigenschaften des verwendeten Deckschichtmaterials Tantal einen Einfluss auf die mittels SHMP charakterisierte MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur besitzen und für einen quantitativen Vergleich mit den Simulationsdaten berücksichtigt werden müssen. Da die magnetische Suszeptibilität χ_M des paramagnetischen Deckschichtmaterials Tantal lediglich $\chi_M = 0,84 \cdot 10^{-6}$ beträgt, findet für die mit der Sättigungsmagnetisierung von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ ermittelten maximalen Streufeldwerte von bis zu $1 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ in unmittelbarer Nähe zur Substratoberfläche (vgl. Abb. 4.27) keine signifikante Änderung des Magnetisierungszustands der Tantalschicht \vec{M}_T entsprechend $|\vec{M}_T| = \chi_M \cdot |\vec{H}_{\text{MFL}}|$ statt.^[HW51,Kri53,GM97] Aufgrund dessen kann angenommen werden, dass keine maßgebliche Verstärkung der MFL durch das verwendete Deckschichtmaterial erfolgt.

4.4.3 Nahfeldcharakterisierung der magnetischen Feldlandschaft mittels raster-magnetoresistiver Mikroskopie

Das Verfahren der Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie kann - wie erfolgreich im vorhergehenden Abschnitt gezeigt werden konnte - generell dazu verwendet werden, die magnetische Feldlandschaft (MFL) oberhalb von *Exchange-Bias* (EB) Streifendomänenstrukturen im Fernfeld, d.h. im Abstandsbereich von 850-3000 nm, quantitativ zu charakterisieren. Der Vergleich der experimentell ermittelten Daten für die z -Komponente der MFL $H_{z,\text{MFL}}(z)$ als Funktion des z -Abstands senkrecht zur Probenoberfläche mit zwei verschiedenen theoretischen Modellrechnungen hat jedoch gezeigt, dass eine theoretische Vorhersage der magnetischen Streufeldstärke in unmittelbarer Nähe zur Substratoberfläche fehlerbehaftet ist. Dies ist durch die exponentielle Abstandsabhängigkeit des magnetischen Streufelds bedingt. Aufgrund dessen wurden in diesem Teil der Arbeit zur Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie ergänzende experimentelle Studien zur Charakterisierung der MFL im Nahfeld, d.h. im Abstandsbereich von 1-100 nm, unternommen, die in Kooperation mit der Arbeitsgruppe ALBRECHT an der Universität Augsburg entstanden sind und mit einem rastermagnetoresistiven Mikroskop (Eigenkonstruktion AG Albrecht) aufgenommen wurden. Im Unterschied zur Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie, die über den *lift-off* Modus die Vermessung der MFL in verschiedenen z -Abständen zur Probenoberfläche erlaubt, werden die SMRM-Messungen (SMRM, engl. *scanning magnetoresistance microscope*) in direktem Kontakt zur Probenoberfläche, d.h. für eine feste Messhöhe, durchgeführt. Für die SMRM-Messungen wurde zunächst ebenfalls das EB-Prototypsystem $\text{Cu}^{5 \text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{12 \text{ nm}} / \text{Ta}^{10 \text{ nm}}$ verwendet, das mittels IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von $b_F = 5 \mu\text{m}$ und einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen texturiert wurde (vgl. Abb. 4.13), sodass ein direkter Vergleich mit den SHPM-Daten möglich ist.

Der TMR-Sensor des verwendeten Festplattenleseschreibkopfs wurde im Vorfeld der Messungen in einem homogenen externen Magnetfeld kalibriert (Abb. 4.30). Somit kann die z -Komponente des magnetischen Streufelds $H_{z,\text{MFL}}$ aus der Signalantwort des TMR-Sensors (Span-

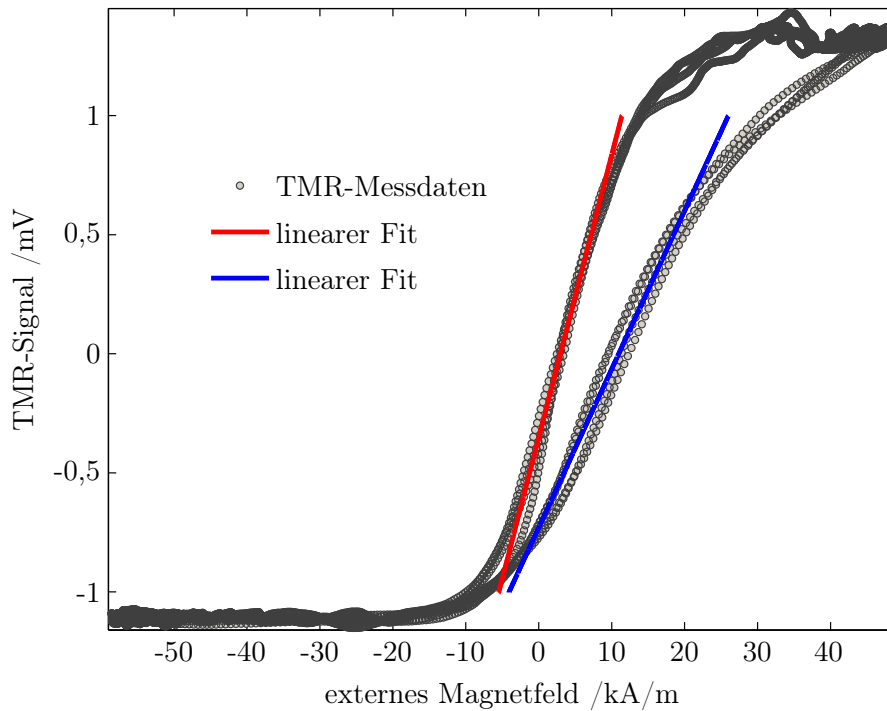


Abbildung 4.30: Kalibrierkurve des für die SMRM-Messungen verwendeten TMR-Lesekopfs bei einer Betriebsspannung von 0,5 V und einem Betriebsstrom von 0,98 mA als Funktion des externen Magnetfelds (Dreifachbestimmung des Signalverlaufs). Die in blau und rot dargestellten Geraden wurden durch lineare Regression der jeweiligen Hystereseäste im linearen Regime, d.h. für ein TMR-Signal von -0,75 mV bis +0,75 mV, erhalten.

nungssignal) berechnet werden. Wie aus Abb. 4.30 hervorgeht, wird die Signalantwort durch eine Hysterese beschrieben, wobei der linke Ast der Hystereseurve näherungsweise dem nach Gl. 4.3.8 theoretisch zu erwartenden, kosinusförmigen Signalverlauf (vgl. Abb. 4.11) zwischen den Sättigungszuständen entspricht (vgl. Abschn. 4.3.2), d.h. der Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung der Referenz- und Sensorelektrode ist $\vartheta = 0^\circ$ bzw. $\vartheta = 180^\circ$. Dadurch, dass die weichmagnetische Sensorelektrode des TMR-Lesekopfs ein nahezu verschwindendes Koerzitivfeld besitzt und der hin- und rückläufige Ast der Hystereseurve aufgrund dessen ein ähnliches Ummagnetisierungsverhalten aufweisen sollte, ist davon auszugehen, dass die aufgezeichnete Hysterese durch experimentelle Faktoren bestimmt ist und nicht von den magnetischen Eigenschaften des TMR-Sensors stammt. Diese sind: (1) Die weichmagnetische Abschirmung zwischen dem Lese- und Schreibkopf; (2) Die remanente Magnetisierung des Schreibkopfs; (3) Die Remanenz des externen Magnetfelds des MOKE-Magnetometers, in dem der Festplattenleskopf vermessen wurde. Das Spannungssignal U_{TMR} des TMR-Sensors wurde vor Beginn jeder Messung so justiert, dass in Abwesenheit eines externen Magnetfelds $U_{\text{TMR}} = 0 \text{ V}$ ist, sodass davon auszugehen ist, dass das TMR-Signal im linearen Bereich, d.h. zwischen $U_{\text{TMR}} = \pm 0,75 \text{ mV}$, durch den linken Ast der Hystereseurve beschrieben wird (vgl. Abb. 4.30). Um dennoch einen möglichen Einfluss der experimentell bedingten Hystereseurve auf das Messsignal zu berücksichtigen, wurden für die

nachfolgende Auswertung beide Äste der Hysteresekurve innerhalb des linearen Regimes mittels einer Geradengleichung approximiert (vgl. Abb. 4.30). Das Antwortsignal des TMR-Sensors kann somit für den linken und rechten Ast der Hysterese, $U_{\text{TMR,L}}$ respektive $U_{\text{TMR,R}}$, als Funktion des externen Magnetfelds H mit einem Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,97$ bzw. $R^2 = 0,93$ in Form von

$$U_{\text{TMR,L}}(H) = -0,35 \text{ mV} + 1,19 \cdot 10^{-4} \text{ mV/(A/m)} \cdot H, \quad (4.4.18)$$

$$U_{\text{TMR,R}}(H) = -0,73 \text{ mV} + 6,65 \cdot 10^{-5} \text{ mV/(A/m)} \cdot H, \quad (4.4.19)$$

dargestellt werden. Anschließend wurde der Mittelwert \overline{m} aus den erhaltenen Steigungswerten gebildet und die Abweichung zum Maximal- bzw. Minimalwert der Steigung als Fehler angenommen. Es ist:

$$\overline{m} = (9,2 \pm 2,7) \cdot 10^{-5} \text{ mV/A/m}. \quad (4.4.20)$$

Der mit dem SMRM aufgenommene Messbereich betrug $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ (xy -Ebene, vgl. Abb. 4.13) mit einer Digitalauflösung von 1000×200 Pixeln, was einer theoretischen Ortsauflösung von 10 nm in x -Richtung und 20 nm in y -Richtung entspricht. Das verwendete SMRM besitzt jedoch eine Auflösungsbegrenzung von 30 nm in x -Richtung und 65 nm in y -Richtung (vgl. Abschn. 4.3.2).^[MNS14] Die Probe wurde vor der Messung auf einem xy -Verschiebetisch fixiert und der Probenstisch während der Messung mittels piezoelektrischer Aktuatoren bewegt (vgl. Abschn. 4.3.2). Der thermische Drift der Piezoaktuatoren wurde automatisch von der verwendeten Messsoftware berücksichtigt und die Daten im Anschluss an die Messung entsprechend korrigiert. Im Vorfeld der Messungen wurde anhand von Testmessungen verifiziert, dass das remanente Magnetfeld des Schreibkopfs von $H_{\text{WH,R}} = 28 \text{ kA/m}$ keinen signifikanten Einfluss auf die EB-Streifendomänenstruktur der untersuchten Materialsysteme besitzt. Die anschließende Verarbeitung der Messdaten erfolgte mittels eines in einer MATLAB-Umgebung realisierten Programms, das die nachfolgenden Aspekte berücksichtigt:^[The11]

- (1) Das gemessene Spannungssignal des TMR-Sensors ist proportional zur z -Komponente der MFL $H_{\text{z,MFL}}$, sodass $H_{\text{z,MFL}}$ innerhalb des linearen Regimes (vgl. Abb. 4.30) unter Berücksichtigung der experimentell bedingten Hysteresekurve der TMR-Signalantwort nach Gl. 4.4.20 aus den erhaltenen Messdaten berechnet werden kann.
- (2) Für den Fall, dass die SMRM-Messrichtung nicht senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur ausgerichtet war, kann der Ausrichtungsfehler durch Drehung der Messdatenmatrix korrigiert werden, was jedoch in Abhängigkeit von der Größe des Drehwinkels zu einem Verlust von Messdaten in den Randbereichen der Datenmatrix führt.
- (3) Der Signalverlauf von $H_{\text{z,MFL}}$ wurde unter der Annahme, dass der Betrag der magnetischen Streufeldstärke $H_{\text{z,MFL}}$ für die gezeigten Materialsysteme im Zentrum der magnetischen Domänen null ist, um den Nullpunkt der Magnetfeldachse zentriert.

In Abb. 4.31 ist der aus den SMRM-Daten erhaltene räumliche Verlauf der z -Komponente der MFL im Abstand von ungefähr 10 nm (zusätzlicher Abstand zwischen dem TMR-Sensor und Probenoberfläche aufgrund des Gleitmittels) zur Probenoberfläche der EB-Streifendomänenstruktur gezeigt (vgl. Abschn. 4.3.2). Der x -Abstand zwischen der dargestellten (hh)- und (tt)-Domänen-

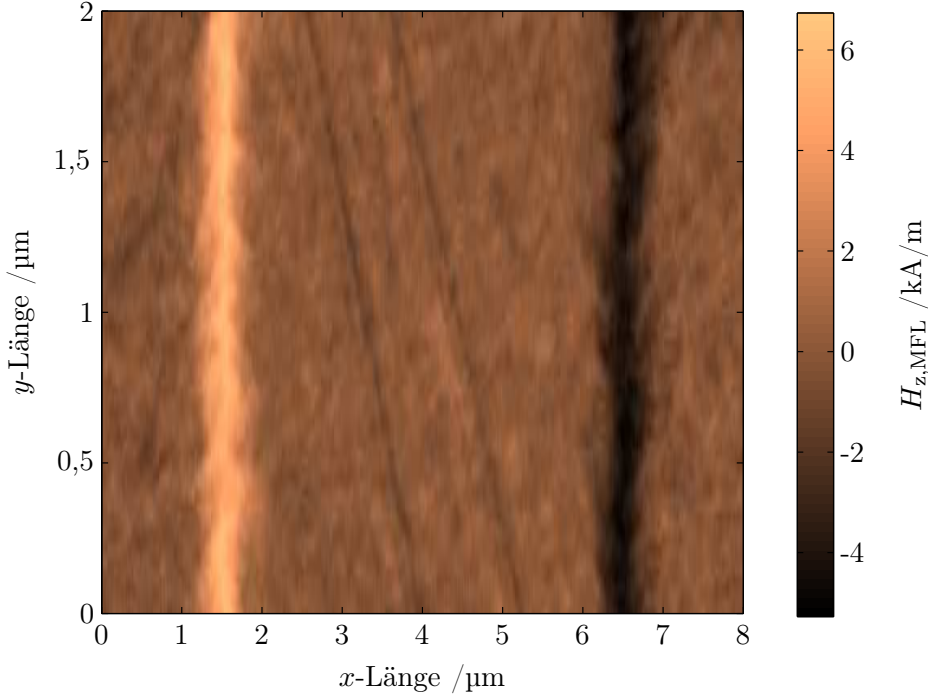


Abbildung 4.31: Beispielhafte Darstellung der aus den SMRM-Daten erhaltenen z -Komponente der MFL $H_{z,MFL}$ in unmittelbarer Nähe zur Oberfläche der EB-Streifendomänenstruktur für das EB-System: $\text{Cu}^{5\text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{12\text{ nm}} / \text{Ta}^{10\text{ nm}}$.

wand, d.h. den Bereichen, in denen der Betrag der z -Komponente der MFL maximal wird, beträgt ungefähr $5\text{ }\mu\text{m}$, was der während des IBMP festgelegten Breite b_F der EB-Streifendomänenstruktur entspricht. Dadurch, dass im Vergleich zur Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie der Messabstand reduziert und die Ortsauflösung erhöht ist, ergibt sich *a priori* ein deutlich detaillierteres Abbildungsvermögen hinsichtlich der räumlichen Struktur der MFL für die hier untersuchten Domänenstrukturen mit Domänenwandbreiten im Submikrometerbereich (vgl. Abb. 4.20). In Abb. 4.31 ist zu erkennen, dass die Domänenwandbreite der (hh)- und (tt)-Domänenwand entlang der y -Richtung, d.h. parallel der langen Streifenachse der EB-Streifendomänen, fluktuiert. Eine mögliche Ursache hierfür ist, dass die magnetische Partialladungsdichte und damit gleichbedeutend die magnetische Streufeldenergie einer geladenen Domänenwand durch die Ausbildung von geometrisch komplexeren Domänenwandstrukturen, wie bspw. einer zickzackförmigen Domänenwand, in Abhängigkeit von der Stärke und Richtung der Anisotropieparameter sowie der Schichtdicke des ferromagnetischen Materials reduziert werden kann.^[HS09] Zudem deutet der innerhalb der Domänenbereiche zu erkennende Magnetfeldkontrast darauf hin, dass die Gesamtladung der Domänenwand zu einem Teil auf die Domänenbereiche verteilt wird, was in Einklang mit der

theoretischen Beschreibung von 180°-NÉEL-Wänden (ohne Nettoladung) in dünnen ferromagnetischen Schichten ist und ein charakteristisches Merkmal für die Ausläufer der NÉEL-Wände darstellt (vgl. Abschn. 4.2.1). Für eine nähere Betrachtung der lateralen Ausdehnung der MFL in den Bereichen der Domänenwände ist in Abb. 4.32 nach Mittelwertbildung entlang der y -Richtung $\overline{H}_{z,\text{MFL}}$ als Funktion der x -Koordinate, d.h. senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur, dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Maximalwert von $\overline{H}_{z,\text{MFL}}$ im

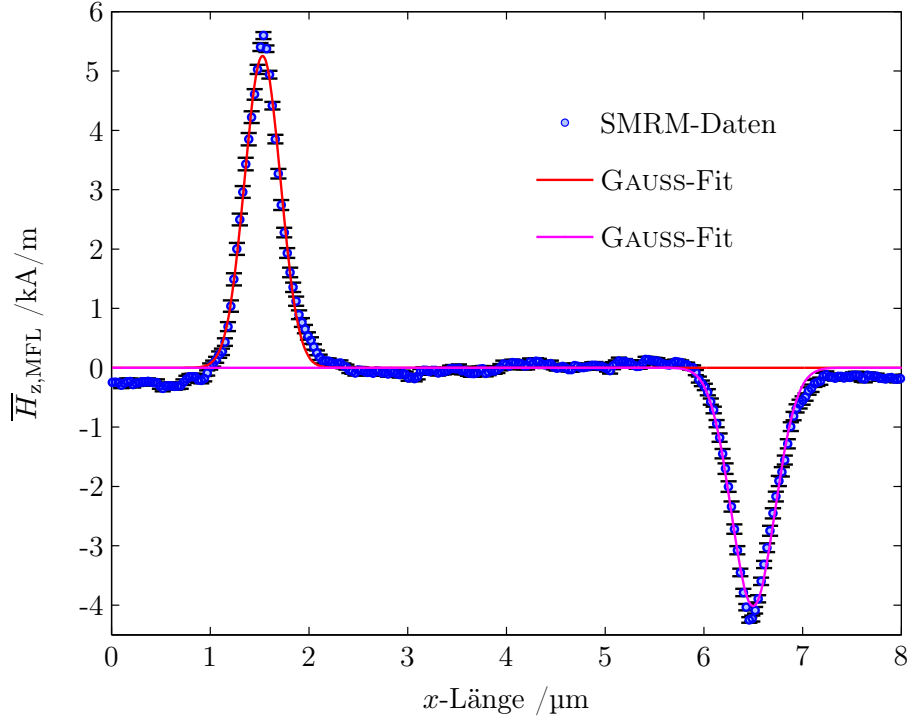


Abbildung 4.32: Linienprofil der z -Komponente der MFL $\overline{H}_{z,\text{MFL}}(x)$ als Funktion der x -Koordinate, d.h. senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur nach Mittelwertbildung entlang der y -Richtung bzw. parallel zur langen Streifenachse, wobei zur besseren Übersicht nur jeder dritte Datenpunkt dargestellt ist. Die gezeigten Messfehler entsprechen der Standardabweichung des Mittelwerts. Der aus den SMRM-Daten erhaltene Signalverlauf wurde jeweils in den Bereichen der Domänenwände mit einer GAUSS-Funktion via nichtlinearer Regression approximiert.

Zentrum der (hh)-Domänenwand bei ca. $x = 1,5 \mu\text{m}$ größer ist als der Betrag von $\overline{H}_{z,\text{MFL}}$ im Zentrum der (tt)-Domänenwand an der Stelle $x = 6,5 \mu\text{m}$, wobei eine eindeutige Zuordnung des Domänenwandtyps aufgrund der zuvor durchgeführten Kalibrierung des TMR-Sensors getroffen werden kann. Das maximale Streufeldsignal der (hh)-Domänenwand von $5,60 \pm 1,74 \text{ kA/m}$ ist dabei um 30 % größer als der Betrag des magnetischen Streufelds im Zentrum der (tt)-Domänenwand von $4,30 \pm 1,29 \text{ kA/m}$. Für eine quantitative Analyse wurde der aus den SMRM-Daten erhaltene gemittelte Streufeldsignalverlauf jeweils in den Bereichen der Domänenwände mittels einer GAUSS-Funktion approximiert (vgl. Abb. 4.32). Die ermittelten Werte für die Schwerpunktsverschiebung der GAUSS-Kurven von $x_{(\text{hh})} = 1,53 \mu\text{m}$ und $x_{(\text{tt})} = 6,50 \mu\text{m}$ verdeutlichen zu-

nächst die Qualität der mittels IBMP erzeugten magnetischen EB-Streifendomänenstruktur, woraus ein mittlerer Abstand der Domänenwandzentren von $x = 4,97 \mu\text{m}$ resultiert. Ein Vergleich der erhaltenen Werte für die Standardabweichung der GAUSS-Kurven von $\sigma_{(\text{hh})} \approx 180 \text{ nm}$ und $\sigma_{(\text{tt})} \approx 220 \text{ nm}$ zeigt, dass die (tt)- eine im Vergleich zur (hh)-Domänenwand erhöhte Domänenwandbreite hinsichtlich der z -Komponente des magnetischen Streufelds und folglich der zugrunde liegenden magnetischen Partialladungsverteilung aufweist. Eine Unterscheidung der Domänenwandbreiten anhand der SMRM-Daten wird apparativ dadurch ermöglicht, dass die Ortsauflösung des TMR-Sensors entlang der x -Richtung im Wesentlichen durch die Schichtdicke der weichmagnetischen Sensorelektrode im Bereich von 3 nm und den minimalen Verfahrweg des xy -Verschiebetischs von 30 nm bestimmt wird.^[KA06,CTN07] Unter der Voraussetzung, dass die Gesamtzahl an magnetischen Partialladungen für beide Domänenwandtypen gleich groß ist, liegt für eine breitere Ladungsverteilung eine geringere Anzahl an magnetischen Partialladungen im Zentrum der Domänenwand vor, wodurch die magnetische Streufeldstärke reduziert wird (vgl. Abb. 4.27). Da der Einfluss der räumlichen Gestalt der magnetischen Partialladungsverteilung auf den Betrag der z -Komponente des magnetischen Streufelds mit zunehmendem z -Abstand zur Probenoberfläche geringer wird, ist dieser Effekt im Fernfeldbereich (vgl. Abb. 4.21) weniger deutlich ausgeprägt. Während des IBMP wird die effektive magnetische Anisotropie in jeder zweiten Domäne beeinflusst weswegen davon auszugehen ist, dass eine daraus resultierende Verbreiterung der Domänenwand sowohl für die (hh)- als auch für die (tt)-Domänenwand vorliegt, wobei der Effekt bzgl. des Domänenwandzentrums in $\pm x$ -Richtung in Abhängigkeit vom Domänenwandtyp ausgeprägt ist (vgl. Abb. 4.13). Da der Betrag der z -Komponente des magnetischen Streufelds und die Domänenwandbreite der (tt)-Domänenwand gegenüber der (hh)-Domänenwand reduziert bzw. vergrößert ist, liegen möglicherweise lokale Inhomogenitäten der effektiven magnetischen Anisotropie in den via Ionenbeschuss modifizierten Domänen vor. Diese können bspw. hervorgerufen werden, wenn herstellungsbedingte Inhomogenitäten in der lithographischen Streifenstruktur des Photoresists hinsichtlich der seitlichen Flanken des trapezförmigen Querschnitts der Lackstege während des IBMP vorliegen (vgl. Abb. 3.5). Hierdurch unterscheidet sich der räumliche Eindringbereich der Ionen in das EB-System auf den beiden Seiten der Resiststruktur entlang der $\pm x$ -Richtung (vgl. Proximity-Effekt).

Für eine quantitative Analyse der experimentell ermittelten Werte der z -Komponente der MFL wurden Simulationen mit dem numerischen Modell durchgeführt, wobei eine reguläre Gitterstruktur mit einer Gesamtfläche von $6 \times 1 \mu\text{m}^2$ parallel zur xz -Ebene (vgl. Abb. 4.13) mit einer quadratischen Gitterelementgröße von $10 \times 10 \text{ nm}^2$ zugrunde gelegt wurde. Die magnetische Partialladungsverteilung $\varrho_{\text{V},y,z}(x)$ der (hh)-Domänenwand ((tt)-Domänenwand) wurde mittels einer GAUSS'schen Normalverteilung mit einer Standardabweichung von $\sigma_{(\text{hh})} = 180 \text{ nm}$ ($\sigma_{(\text{tt})} = 220 \text{ nm}$) unter Berücksichtigung des aus der Domänenkonfiguration resultierenden Partialladungstyps angenommen. Eine mögliche Asymmetrie in der magnetischen Partialladungsverteilung aufgrund unterschiedlicher magnetischer Anisotropiewerte in den benachbarten Streifen-domänen wurde dabei nicht berücksichtigt. Die Sättigungsmagnetisierung der $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schicht wurde zu $M_{\text{S}} = 1,8 \cdot 10^6 \text{ A/m}$, die Ferromagnetschichtdicke zu $d_{\text{F}} = 12 \text{ nm}$ und die laterale

Strukturgröße zu $L = 15 \text{ nm}$ entsprechend den experimentellen Parametern gewählt.^[GM97] Für den direkten Vergleich der numerisch berechneten Streufeldsignale mit den SMRM-Daten muss neben dem Gleitfilmabstand des TMR-Sensors zur Probenoberfläche von ca. 10 nm berücksichtigt werden, dass das TMR-Signal proportional zum Mittelwert der z -Komponente der MFL entlang der z -Ausdehnung der frei rotierbaren Sensorelektrode ist, die auf Basis der Arbeit von KOBAYASHI *et al.* zu $z_{\text{FE}} = 100 \text{ nm}$ angenommen wurde.^[KA06] Das so ermittelte theoretische Streufeldsignal der (hh)-Domänenwand von 49 kA/m ist um ca. 15 % größer als der Betrag des magnetischen Streufelds im Zentrum der (tt)-Domänenwand von 42 kA/m , wobei die Absolutwerte im Vergleich zu den experimentell ermittelten Daten ca. um einen Faktor 10 größer sind. In Abb. 4.33 ist der Betrag der z -Komponente der MFL $|\overline{H}_{z,\text{MFL}}|$ als Funktion der x -Koordinate,

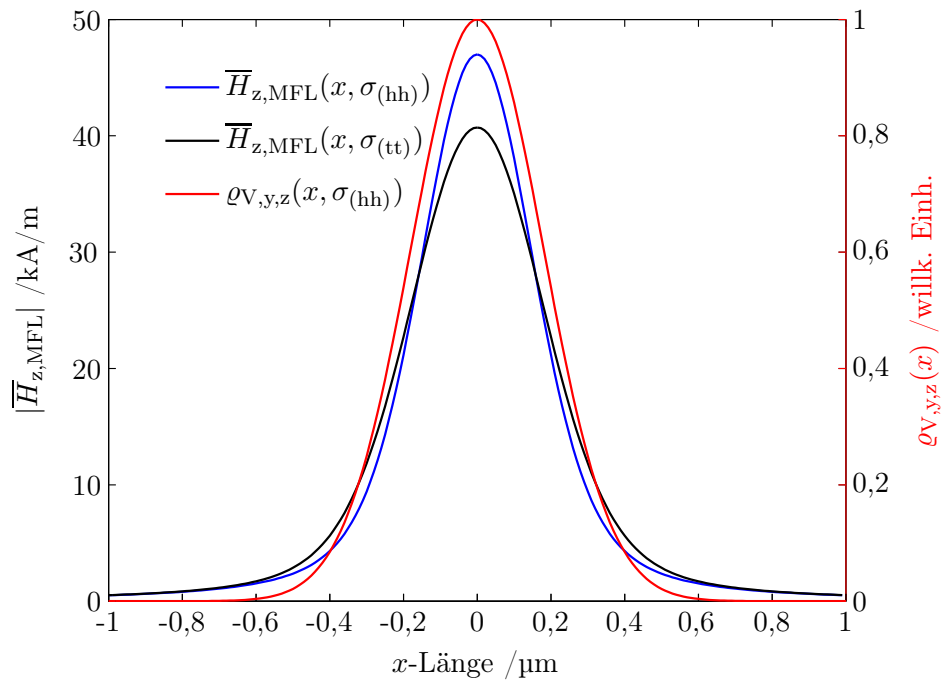


Abbildung 4.33: Numerische Simulation des Betrags der z -Komponente der MFL $|\overline{H}_{z,\text{MFL}}|$ entlang der x -Richtung für die (hh)- und (tt)-Domänenwand (invertierter Ladungstyp) unter der Annahme einer GAUSS'schen Normalverteilung für die magnetische Partialladungsverteilung innerhalb der Domänenwände mit einer Standardabweichung von $\sigma_{(\text{hh})} = 180 \text{ nm}$ respektive $\sigma_{(\text{tt})} = 220 \text{ nm}$. Die erhaltenen Signalverläufe sind in einem Abstand von 10 nm zur Probenoberfläche unter Berücksichtigung der Mittelwertbildung von $H_{z,\text{MFL}}$ entlang der z -Richtung der Sensorelektrode des TMR-Sensors gezeigt. Zum Vergleich ist die magnetische Partialladungsverteilung der (hh)-Domänenwand mit $\sigma_{(\text{hh})} = 180 \text{ nm}$ dargestellt.

d.h. senkrecht zur langen Streifenachse, der (hh)- und (tt)-Domänenwand für einen Abstand von 10 nm zur Probenoberfläche unter Berücksichtigung der Mittelwertbildung entlang der z -Richtung gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die laterale Ausdehnung des Streufeldsignals trotz der Mittelwertbildung entlang der z -Richtung in guter Übereinstimmung mit der zugrunde gelegten magnetischen Partialladungsverteilung $\rho_{v,y,z}(x)$ ist, was durch den geringen Messabstand des

SMRM begründet ist. Die SMRM-Messungen können aufgrund dessen neben der Charakterisierung der z -Komponente der MFL verwendet werden, um quantitative Informationen über die Projektion der magnetischen Partialladungsverteilung der Probe an die Probenoberfläche zu erhalten. Das SMRM stellt folglich eine ergänzende Methode zur experimentellen Charakterisierung des magnetischen Partialladungscontrasts via MFM für einen deutlich geringeren Messabstand der Sonde zur Probenoberfläche dar, ohne den Magnetisierungszustand der Probe zu beeinflussen.

Ein wesentliches Kriterium für die große Diskrepanz zwischen den experimentellen und theoretisch berechneten Daten ist die gemessene Hysteresekurve bei der Kalibrierung des TMR-Signals als Funktion des externen Magnetfelds, woraus unter Berücksichtigung beider Äste der Hysteresekurve ein Fehler von 30 % hinsichtlich des magnetischen Streufeldsignals resultiert. Weitere Abweichungen treten neben der bereits angesprochenen Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung der $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schicht aufgrund der häufig in dünnen Schichten beobachteten Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung auf.^[LZJ07] Wie in Abb. 4.31 zu erkennen ist, wird ein Teil der Gesamtladung der Domänenwand in den Domänenbereichen verteilt, sodass die magnetische Partialladungsdichte innerhalb der Domänenenwände reduziert wird. Ein weiterer Aspekt ist, dass die Domänenwandbreite entlang der y -Richtung fluktuiert, was wiederum in einer veränderten magnetischen Partialladungsdichte innerhalb der Domänenwand resultiert. Des Weiteren kann eine herstellungsbedingte Abweichung der remanenten Domänenmagnetisierungsrichtung bezüglich der x -Achse nach Gl. 4.2.7 eine Verringerung der Gesamtladung der Domänenwand bewirken, die ebenfalls zu einer Reduzierung des Betrags der magnetischen Streufeldstärke führt. Zudem muss berücksichtigt werden, dass der Abstand zwischen dem TMR-Sensor und der Probenoberfläche während der Messung variieren kann, was bspw. durch auf der Probenoberfläche befindliche Staubpartikel oder Unebenheiten in der Deckschicht hervorgerufen wird und eine zusätzliche Fehlerquelle hinsichtlich des Betrags der magnetischen Streufeldstärke oberhalb der Domänenwände parallel zur xy -Ebene darstellt. Weitere Kriterien hinsichtlich der räumlichen Magnetisierungsverteilung des EB-Systems und der daraus resultierenden magnetischen Partialladungsverteilung sind die Austauschlänge des Ferromagneten, die Korngrößenverteilung und Grenzfläche der zum EB-Effekt beitragen AF-Körner sowie die Größe der Anisotropieparameter.

Variation der Ferromagnetschichtdicke

In einer weiteren Studie wurde die z -Komponente der MFL in Abhängigkeit von der Ferromagnetschichtdicke der EB-Streifendomänenstruktur untersucht. Hierzu wurde ebenfalls das EB-Prototypsystem $\text{Cu}^{5\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{x\text{nm}} / \text{Ta}^{10\text{nm}}$ verwendet, wobei die Ferromagnetschichtdicke im Intervall von 6-12 nm mit einem Inkrement von 2 nm variiert wurde. Die EB-Systeme wurden mittels IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von $b_F = 5\text{ }\mu\text{m}$ und (hh)- und (tt)-Domänenkonfiguration texturiert. Die aus einer Doppelbestimmung erhaltenen SMRM-Daten wurden zunächst analog nach dem oben beschriebenen Verfahren verarbeitet. Anschließend wurde jeweils das arithmetische Mittel von $H_{z,\text{MFL}}$ entlang der y -Richtung

im Zentrum der (hh)-Domänenwand gebildet und der gemittelte Signalverlauf $\overline{H}_{z,MFL}(x)$ via nichtlinearer Regression unter Verwendung einer GAUSS'schen Normalverteilung approximiert. Die aus den Doppelhysteresen der mittels Vibrationsmagnetometrie aufgezeichneten Magnetisierungskurven bestimmten Werte für $|\vec{H}_{EB,0}|$ und $|\vec{H}_{EB,IB}|$ sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass der Betrag der unidirektionalen Anisotropie in den benachbarten Streifen-domänen aufgrund der eingebrachten Ionendosis während des IBMP $|\vec{H}_{EB,0}| \approx |\vec{H}_{EB,IB}|$ ist und mit zunehmender Ferromagnetschichtdicke abnimmt, was in Einklang mit der inversen Schicht-dickenabhängigkeit des EB-Effekts ist (vgl. Abschn. 2.2).^[RZ08] Zur vergleichenden Darstellung sind in Abb. 4.34 die erhaltenen Daten für den Maximalwert der z -Komponente des magnetischen Streufelds im Zentrum der (hh)-Domänenwand $\overline{H}_{z,MFL}$ sowie der Standardabweichung σ der GAUSS'schen Normalverteilung zur Annäherung des lateralen Signalverlaufs von $\overline{H}_{z,MFL}(x)$ als Funktion der Ferromagnetschichtdicke d_F gezeigt. Es ist zu erkennen, dass im Bereich von

Co ₇₀ Fe ₃₀ -Schichtdicke /nm	$ \vec{H}_{EB,0} $ /kA/m	$ \vec{H}_{EB,IB} $ /kA/m
6	13,4±0,3	13,0±0,4
8	9,8±0,2	10,6±0,2
10	8,5±0,2	8,9±0,2
12	5,6±0,2	5,9±0,2

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der aus den Doppelhysteresen der via Vibrationsmagnetometrie aufgezeichneten Magnetisierungskurven bestimmten Werte für $|\vec{H}_{EB,0}|$ und $|\vec{H}_{EB,IB}|$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Co₇₀Fe₃₀-Schicht des EB-Systems.

6-10 nm innerhalb des Maximalfehlers der Doppelbestimmung eine signifikante Erhöhung der magnetischen Streufeldstärke $\overline{H}_{z,MFL}$ im Zentrum der (hh)-Domänenwand mit zunehmender Co₇₀Fe₃₀-Schichtdicke erfolgt, wobei der erhaltene Mittelwert von $\overline{H}_{z,MFL}$ für eine Schichtdicke von $d_F = 12$ nm eine geringere Streufeldstärke aufweist als für $d_F = 10$ nm. Aufgrund der Größe des Maximalfehlers für $d_F = 10$ nm kann jedoch keine eindeutige Aussage bzgl. einer signifikanten Zu- oder Abnahme der magnetischen Streufeldstärke in diesem Schichtdickenbereich getroffen werden. Die Standardabweichung σ der GAUSS'schen Normalverteilung, die ein Maß für die Domänenwandbreite ist, nimmt generell innerhalb des untersuchten Schichtdickenbereichs mit größer werdender Schichtdicke zu, was durch die Abnahme der unidirektionalen Anisotropie begründet ist (vgl. Tab. 4.1).

Für $d_F = 10$ nm wurde jedoch in beiden SMRM-Messungen der Doppelbestimmung eine von diesem Trend abweichende Verringerung der Domänenwandbreite beobachtet, deren physikalischer Ursprung nicht eindeutig geklärt werden konnte, da der Betrag der unidirektionalen Anisotropie innerhalb des zu erwartenden Trends liegt (vgl. Tab. 4.1). Nach Gl. 4.4.17 werden durch die Variation der Ferromagnetschichtdicke zwei kompetierende Effekte hinsichtlich der Stärke der MFL im Zentrum der Domänenwand hervorgerufen: (1) Durch die Erhöhung der Ferromagnet-

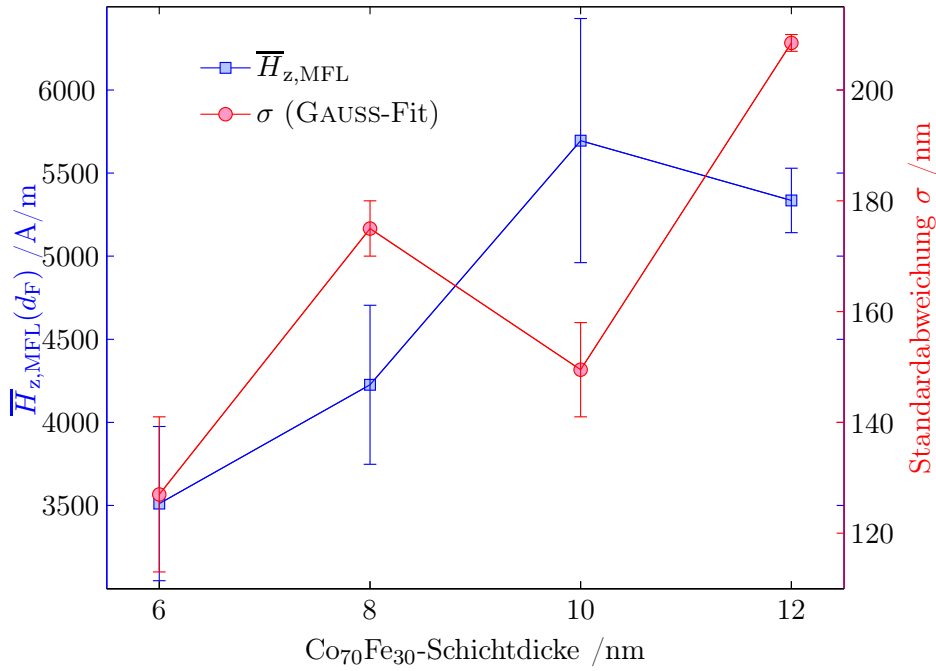


Abbildung 4.34: Maximalwert der z -Komponente der MFL nach Mittelwertbildung entlang der y -Richtung im Zentrum einer (hh)-Domänenwand $\overline{H}_{z,MFL}$ in vergleichender Darstellung zur Standardabweichung σ einer GAUSS'schen Normalverteilung, die zur Approximation des lateralen Signalverlaufs von $\overline{H}_{z,MFL}(x)$ verwendet wurde, als Funktion der Co₇₀Fe₃₀-Schichtdicke des EB-Systems. Die gezeigten Daten wurden von jeweils zwei separat vermessenen Proben mit identischen Herstellungsparametern erhalten, wobei der angegebene Fehler dem Maximalfehler des Mittelwerts der Doppelbestimmung entspricht und der Fehler aus der Kalibrierkurve des TMR-Sensors in dieser Darstellung vernachlässigt wurde. Die verbindenden Linien dienen der optischen Führung.

schichtdicke wird die zur Verfügung stehende Gesamtladung der Domänenwand vergrößert, was generell in einer Zunahme von $\overline{H}_{z,MFL}$ resultiert; (2) gleichzeitig wird jedoch mit zunehmender Ferromagnetschichtdicke der Betrag der unidirektionalen Anisotropie verringert, wodurch die Domänenwandbreite vergrößert und die magnetische Partiaalladungsdichte im Zentrum der Domänenwand reduziert wird. In Abhängigkeit von der Größe der im Hinblick auf den Maximalwert von $\overline{H}_{z,MFL}$ entgegengesetzt gerichteten physikalischen Einflüsse ist es theoretisch möglich, dass innerhalb eines bestimmten Schichtdickenbereichs ein Maximum für $\overline{H}_{z,MFL}$ vorliegt.

Änderung der Domänenkonfiguration

In einer abschließenden Studie wurde die z -Komponente der MFL in Abhängigkeit von der remanenten Ausrichtung der Domänenmagnetisierung in benachbarten Streifendomänen bezüglich der Domänenwandebene untersucht (vgl. Abb. 4.13). Hierzu wurde das EB-Prototypsystem Cu^{5 nm}/Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/Co₇₀Fe₃₀^{10 nm}/Ta^{10 nm} verwendet, das mittels IBMP in parallele magnetische

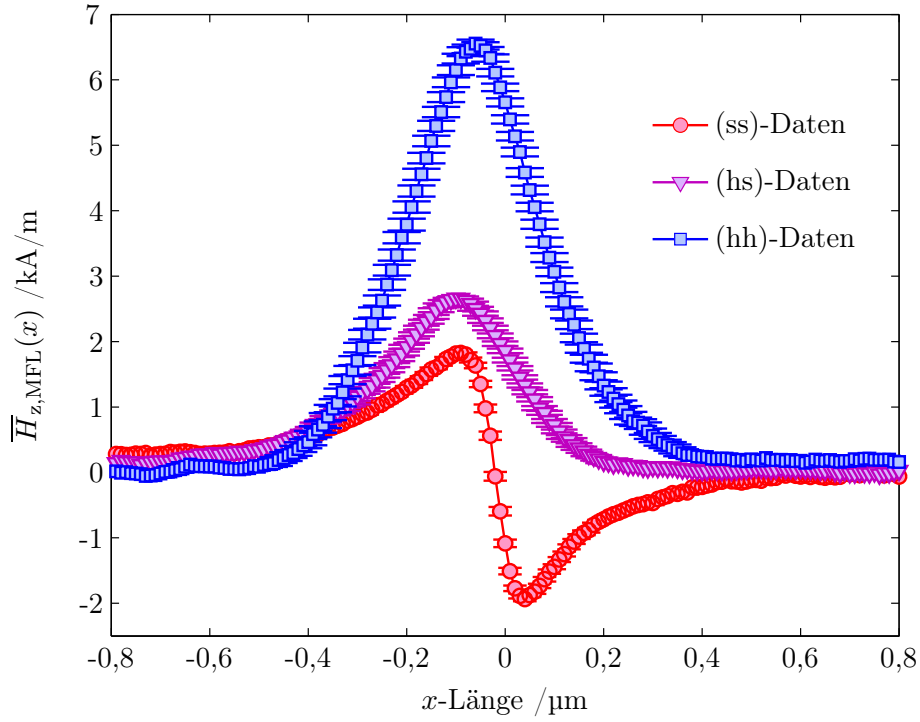


Abbildung 4.35: Räumlicher Verlauf des y -Mittelwerts der z -Komponente der MFL $\overline{H}_{z,MFL}$ senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur gezeigt für die (ss)-, (hs)- und (hh)-Domänenkonfiguration. Die verbindenden Linien dienen der optischen Führung.

Streifendomänen mit einer Domänenbreite von $b_F = 5 \mu\text{m}$ texturiert wurde. Die remanente Domänenmagnetisierung in den via IBMP modifizierten Streifendomänen wurde über die Richtung des externen Magnetfelds während des IBMP festgelegt. Für den Vergleich mit den zu Beginn des Kapitels vorgestellten Ergebnissen der MFM-Messungen wurden erneut die (hh)- und (tt)-, die (hs)- sowie die (ss)-Domänenkonfiguration realisiert. Die erhaltenen SMRM-Daten wurden zunächst nach dem weiter oben erläuterten Verfahren verarbeitet und anschließend das arithmetische Mittel von $H_{z,MFL}(x)$ entlang der y -Richtung, d.h. parallel zur langen Streifenachse, gebildet (vgl. Abb. 4.13). Die erhaltenen Ergebnisse für den Verlauf von $\overline{H}_{z,MFL}$ entlang des Domänenwandzentrums sind in Abb. 4.35 gezeigt. Generell ist zu erkennen, dass sowohl der Betrag der magnetischen Streufeldstärke als auch die Domänenwandbreite ausgehend von der (ss)- über die (hs)- hin zur (hh)-Domänenkonfiguration zunimmt, was in qualitativer Übereinstimmung zu den in Abb. 4.17 dargestellten Linienprofilen der MFM-Messungen ist. Der Signalverlauf von $\overline{H}_{z,MFL}(x)$ der (hs)-Domänenkonfiguration weist eine Asymmetrie hinsichtlich der räumlichen Dämpfung des Streufeldsignals in $\pm x$ -Richtung auf, was ebenfalls in den MFM-Messungen beobachtet wurde und auf die asymmetrische magnetische Partialladungsverteilung innerhalb der 90° -Domänenwand zurückzuführen ist.^[HZK13] Im Gegensatz dazu ist der Signalverlauf der (hh)- und (ss)-Domänenkonfiguration in erster Näherung spiegel- bzw. punktsymmetrisch bezüglich des Domänenwandzentrums. Der davon abweichende Signalverlauf ist durch die unterschiedlichen effektiven magnetischen Anisotropieparameter in den beschossenen und unbeschossenen

Streifendomänen begründet. Dadurch, dass die SMRM-Messungen in unmittelbarer Nähe zur Probenoberfläche durchgeführt wurden und somit der räumliche Verlauf der z -Komponente der MFL nach Abb. 4.33 näherungsweise mit dem räumlichen Verlauf der Projektion der magnetischen Partiaalladungsverteilung der Probe an die Probenoberfläche übereinstimmt, sind die aus Abb. 4.35 resultierenden Domänenwandbreiten deutlich kleiner als die aus den MFM-Messungen erhaltenen Werte. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass das MFM-Signal dem magnetischen Partiaalladungskontrast der Probe bzw. der zweiten Ableitung des magnetischen Streufelds entspricht und deswegen nicht direkt mit dem aus den SMRM-Daten erhaltenem Signalverlauf der z -Komponente der MFL verglichen werden kann.

4.5 Fazit

In diesem Kapitel konnte erfolgreich demonstriert werden, dass *Exchange-Bias* (EB) Schichtsysteme in Kombination mit dem Verfahren der Ionenbeschussinduzierten magnetischen Texturierung zum spezifischen Design von magnetischen Feldlandschaften oberhalb von topographisch planaren, magnetischen Dünnschichtsystemen mit *in-plane* Anisotropie verwendet werden können. Ausgangspunkt der durchgeführten Studien war die gezielte Herstellung von thermisch stabilen, remanenten Domänenkonfigurationen, deren Domänenwandeigenschaften über die Richtung und Stärke der Anisotropieparameter in benachbarten Domänen festgelegt wurden. Hierzu wurden mittels des EB-Prototypsystems $\text{Cu}^{50\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{7,5\text{ nm}}/\text{Au}^{10\text{ nm}}$ mit (hh), (hs) und (ss) drei verschiedene Domänenkonfiguration realisiert, die sich in der remanenten Ausrichtung der Domänenmagnetisierung zwischen benachbarten mikromagnetischen Streifendomänen unterscheiden.^[HZK13] Der Vergleich des experimentell mittels Magnetkraftmikroskopie ermittelten magnetischen Partiaalladungskontrasts mit theoretischen Modellrechnungen hat gezeigt, dass hierdurch sowohl die räumliche Struktur als auch die Anzahl an magnetischen Partiaalladungen in den Domänenwänden und folglich die damit assoziierte MFL spezifisch designt werden können.^[HZK13] In der Literatur beschriebene Untersuchungen an EB-Systemen weisen dahingegen eine thermische Fluktuation der *in-plane* Domänenkonfiguration aufgrund der Minimierung der GIBBS freien Enthalpie auf.^[CAS01] Zudem ist es mit dem vorgestellten Materialsystem erstmals möglich, nahezu beliebige thermisch stabile *in-plane* Domänenkonfigurationen unterhalb der Temperatur für thermische Aktivierungsprozesse auf der relevanten Zeitskala der experimentellen Charakterisierung zu erzeugen.^[HZK13]

Zur experimentellen Quantifizierung der MFL wurden zwei sich ergänzende, neuartige experimentelle Techniken eingesetzt, wobei eine Charakterisierung der MFL im Nahfeld der Probe (Abstandsbereich bis 100 nm) mittels rastermagnetoresistiver Mikroskopie und die Vermessung der MFL im Fernfeld der Probe (Abstandsbereich: 850-2550 nm) per Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie erfolgte. Für eine vergleichende Studie zwischen Nah- und Fernfeld wurde jeweils das EB-System $\text{Cu}^{5\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{12\text{ nm}}/\text{Ta}^{10\text{ nm}}$ verwendet, das via IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von 5 μm und einer (hh)- und (tt)-Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen texturiert wurde, da hier-

durch der Betrag der MFL oberhalb der Domänenwände maximiert wird.^[HZK13] Zur quantitativen Untersuchung der experimentell erhaltenen Daten für den abstandsabhängigen Verlauf der z -Komponente der MFL wurde ein numerisches Modell entwickelt, das im Gegensatz zum analytischen Ansatz zur Modellierung von longitudinalen Speichermedien die Beschreibung der MFL oberhalb einer beliebigen magnetischen Partialladungsverteilung erlaubt. Unter Berücksichtigung der experimentellen Fehlerquellen und der Reduzierung des Betrags der *bulk*-Materialparameter der ferromagnetischen Schicht für dünne Schichten konnte eine quantitative Übereinstimmung zwischen Experiment (SHPM- und SMRM-Messungen) und Theorie gefunden werden. Die aus dem numerischen Modell erhaltene exponentielle Abstandsabhängigkeit von $H_{z,\text{MFL}}(z)$ beschreibt dabei die experimentellen Daten mit einem höheren Bestimmtheitsmaß als das analytische Modell. Aus den Ergebnissen der numerischen Simulationen für die MFL in Abhängigkeit von der lateralen Strukturgröße und der Breite der magnetischen Partialladungsverteilung innerhalb der (hh)-Domänenwand wurden zusätzliche Informationen über die Veränderlichkeit des Betrags und des abstandsabhängigen Verlaufs der MFL im Nahfeldbereich der Probe, d.h. $z \leq 1 \mu\text{m}$, erhalten. Im Unterschied dazu ist der strukturelle Einfluss der magnetischen Partialladungsverteilung auf $H_{z,\text{MFL}}(z)$ im Fernfeld, d.h. $z \geq 1 \mu\text{m}$, marginal.

Der Vergleich der SMRM-Messungen mit den Ergebnissen der numerischen Simulationen hat gezeigt, dass die SMRM-Messungen neben der Streufeldcharakterisierung verwendet werden können, um quantitative Informationen über die Projektion der magnetischen Partialladungsverteilung der Probe an die Probenoberfläche zu erhalten. Dies ist durch den geringen Messabstand der SMRM-Messungen begründet, die in unmittelbarer Nähe zur Probenoberfläche durchgeführt wurden. Die SMRM-Messungen stellen somit eine Ergänzung zu den MFM-Messungen dar, die jedoch in einem deutlich geringeren Abstand der Sonde zur Probenoberfläche und folglich mit einer im Vergleich zum MFM erhöhten Ortsauflösung durchgeführt werden. In einer abschließenden Studie hinsichtlich der Abhängigkeit der z -Komponente der MFL von der Ferromagnetschichtdicke der EB-Streifendomänenstruktur, die für das EB-System $\text{Cu}^{5\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{x\text{ nm}}/\text{Ta}^{10\text{ nm}}$ im Intervall von 6-12 nm variiert wurde, konnte anhand der SMRM-Messungen gezeigt werden, dass innerhalb des Schichtdickenbereichs von 6-10 nm eine signifikante Zunahme des Betrags von $H_{z,\text{MFL}}$ erfolgt. Diese ist durch die kompetierenden Einflüsse der Ferromagnetschichtdicke und der damit invers korrelierenden unidirektionalen Anisotropie begründet. Die Ergebnisse zeigen somit, dass die MFL oberhalb von topographisch planaren EB-Streifendomänenstrukturen neben der Stärke und Richtung der Anisotropieparameter in benachbarten Domänen zusätzlich über die intrinsischen Materialeigenschaften der ferromagnetischen Schicht manipuliert werden kann.

KAPITEL 5

Transport magnetischer Partikel

Das zweite Ergebniskapitel beinhaltet die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten theoretischen und experimentellen Untersuchungen zum gerichteten Transport von superparamagnetischen Kern-Schale Partikeln oberhalb von magnetisch texturierten *Exchange-Bias* (EB, engl. *Exchange-Bias*) Dünnschichtsystemen in mikrofluidaler Umgebung mittels zeitabhängiger externer Magnetfelder. Basierend auf den Ergebnissen von Kapitel 4 zum spezifischen Design von magnetischen Feldlandschaften (MFL) oberhalb von topographisch planaren EB-Streifendomänenstrukturen mit *in-plane* Magnetisierung wurden hierzu EB-Prototypsysteme mit einer *head-to-head* und *tail-to-tail* Orientierung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Streifendomänen gefertigt, sodass der Betrag der MFL oberhalb der Domänenwände maximiert wird. Zu Beginn des Kapitels wird eine thematische Einführung in das Forschungsgebiet gegeben und das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte theoretische Modell zur quantitativen Modellierung des Partikeltransports über die dynamische Transformation der potentiellen Energielandschaft der Partikel für externe Magnetfelder im Bereich von wenigen Millitesla, in Abgrenzung zum Konzept des gerichteten Transports durch Domänenwandbewegung (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*) für Magnetfeldstärken im Bereich der Ummagnetisierung des EB-Systems,^[ELW11] vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung des DOWMAT-Konzepts kann in der Arbeit von EHRESMANN *et al.* gefunden werden.^[ELW11] Im Abschnitt „experimentelle Realisierung“ wird der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte experimentelle Aufbau zur fernsteuerbaren Manipulation von superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln via computergesteuerter Elektromagnete sowie deren Quantifizierung durch die Kombination eines optischen Mikroskops mit einer Hochgeschwindigkeitskamera beschrieben. Der Partikeltransportmechanismus wurde experimentell in Abhängigkeit von der Größe der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel, dem Abstand der Partikel zum Substrat, der Schichtdicke des Ferromagneten der EB-Streifendomänenstruktur sowie der Stärke des externen Magnetfelds senkrecht zur Probenoberfläche untersucht und mit den Ergebnissen des theoretischen Modells verglichen. Teile der präsentierten Ergebnisse wurden in HOLZINGER *et al.* veröffentlicht.^[HKB15]

5.1 Einleitung

Der Miniaturisierung von herkömmlichen Labor- und Analysetechniken auf die Größe eines Chips mit lateralen Abmessungen von nur wenigen Zentimetern kommt eine immer zentralere Bedeutung im Bereich der allgemeinen Lebenswissenschaften und medizinischen Diagnostik mit Fokus auf die Entwicklung neuartiger Technologieplattformen wie *Lab-on-a-Chip* (LOC) und Mikrototalanalyssystemen (μ TAS, engl. *micro total analysis systems*) zu - mit dem Vorteil eines reduzierten Substanzverbrauchs für die Entwicklung von neuartigen Pharmazeutika und chemischen Wirkstoffen sowie einer patientennahen Diagnostik im Bereich der Individualmedizin.^[AC07,Jen01,MGW90,SK01,Kni02,NW05,RIA02] Der Integration eines fernsteuerbaren Transportkonzepts von biokompatiblen magnetischen Mikro- und Nanopartikeln wird in diesem Kontext eine Schlüsselrolle zugesprochen,^[Gij04,Pam06,PCJ03] da diese aufgrund ihrer einzigartigen Materialeigenschaften für eine Vielzahl von Anwendungen in einem LOC- oder μ TAS-System eingesetzt werden können. Diese sind unter anderem: (1) Die Isolation, Aufreinigung und Auftrennung von spezifischen Biomolekülen,^[WKY05] (2) der gerichtete Transport von nachzuweisenden Biomolekülen in ausgezeichnete Sensorareale^[ELW11,DVG10] sowie (3) die beschleunigte aktive Durchmischung mikrofluidischer Flüssigkeitsmengen.^[HLG12,TJF07]

Die Geschwindigkeit eines magnetischen Partikels wird in wässriger Umgebung über die Viskosität der Flüssigkeit, den hydrodynamischen Durchmesser des Partikels, den vom Abstand zur Kanalwand abhängigen Reibungskoeffizienten sowie die Stärke und den Gradienten des externen Magnetfelds, $|\vec{H}_{\text{ex}}|$ respektive $\vec{\nabla}\vec{H}$, festgelegt.^[LLB07] Dadurch, dass unter Verwendung von herkömmlichen Labormagnetfeldquellen von 60 kA/m und einem Magnetfeldgradienten von 350 kA/m² lediglich Partikelgeschwindigkeiten im Bereich von 1-6 $\mu\text{m/s}$ erhalten werden, ist dieses Konzept nicht praktikabel für den Transport von magnetischen Mikropartikeln über makroskopische Distanzen im Zentimeterbereich, wie sie bspw. in einem LOC- oder μ TAS-System vorliegen können.^[ELW11,HKB15] Des Weiteren bewirkt die parallele Ausrichtung der Partikelmagnetisierung bzgl. des externen Magnetfelds, dass individuelle Partikel aufgrund der attraktiven interpartikulären magnetostatischen Wechselwirkung irreversibel agglomerieren.^[Gij04,CG97,WWE12] Um die Einschränkungen der als Magnetophorese bezeichneten Bewegung der magnetischen Partikel in einem inhomogenen externen Magnetfeld zu umgehen, werden in der Literatur eine Reihe von innovativen Konzepten beschrieben, die auf der Kombination von externen Magnetfeldern und der spezifischen magnetischen Feldlandschaft (MFL) oberhalb von magnetisch strukturierten Substraten beruhen, wobei im Wesentlichen zwischen zwei Konzepten unterschieden wird.^[YES07,ELW11,DVG10] Die Grundidee dieser Konzepte liegt in der dynamischen Transformation eines makroskopischen, zeitabhängigen externen Magnetfelds in eine mikroskopisch variierende MFL oberhalb der Probenoberfläche, woraus ein gerichteter Transport magnetischer Partikel in räumlicher Nähe zur Oberfläche des magnetischen Substrats resultiert.^[TSJ09] Da magnetisch strukturierte Substrate in Abhängigkeit von der mikromagnetischen Domänenstruktur und den magnetischen Materialeigenschaften starke lokale Magnetfeldgradienten über kurze Längenskalen im Bereich von wenigen Mikrometern oberhalb der Substratoberfläche auf-

weisen,^[AHF15] können diese in Kombination mit vergleichsweise geringen externen Magnetfeldern verwendet werden, um Partikelgeschwindigkeiten deutlich oberhalb von $10 \mu\text{m/s}$ in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche zu erzielen.^[AHF15,ELW11,HKB15,YES07] Im ersten Konzept wird

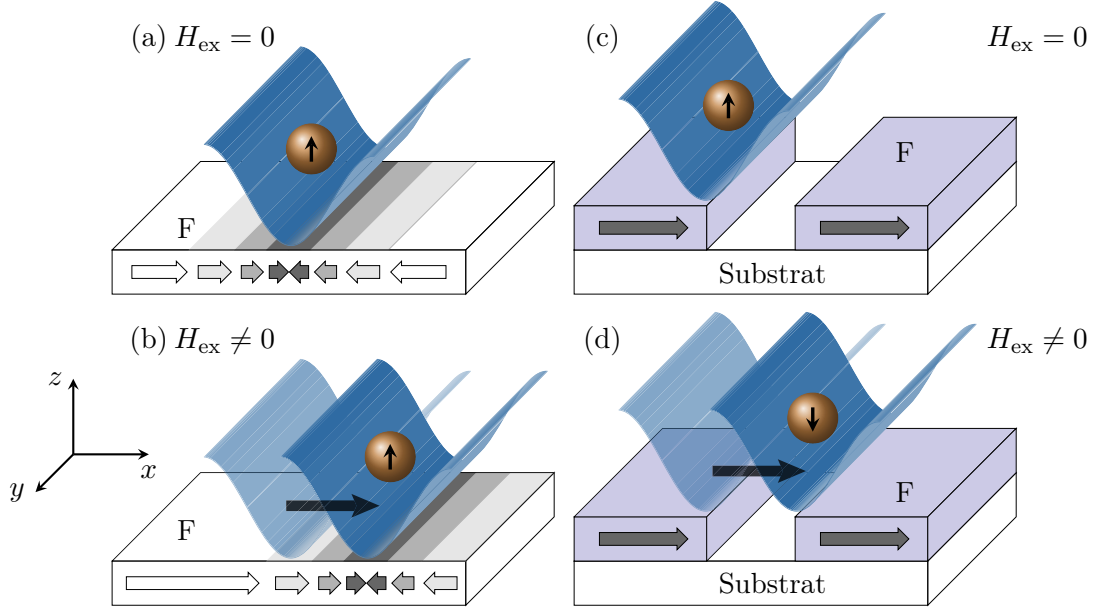


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der in der Literatur beschriebenen Konzepte zum gerichteten Transport von magnetischen Partikeln in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche: (a)-(b) 1. Konzept: Die magnetischen Partikel werden durch die inhomogenen magnetischen Streufelder oberhalb der Domänenwände der ferromagnetischen Schicht (F) mit *in-plane* Magnetisierung positioniert und folgen der Domänenwand während der Ummagnetisierung via Domänenwandbewegung in Anwesenheit des externen Magnetfelds H_{ex} . Die blauen Flächen kennzeichnen jeweils die potentielle Energielandschaft des magnetischen Partikels (braune Kugel), dessen Magnetisierung parallel zur MFL ausgerichtet ist. (c)-(d) 2. Konzept: Durch die Überlagerung der MFL topographischer Mikromagnete mit H_{ex} findet eine dynamische Transformation der potentiellen Energielandschaft der magnetischen Partikel statt, wodurch eine gerichtete Kraft auf die Partikel induziert wird, ohne den magnetischen Zustand des Substrats signifikant zu verändern (nach EHRESMANN *et al.*).^[EKH15]

die räumlich inhomogene magnetische Feldlandschaft oberhalb von magnetisch strukturierten *Exchange-Bias* Systemen,^[ELW11,EHW07] magnetischen Granatfilmen^[TSJ09,HF03] oder ferromagnetischen Nanodrähten und Ringstrukturen^[DGV09,DVG10,STD14] zunächst dazu verwendet, um in Lösung befindliche magnetische Partikel oberhalb der Domänenwandstrukturen des Substrats anzuordnen (vgl. Abb. 5.1). Anschließend wird ein externes Magnetfeld zur Ummagnetisierung des Substrats eingeschaltet, wobei der Ummagnetisierungsvorgang für die beschriebenen Materialsysteme primär durch eine gerichtete Domänenwandbewegung erfolgt, sodass die in räumlicher Nähe zur Domänenwand befindlichen magnetischen Partikel aufgrund der durch die räumliche Änderung der potentiellen Energielandschaft induzierten Kraft in Richtung der Domänenwand-

bewegung folgen. [ELW11,HF03,TSJ09,DVG10,STD14,RB12] Im zweiten Konzept wird die MFL oberhalb von mikromagnetischen Strukturen mit periodischer Fernordnung mit einem zeitlich alternierenden externen Magnetfeld der Frequenz ω , dessen Betrag in der gleichen Größenordnung wie die Stärke der MFL im relevanten Abstandsbereich zum Substrat liegt, überlagert (vgl. Abb. 5.1). [YES07,GRF05,DDH12,LRH14,YV09,YF04] Die daraus resultierende dynamische Änderung der potentiellen Energielandschaft der magnetischen Partikel bewirkt eine gerichtete Bewegung der magnetischen Partikel oberhalb der Substratoberfläche ohne - im Vergleich zum ersten Konzept - einen signifikanten Einfluss auf den magnetischen Zustand des Substrats auszuüben. Die Partikelgeschwindigkeit ist dabei proportional zur magnetophoretischen Mobilität und der Frequenz des externen Magnetfelds. [YES07,LRH14,DDH12] Oberhalb einer kritischen Frequenz ω_{krit} wird die Phasenbeziehung zwischen der zeitlich alternierenden potentiellen Energielandschaft und der dadurch induzierten Partikelbewegung bedingt durch die magnetophoretische Mobilität der Partikel aufgehoben. Die Partikel können folglich der Bewegung der potentiellen Energielandschaft nicht mehr folgen und es ist kein gerichteter Transport mehr möglich. [YES07,DDH12] In der Literatur liegen bislang nahezu keine quantitativen Untersuchungen hinsichtlich der Größenordnung der MFL für den relevanten Abstandsbereich der magnetischen Partikel zur Substratoberfläche sowie dem Abstand der Partikel zur Substratoberfläche während des Transports vor, was jedoch ein entscheidendes Kriterium insbesondere für das zweite Konzept zum Transport magnetischer Partikel ist. [GRF05]

In diesem Teil der Arbeit sollte zunächst untersucht werden, ob topographisch planare EB-Systeme mit einer *head-to-head* und *tail-to-tail* Orientierung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Streifendomänen, die bereits von EHRESMANN *et al.* erfolgreich zum gerichteten Partikeltransport durch die Ummagnetisierung des Substrats via Domänenwandbewegung verwendet wurden (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*), ebenfalls für einen Partikeltransport auf Basis der dynamischen Transformation der potentiellen Energielandschaft der magnetischen Partikel eingesetzt werden können. [ELW11] Ein solches Konzept ist besonders vielversprechend für batteriebetriebene LOC-Anwendungen, da keine signifikante Änderung des magnetischen Zustands des EB-Systems durch das externe Magnetfeld erfolgen muss. Auf Grundlage eines theoretischen Modells sollte zudem untersucht werden, welchen Einfluss die MFL der EB-Streifendomänenstruktur, der Abstand der magnetischen Partikel zum EB-System sowie die Größe der magnetischen Partikel auf die Transportgeschwindigkeit besitzen.

5.2 Theoretisches Modell

Im Folgenden wird zunächst auf die magnetische Wechselwirkung zwischen superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln (SPP) und der magnetischen Feldlandschaft (MFL) einer EB-Streifendomänenstruktur mit einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Domänenkonfiguration in Anwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} eingegangen, wobei daran anschließend ein Überblick über weitere relevante, auf SPPs wirkende Kräfte gegeben wird. Die potentielle Energie

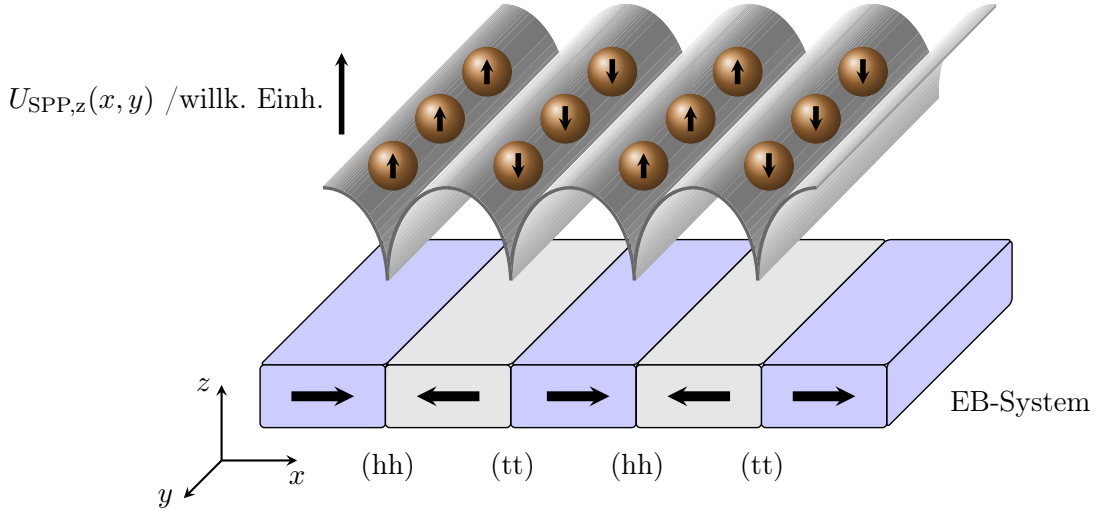


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der potentiellen Energielandschaft $U_{\text{SPP},z}(x, y)$ (grau gefärbte Fläche) superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel (braune Kugeln) im Abstand z zur Oberfläche der EB-Streifendomänenstruktur parallel zur xy -Ebene. Das magnetische Moment der SPPs (schwarze Pfeile innerhalb der braunen Kugeln) ist parallel zur MFL des EB-Systems ausgerichtet, wobei sich die Partikel in Abwesenheit eines externen Magnetfelds in regelmäßigen Reihen oberhalb der *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Domänenwände des EB-Systems positionieren (nach HOLZINGER *et al.*).^[HKB15]

eines in Lösung befindlichen superparamagnetischen Kern-Schale-Partikels $U_{\text{SPP}}(x, z)$ wird im Abstand z zur Oberfläche der EB-Streifendomänenstruktur des Substrats unter Berücksichtigung der Translationsinvarianz entlang der y -Richtung in Abwesenheit des externen Magnetfelds ($|\vec{H}_{\text{ex}}| = 0$) über das Skalarprodukt aus der magnetischen Feldlandschaft (MFL) des EB-Systems $\vec{H}_{\text{MFL}}(x, z)$ und dem magnetischen Moment des Partikels $\vec{m}_{\text{SPP}}(x, z)$ beschrieben; es ist (vgl. Abb. 5.2):^[LPW04,HKB15]

$$U_{\text{SPP}}(x, z) = -\mu_0 \cdot \vec{m}_{\text{SPP}}(x, z) \cdot \vec{H}_{\text{MFL}}(x, z), \quad (5.2.1)$$

mit der magnetischen Feldkonstante μ_0 . Eine wesentliche Eigenschaft von SPPs ist, dass in Abwesenheit des externen Magnetfelds in Analogie zur paramagnetischen Phase keine stabile Magnetisierung auf der Zeitskala der experimentellen Charakterisierung aufgrund von thermischen Aktivierungsprozessen vorliegt. SPPs weisen im Gegensatz zu Paramagneten eine ähnlich hohe

Sättigungsmagnetisierung wie ferromagnetische *bulk*-Materialien bzw. eine höhere magnetische Suszeptibilität auf.^[NSH05] Demnach können die Komponenten des magnetischen Moments der SPPs, $m_{\text{SPP},x}(x, z)$ respektive $m_{\text{SPP},z}(x, z)$, unter Berücksichtigung der Stärke und Richtung des lokalen Magnetfelds $\vec{H}(x, z)$ bezüglich der Probenoberfläche (parallel zur xz -Ebene, Abb. 5.2), die über den Winkel $\alpha = \arctan[H_z(x, z)/H_x(x, z)]$ gegeben ist, in Punkt-Dipol-Näherung durch die LANGEVIN-Funktion wie folgt zum Ausdruck gebracht werden:^[YKK04,HKB15]

$$|\vec{m}_{\text{SPP}(x,z)}| = m_{\text{SPP,max}} \left[\coth \left(b \cdot |\vec{H}(x, z)| \right) - \frac{1}{b \cdot |\vec{H}(x, z)|} \right], \quad (5.2.2)$$

$$m_{\text{SPP},x}(x, z) = \cos \alpha \cdot |\vec{m}_{\text{SPP}(x,z)}|, \quad m_{\text{SPP},z}(x, z) = \sin \alpha \cdot |\vec{m}_{\text{SPP}(x,z)}|, \quad (5.2.3)$$

mit dem temperaturabhängigen LANGEVIN-Parameter b und dem Sättigungswert des magnetischen Moments $m_{\text{SPP,max}}$.^[HKB15] Dadurch, dass das magnetische Moment der SPPs in Abwesenheit des externen Magnetfelds ausschließlich durch die magnetische Feldlandschaft der EB-Streifendomänenstruktur beeinflusst wird, ist eine genaue Kenntnis der MFL zur quantitativen Abschätzung der auf die SPPs wirkenden magnetischen Kräfte erforderlich. Wie in Kapitel 4 gezeigt werden konnte, kann die MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur mit einer (hh)- und (tt)-Domänenkonfiguration im Fernfeld der Probe in guter Näherung mittels des unter Abschnitt 4.2.3 vorgestellten analytischen Modells für longitudinale magnetische Speichermedien beschrieben werden.^[AHF15,HKB15] Auf Grundlage dessen kann in Anwesenheit eines zeitabhängigen externen Magnetfelds $\vec{H}_{\text{ex}}(x, z, t)$ die auf ein SPP wirkende magnetische Kraft $\vec{F}_{\text{SPP}}(x, z, t)$ über den negativen räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft (vgl. Gl. 5.2.1) unter Berücksichtigung des effektiven Magnetfelds $\vec{H}_{\text{eff}}(x, z, t)$ dargestellt werden. Es ist:^[HKB15]

$$\vec{F}_{\text{SPP}}(x, z, t) = -\vec{\nabla} U_{\text{SPP}}(x, z, t) = \mu_0 \cdot \left(\vec{m}_{\text{SPP}}(x, z, t) \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \vec{H}_{\text{eff}}(x, z, t). \quad (5.2.4)$$

In Gl. 5.2.4 wurde angenommen, dass das zeitabhängige externe Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ex}}(x, z, t)$ keine signifikante Änderung der Probenmagnetisierung der EB-Streifendomänenstruktur bewirkt, so dass das effektive Magnetfeld $\vec{H}_{\text{eff}}(x, z, t)$ durch die Superposition von $\vec{H}_{\text{MFL}}(x, z)$ und $\vec{H}_{\text{ex}}(x, z, t)$ erhalten werden kann:^[HKB15]

$$\vec{H}_{\text{eff}}(x, z, t) = \vec{H}_{\text{MFL}}(x, z) + \vec{H}_{\text{ex}}(x, z, t). \quad (5.2.5)$$

Die SPPs werden in flüssiger Umgebung durch die aus dem räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft resultierende magnetische Kraft $F_{\text{SPP},x}(x, z)$ (vgl. Gl. 5.2.4) unter Vernachlässigung der Zeitabhängigkeit des effektiven Magnetfelds so lange entlang der x -Richtung beschleunigt, bis das Kräftegleichgewicht zwischen der x -Komponente der magnetischen Kraft $F_{\text{SPP},x}(x, z)$ und der Reibungskraft $F_{\text{R},x}(x, z)$ durch die umgebende Flüssigkeit erreicht ist:^[LLB07,ELW11]

$$\varrho_{\text{SPP}} \cdot V_{\text{SPP}} \cdot \frac{dv_{\text{SPP},x}}{dt} = F_{\text{SPP},x}(x, z) - F_{\text{R},x}(x, z), \quad (5.2.6)$$

mit dem sphärischen Volumen der SPPs $V_{\text{SPP}} = (4/3) \cdot \pi \cdot r_{\text{SPP}}^3$, dem hydrodynamischen Partikelradius r_{SPP} , der Dichte der Partikel ϱ_{SPP} und der x -Komponente der Partikelgeschwindigkeit $v_{\text{SPP},x}$. Die auf ein sphärisches Partikel wirkende Reibungskraft $\vec{F}_{\text{R}}(x, z)$ durch die umgebende Flüssigkeit kann für mikrofluidische Strukturen im laminaren Strömungsregime in guter Näherung durch die STOKES'sche Reibung der Form^[LLB07,HKB15]

$$\vec{F}_{\text{R}}(x, z) = 6 \cdot \pi \cdot r_{\text{SPP}} \cdot \eta_{\text{L}} \cdot f_{\text{R}}(z, r_{\text{SPP}}) \cdot \vec{v}_{\text{SPP}}(x, z) \quad (5.2.7)$$

beschrieben werden, wobei η_{L} die Viskosität des Lösungsmittels, $\vec{v}_{\text{SPP}}(x, z)$ die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der Partikel und $f_{\text{R}}(z, r_{\text{SPP}})$ der Reibungskoeffizient ist. Dieser ist von der Partikelgröße und dem z -Abstand der Partikel zur Substratoberfläche abhängig und kann nach WIRIX-SPEETJENS *et al.* in Form einer Reihenentwicklung nach

$$f_{\text{R}}(z, r_{\text{SPP}}) = \left[1 - \frac{9}{16} \left(\frac{r_{\text{SPP}}}{r_{\text{SPP}} + z} \right) + \frac{1}{8} \left(\frac{r_{\text{SPP}}}{r_{\text{SPP}} + z} \right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{r_{\text{SPP}}}{r_{\text{SPP}} + z} \right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{r_{\text{SPP}}}{r_{\text{SPP}} + z} \right)^5 \right]^{-1} \quad (5.2.8)$$

dargestellt werden.^[WFB05] Für den Fall, dass die Partikelbewegung in unmittelbarer Nähe zur Substratoberfläche stattfindet, d.h. $z \rightarrow 0$, ist der Reibungskoeffizient mit $f_{\text{R,max}} = 3$ maximal, wohingegen $f_{\text{R}} \approx 1$ für $z \geq 10 \mu\text{m}$ bei einem Partikelradius von $r_{\text{SPP}} = 1 \mu\text{m}$ ist und der halbe Maximalwert von $f_{\text{R,max}}$ in einem Abstand von $z \approx 70 \text{ nm}$ zur Substratoberfläche vorliegt.^[HKB15] Die charakteristische Zeitskala τ , auf der die Beschleunigung der Partikel stattfindet, wird durch Lösung der Bewegungsdifferentialgleichung (vgl. Gl. 5.2.6) zu

$$\tau = \frac{2}{9} \cdot \frac{\varrho_{\text{SPP}} \cdot r_{\text{SPP}}^2}{\eta_{\text{L}} \cdot f_{\text{R}}(z, r_{\text{SPP}})} \quad (5.2.9)$$

erhalten. Hierbei wurde exemplarisch für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten SPPs mit einem Partikelradius von $r_{\text{SPP}} = 1 \mu\text{m}$ und einer Dichte von $\varrho_{\text{SPP}} = 1100 \text{ kg/m}^3$, der Viskosität von destilliertem Wasser mit $\eta_{\text{L}} = 1,0093 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ bei $T = 293,15 \text{ K}$ und einem Reibungskoeffizienten von $f_{\text{R}} \approx 1,5$, d.h. die Partikel befinden sich während der Bewegung entlang der x -Richtung in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche, eine charakteristische Beschleunigungszeit $\tau \approx 200 \text{ ns}$ ermittelt. Unter Berücksichtigung der exponentiellen Geschwindigkeitszunahme werden somit ca. 99% der Gleichgewichtsgeschwindigkeit nach einem Zeitraum von $5 \cdot \tau \approx 1 \mu\text{s}$ erreicht.^[HKB15,Mic15] Die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs $\vec{v}_{\text{SPP}}(x, z)$ kann folglich für die Bereiche, in denen das effektive Magnetfeld zeitlich konstant ist, d.h. $d\vec{H}_{\text{eff}}(x, z, t)/dt = 0$, über das Kräftegleichgewicht zwischen der magnetischen Kraft und der STOKES'schen Reibungskraft (vgl. Gl. 5.2.4 und Gl. 5.2.7) beschrieben werden. Es ist:^[HKB15]

$$\vec{v}_{\text{SPP}}(x, z) = \frac{\mu_0 \cdot \left(\vec{m}_{\text{SPP}}(x, z) \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \vec{H}_{\text{eff}}(x, z)}{6 \cdot \pi \cdot r_{\text{SPP}} \cdot \eta_{\text{L}} \cdot f_{\text{R}}(z, r_{\text{SPP}})} \quad (5.2.10)$$

Anhand von Gl. 5.2.10 ist ersichtlich, dass die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs neben den Materialeigenschaften der verwendeten Partikel und der umgebenden Flüssigkeiten maßgeblich durch die Stärke und den Gradienten des effektiven Magnetfelds sowie den Abstand der SPPs zur Substratoberfläche beeinflusst wird, wobei insbesondere in Anwesenheit eines homogenen externen Magnetfelds die räumliche Gestalt der MFL der EB-Streifendomänenstruktur von übergeordneter Bedeutung ist.^[HKB15] Der abstandsabhängige Verlauf des Reibungskoeffizienten und der MFL der EB-Streifendomänenstruktur senkrecht zur Probenoberfläche besitzt einen kompetierenden Einfluss auf die Größe der Gleichgewichtsgeschwindigkeit, da einerseits die Verringerung von $f_R(z, r_{\text{SPP}})$ mit zunehmendem z -Abstand zu einer Erhöhung von $|\vec{v}_{\text{SPP}}(x, z)|$ führt, andererseits jedoch gleichzeitig der Betrag der MFL und deren Gradient abnehmen, so dass der Betrag von $\vec{v}_{\text{SPP}}(x, z)$ geringer wird.^[HKB15] Aufgrund der entgegengesetzt gerichteten Einflüsse auf die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs ist zu erwarten, dass $|\vec{v}_{\text{SPP}}(x, z)|$ in Abhängigkeit von den Materialeigenschaften der Partikel und der Flüssigkeit in einem gewissen Abstand zur Substratoberfläche maximal wird und für kleiner bzw. größer werdende z -Abstände zur Probenoberfläche kleiner wird.^[HKB15]

Neben der magnetischen Wechselwirkung zwischen den SPPs und dem effektiven Magnetfeld - das aus der Superposition der MFL der EB-Streifendomänenstruktur des Substrats und des externen Magnetfelds resultiert - die aufgrund des räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft der SPPs zu einer gerichteten Bewegung der SPPs führt, existieren weitere, auf in Lösung befindliche SPPs wirkende Kräfte, die im Folgenden näher betrachtet werden sollen. Generell werden auf ein in Lösung befindliches superparamagnetisches Kern-Schale-Partikel in Abhängigkeit von der Dichte des Partikels und der Dichte des Lösungsmittels, ϱ_{SPP} respektive ϱ_L , unter dem Einfluss der Gravitation drei verschiedene Fälle unterschieden: (1) Auftrieb für $\varrho_L > \varrho_{\text{SPP}}$, (2) Sedimentation für $\varrho_L < \varrho_{\text{SPP}}$ und (3) der Schwebezustand für $\varrho_L = \varrho_{\text{SPP}}$. Dadurch, dass die Dichte der in dieser Arbeit verwendeten SPPs mit $\varrho_{\text{SPP}} = 1100 \text{ kg/m}^3$ größer als die Dichte des als Lösungsmittel verwendeten destillierten Wassers bei Raumtemperatur mit $\varrho_L = 998 \text{ kg/m}^3$ ist, sedimentieren die SPPs zur Probenoberfläche. Die Sedimentationsgeschwindigkeit der SPPs $v_{\text{S,SPP}}$ entlang der z -Richtung (vgl. Abb. 5.2) wird in Abhängigkeit vom z -Abstand der SPPs zur Substratoberfläche und Partikelradius r_{SPP} unter Berücksichtigung der STOKES'schen Reibungskraft der Flüssigkeit im Bereich laminarer Strömungen durch

$$v_{\text{S,SPP}} = \frac{2}{9} \cdot \frac{g \cdot r_{\text{SPP}}^2 \cdot (\varrho_{\text{SPP}} - \varrho_L)}{\eta_L \cdot f_R(z, r_{\text{SPP}})} \quad (5.2.11)$$

beschrieben, mit der Erdbeschleunigung $g = 9,81 \text{ m/s}^2$.^[WFB05,MP05] Der Maximalwert der Sedimentationsgeschwindigkeit beträgt für einen Partikelradius von $r_{\text{SPP}} = 1 \mu\text{m}$ im Abstand von $z > 10 \mu\text{m}$ zur Probenoberfläche, d.h. $f_R(z, r_{\text{SPP}}) \approx 1$, $v_{\text{S,SPP}} = 220 \text{ nm/s}$, wohingegen $v_{\text{S,SPP}}$ für $z \rightarrow 0$ bis auf einen Wert von 70 nm/s reduziert wird. Der Betrag der Auftriebs- und Gravitationskraft, $|\vec{F}_A|$ respektive $|\vec{F}_G|$, ist durch $|\vec{F}_A| = 41 \cdot 10^{-15} \text{ N}$ bzw. $|\vec{F}_G| = 45 \cdot 10^{-15} \text{ N}$ gegeben, sodass die für die Sedimentation verantwortliche Differenzkraft $|\Delta\vec{F}| = 4 \cdot 10^{-15} \text{ N}$ beträgt.

Die relevanten interpartikulären Oberflächenkräfte sowie die Kräfte zwischen der Partikel- und Substratoberfläche werden quantitativ durch die DLVO-Theorie (nach ihren Erfindern: DER-JAGUIN, LANDAU, VERWEY und OVERBEEK), die die elektrostatische und elektrodynamische Wechselwirkung (VAN-DER-WAALS-Kräfte) beinhaltet, beschrieben.^[BGK03,WFB05] Die VAN-DER-WAALS-Kraft umfasst die dipolaren Wechselwirkungen in Form der Dipol-, Induktions- und Dispersionswechselwirkung, wobei für die Wechselwirkung zwischen mesoskopischen Systemen ein Ensemble von Atomen bzw. Molekülen für die Gesamtwechselwirkung zwischen den beteiligten Oberflächen berücksichtigt werden muss. Im Vergleich zur Wechselwirkung zwischen zwei Atomen bzw. Molekülen wird dadurch eine reduzierte Abstandsabhängigkeit erhalten. Der abstandsabhängige Verlauf der VAN-DER-WAALS-Kraft $\vec{F}_{\text{vdW}}(z)$ zwischen der Partikel- und Substratoberfläche kann unter Berücksichtigung der Retardierungslänge der elektrodynamischen Wechselwirkung λ_{ret} in Form von

$$\vec{F}_{\text{vdW}}(z) = -\frac{A_{132} \cdot r_{\text{SPP}}}{6 \cdot z^2} \cdot \left(\frac{1}{1 + 14 \cdot z / \lambda_{\text{ret}}} \right) \cdot \vec{e}_z \quad (5.2.12)$$

dargestellt werden, mit der HAMAKER-Konstante A_{132} , die die Wechselwirkungsenergie zwischen zwei Materialien 1 und 2 in einem Medium des Materials 3 beschreibt, und dem Einheitsvektor \vec{e}_z entlang der z -Richtung (vgl. Abb. 5.2).^[BGK03,WFB05] Aufgrund dessen, dass für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Materialkombination aus Polymethylmethacrylat (PMMA) (zusätzliche Beschichtung des EB-Substrats) und denen auf einer Polyethylenglycol-Polymerschicht befindlichen Carboxylgruppen (COOH) der verwendeten SPPs in der Literatur keine Werte für A_{132} beschrieben werden, wurde zur Approximation der VAN-DER-WAALS-Kräfte eine HAMAKER-Konstante von $3,4 \cdot 10^{-21}$ J für die Wechselwirkung zwischen einer SiO_2 -Substratoberfläche und mit Acrylester funktionalisierten SPPs in destilliertem Wasser angenommen.^[WFB05] Unter Berücksichtigung der Retardierungslänge, die nach WIRIX-SPEETJENS *et al.* zu 100 nm angenommen werden kann, ist für einen Partikel-Substrat-Abstand von $z \leq 50$ nm der Betrag der VAN-DER-WAALS-Kraft $|\vec{F}_{\text{vdW}}| \geq 2$ pN.

Ein wesentliches Kriterium der elektrostatischen Wechselwirkung sind die von der Elektrolytkonzentration und dem pH-Wert der Lösung abhängigen elektrischen Oberflächenpotentiale der Partikel- und Substratoberfläche, wobei zwischen einer attraktiven und repulsiven COULOMB-Wechselwirkung unterschieden wird.^[WFB05] Das effektive Oberflächenpotential einer Festkörperoberfläche wird in wässriger Lösung durch die Adsorption von in Lösung befindlichen Ionen bzw. durch die Dissoziation von Oberflächengruppen wie bspw. Carboxylgruppen beeinflusst. Das mit den Oberflächenladungen korrelierende elektrische Feld bedingt die Anlagerung von weiteren Gegenionen und hat die Ausbildung einer elektrochemischen Doppelschicht (auch als HELMHOLTZ-Schicht bezeichnet) zur Folge (vgl. Abb. 5.3).^[BGK03,WFB05] In einer radial nach außen hin anknüpfenden, diffusiven Schicht ist die thermische Energie ausreichend groß, um die Immobilisierung von weiteren Gegenionen außerhalb der elektrochemischen Doppelschicht zu verhindern. Mit dem Begriff Zeta-Potential ζ wird das effektive Oberflächenpotential der Festkörperoberfläche an der Scherebene, d.h. dem Übergangsbereich zwischen immobilisierten und frei beweglichen

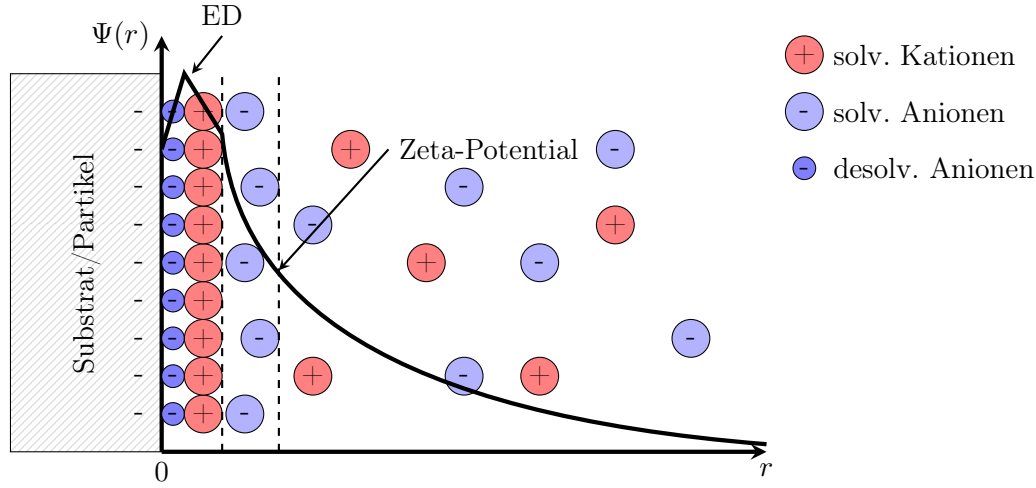


Abbildung 5.3: Abstandsabhängiger Verlauf des Oberflächenpotentials $\Psi(r)$ für eine exemplarisch als elektrisch negativ geladen angenommene Substrat- bzw. Partikeloberfläche in einer Elektrolytlösung. Die Adsorption von desolvatisierten Anionen auf der Festkörperoberfläche bewirkt zunächst eine Zunahme des Oberflächenpotentials (innere HELMHOLTZ-Schicht), wobei die daran anschließende Anlagerung von solvatisierten Gegenionen (äußere HELMHOLTZ-Schicht) zu einer Reduzierung des Oberflächenpotentials führt und in Summe als elektrochemische Doppelschicht (ED) bezeichnet wird. In der nach außen hin angrenzenden diffusen Schicht ist die thermische Energie ausreichend groß, um die weitere Immobilisierung von solvatisierten Ionen zu verhindern, wobei das effektive Oberflächenpotential an der Scherebene als Zeta-Potential bezeichnet wird (nach BUTT *et al.*).^[BGK03]

Gegenionen, bezeichnet (vgl. Abb. 5.3).^[BGK03] Die elektrostatische Kraft $\vec{F}_{\text{el}}(z)$ zwischen zwei Partikeln bzw. zwischen einem Partikel und der Substratoberfläche mit den Oberflächenpotentialen Ψ_1 respektive Ψ_2 wird durch den räumlichen Überlapp zwischen den oberhalb der Festkörperoberflächen befindlichen, elektrochemischen Doppelschichten hervorgerufen. Es ist:^[WFB05]

$$\vec{F}_{\text{el}}(z) = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot r_{\text{SPP}}}{1 - \exp(-2 \cdot \kappa \cdot z)} \cdot [2 \cdot \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot \exp(-\kappa \cdot z) \pm (\Psi_1^2 + \Psi_2^2) \cdot \exp(-2 \cdot \kappa \cdot z)] \cdot \vec{e}_z, \quad (5.2.13)$$

mit der relativen Permittivität des Lösungsmittels ε_r , der elektrischen Feldkonstante ε_0 und der inversen DEBYE-Länge κ , die ein Maß für die räumliche Abklinglänge $\lambda_{\text{el}} = 1/\kappa$ des elektrischen Potentials ist und in Abhängigkeit von der Ionenstärke I der Elektrolytlösung durch

$$\kappa = \sqrt{\frac{2000 \cdot N_A \cdot e^2 \cdot I}{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot k_B \cdot T}} \quad (5.2.14)$$

erhalten werden kann.^[WFB05] Dabei ist k_B die BOLTZMANN-Konstante, N_A die AVOGADRO-Zahl und e die Elementarladung. Das Vorzeichen in Gl. 5.2.13 ist positiv unter der Annahme, dass die

Oberflächenladungsdichte der Festkörperoberflächen konstant ist, und negativ, wenn die Oberflächenpotentiale als konstant angenommen werden, sodass das Zeta-Potential des Partikels und des Substrats zur Berechnung der elektrostatischen Kraft verwendet werden kann.^[BGK03,WFB05] Die theoretische maximale DEBYE-Länge von destilliertem Wasser bei $\text{pH} = 7$ beträgt 680 nm (relative Permittivität von Wasser bei Raumtemperatur $\varepsilon = 80$) und ist durch die Autoprotolyse von H_2O limitiert, wobei nach BUTT *et al.* ionische Verunreinigungen oder Abweichungen vom pH-Wert der Lösung zu einer reduzierten DEBYE-Länge im Bereich von 100-300 nm führen.^[BGK03,WFB05] Dadurch, dass in einem Großteil der später gezeigten Ergebnisse eine zusätzliche PMMA-Schicht auf die EB-Streifendomänensysteme aufgebracht wurde, wird für die Abschätzung der elektrostatischen Kraft das Zeta-Potential von PMMA mit $\zeta = -35 \text{ mV}$ sowie exemplarisch das Zeta-Potential von superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln mit einem Durchmesser von $2 \mu\text{m}$ mit $\zeta = -32 \text{ mV}$ verwendet (*micromod Partikeltechnologie GmbH*, micromer[®]-M, PEG-COOH, $2 \mu\text{m}$).^[KH04,Mic15] Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten SPPs sind aus einer Styrol-Maleinsäure-Copolymer Matrix im Kern zusammengesetzt, dessen Durchmesser nach Herstellerangaben ungefähr 90-95 % des Partikeldurchmessers entspricht und auf dessen Oberfläche superparamagnetische Eisenoxid Nanopartikel (Fe_3O_4) eingebettet sind. Der Kern wird von einer Polyethylenglykol-Schale mit einer Carboxylgruppen-Oberflächenfunktionalisierung umschlossen.^[Mic15] Unter der Annahme einer DEBYE-Länge von $\lambda_{\text{el}} = 100 \text{ nm}$ ist der Betrag der repulsiven elektrostatischen Kraft $|\vec{F}_{\text{el}}| \geq 1 \text{ pN}$ für einen Partikel-Substrat-Abstand von $z \leq 500 \text{ nm}$.

Die durch die MFL der EB-Streifendomänenstruktur auf ein in Lösung befindliches SPP wirkende magnetische Kraft, die oberhalb der (hh)- bzw. (tt)-Domänenwandzentren des EB-Systems maximal ist, kann nach Gl. 5.2.4 unter Kenntnis der MFL der Probe berechnet werden. Der abstandsabhängige Verlauf der z -Komponente der MFL des EB-Systems wird exemplarisch für das in Kapitel 4 experimentell charakterisierte EB-System $\text{Cu}^{5 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{12 \text{ nm}}/\text{Ta}^{10 \text{ nm}}$ mit den ermittelten Fit-Parametern von $M_{\text{R}} = 3,14 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ und $a = 287 \text{ nm}$ nach dem analytischen Modell (vgl. Abschn. 4.2.3) zur Abschätzung der magnetischen Kraft bestimmt. Der Sättigungswert des magnetischen Moments der verwendeten SPPs wurde von WEIS mittels Vibrationsmagnetometrie zu $m_{\text{SPP,max}} = 4,48 \cdot 10^{-14} \text{ Am}^2$ und der LANGEVIN-Parameter zu $b = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ bestimmt.^[Wei09] Unter Berücksichtigung der Punkt-Dipol-Näherung für das magnetische Moment der SPPs, d.h. das magnetische Moment ist im Zentrum des Partikels lokalisiert, wodurch der minimale Abstand des magnetischen Dipolmoments zur Substratoberfläche $z = r_{\text{SPP}}$ beträgt, resultiert eine attraktive magnetische Kraft von $F_{\text{SPP},z} \geq 1 \text{ pN}$ für einen z -Abstand $z \leq 260 \text{ nm}$ zwischen der Substrat- und Partikeloberfläche. Im Gegensatz dazu ist die magnetische Kraft während der Transportexperimente in Anwesenheit eines externen Magnetfelds von $H_{\text{ex},z} = 1,6 \text{ kA/m}$ parallel zur z -Richtung, das innerhalb der relevanten Längenskalen der Partikelbewegung räumlich konstant ist, bereits für einen z -Abstand von $z \leq 1,25 \mu\text{m}$ $F_{\text{SPP},z} \geq 1 \text{ pN}$. Für einen Teil der in diesem Teil der Arbeit gezeigten Experimente zum gerichteten Transport der SPPs wurde ein inhomogenes Magnetfeld entlang der x -Richtung, d.h. senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur, mit einer Magnetfeldstärke von 800 A/m und einem Magnetfeldgradienten von 40 kA/m^2 angelegt, was nach Gl. 5.2.10 und

unter Vernachlässigung der MFL des EB-Systems für einen exemplarischen Reibungskoeffizienten von $f_R(z, r_{\text{SPP}}) = 1,5$ zu einer Gleichgewichtsgeschwindigkeit von $v_{\text{SPP},x} = 3 \text{ nm/s}$ führt, wobei die zugrunde liegende magnetische Kraft $F_{\text{SPP},x} = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ N}$ beträgt.

Sphärische Partikel, die sich in räumlicher Nähe parallel zur Substratoberfläche oder den Kanalwänden einer mikrofluidischen Struktur bewegen, erfahren aufgrund ihrer Massenträgheit eine hydrodynamische Auftriebskraft, die senkrecht zur Substratoberfläche bzw. den Kanalwänden gerichtet ist.^[PSJ09,DC09] Die experimentelle und theoretische Beschreibung der als Wand-Effekt bezeichneten Auftriebskraft geht auf Arbeiten von SEGRÉ *et al.* und SAFFMAN zurück und kann qualitativ für laminare Strömungen dadurch veranschaulicht werden, dass die STOKES'sche Reibung der Flüssigkeit (vgl. Gl. 5.2.7) mit kleiner werdendem Abstand zur Substratoberfläche zunimmt, wodurch die Strömungsgeschwindigkeit im Bereich zwischen Partikel und Substratoberfläche geringer ist als in den darüber befindlichen Flüssigkeitsschichten.^[PSJ09] Aufgrund dessen liegt unterhalb des Partikels ein geringerer dynamischer Druck und folglich ein größerer statischer Druck vor als oberhalb, was in einer hydrodynamischen Auftriebskraft \vec{F}_{HDA} resultiert,^[PSJ09] die nach HEJAZIAN *et al.* für laminare Strömungen durch

$$\vec{F}_{\text{HDA}} = \left[9,22 \cdot \left(\frac{9}{4} \cdot \frac{U^2}{h^2} \right) \cdot \varrho_L \cdot (2 \cdot r_{\text{SPP}})^4 \right] \cdot \vec{e}_z \quad (5.2.15)$$

beschrieben werden kann, wobei U die Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit und h die Höhe der mikrofluidischen Kanalstruktur ist.^[HLN15] Dadurch, dass für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Studien von hydrostatischen Randbedingungen ausgegangen wurde und folglich der Maximalwert der induzierten Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit mit der lateralen Translationsgeschwindigkeit der Partikel parallel zur x -Richtung im Bereich von $10\text{-}100 \mu\text{m/s}$ gleichzusetzen ist (vgl. Abb. 5.2), resultiert nach Gl. 5.2.15 exemplarisch im Lösungsmittel destilliertes Wasser für $U = 100 \mu\text{m/s}$, $r_{\text{SPP}} = 1 \mu\text{m}$ und eine Kanalhöhe von $h = 100 \mu\text{m}$ eine Auftriebskraft von $|\vec{F}_{\text{HDA}}| = 3,3 \cdot 10^{-19} \text{ N}$. Da $|\vec{F}_{\text{HDA}}|$ im Vergleich zur Differenz aus der Gravitations- und Auftriebskraft um vier Größenordnungen kleiner ist, kann die hydrodynamische Auftriebskraft für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse vernachlässigt werden.

Neben dem Wand-Effekt kann die zusätzliche Rotation des Partikels während der Translation zu einer weiteren Auftriebskraft aufgrund des MAGNUS-Effekts führen, die jedoch aufgrund der zu vernachlässigenden Rotation der SPPs nicht berücksichtigt wird. Die dem hydrodynamischen Auftrieb entgegenwirkende Kraft bei der Translation eines sphärischen Partikels in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche bzw. Kanalwand wird durch den Schergradienten, d.h. der Änderung der Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zur Substratoberfläche dU/dz hervorgerufen.^[PSJ09,HLN15] Die zur Substratoberfläche gerichtete Kraft \vec{F}_{SG} kann nach HEJAZIAN *et al.* für laminare Strömungen in Form von

$$\vec{F}_{\text{SG}} = \left[\frac{\pi}{8} \cdot \varrho_L \cdot U \cdot (2 \cdot r_{\text{SPP}})^3 \cdot \frac{dU}{dz} \right] \cdot \vec{e}_z \quad (5.2.16)$$

dargestellt werden.^[HLN15] Wird der Abstand zwischen der Oberfläche der SPPs und der Substratoberfläche während der Transportexperimente zu $1\text{ }\mu\text{m}$ und die induzierte Strömungsgeschwindigkeit am Ort des Partikels zu $100\text{ }\mu\text{m/s}$ angenommen, so beträgt der Schergradient unter Berücksichtigung, dass die Strömungsgeschwindigkeit an der Substratoberfläche null ist, in linearer Näherung $dU/dz = 100\text{ s}^{-1}$, woraus eine Kraft von $|\vec{F}_{\text{SG}}| = 3 \cdot 10^{-17}\text{ N}$ resultiert. Diese ist zwar

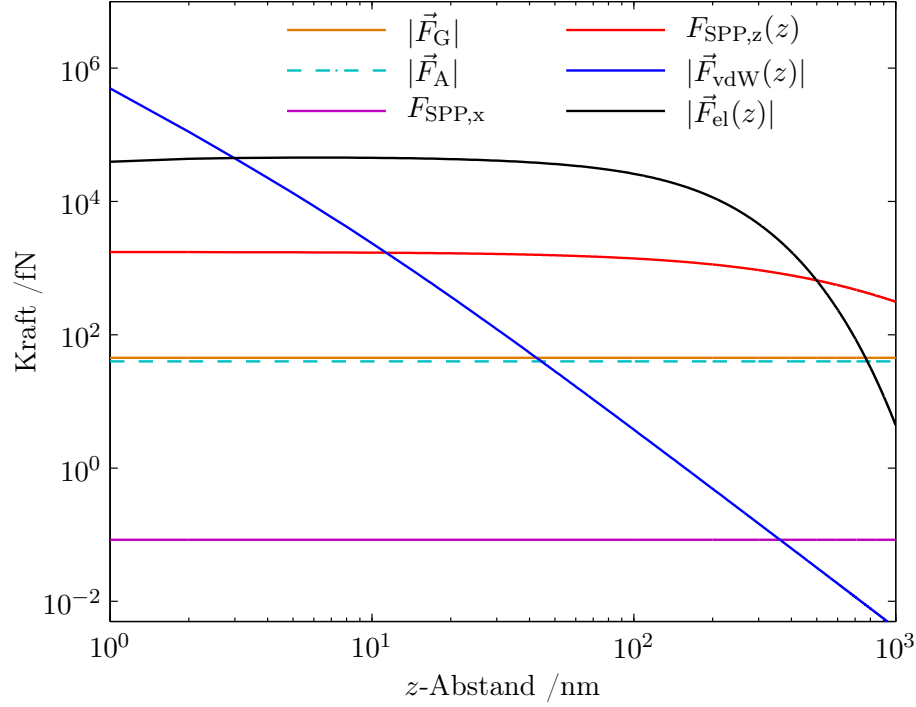


Abbildung 5.4: Doppellogarithmische Auftragung des Betrags der auf ein in wässriger Lösung befindliches SPP mit einem Durchmesser von $r_{\text{SPP}} = 1\text{ }\mu\text{m}$ oberhalb einer EB-Streifendomänenstruktur mit einer (hh)- und (tt)-Domänenkonfiguration in Anwesenheit eines externen Magnetfelds \vec{H}_{ex} wirkenden Kräfte als Funktion des z -Abstands zwischen der Partikel- und Substratoberfläche (als PMMA angenommen), wobei die gezeigte Gravitations-, Auftriebs- und Magnetfeldkraft, $|\vec{F}_{\text{G}}|$, $|\vec{F}_{\text{A}}|$ und $F_{\text{SPP,x}}$ unabhängig vom z -Abstand sind. $F_{\text{SPP,z}}$ beschreibt die magnetische Kraft oberhalb des Domänenwandzentrums ohne eine zusätzliche z -Komponente des externen Magnetfelds. Die elektrostatische und VAN-DER-WAALS-Kraft sind durch $|\vec{F}_{\text{el}}(z)|$ respektive $|\vec{F}_{\text{vdW}}(z)|$ gekennzeichnet. Die zur Kräftebestimmung verwendeten Materialgrößen sind im Text erläutert.

im Vergleich zur hydrodynamischen Auftriebskraft um zwei Größenordnungen größer, jedoch um zwei Größenordnungen kleiner als die Differenzkraft zwischen der Gravitations- und Auftriebskraft und kann aufgrund dessen ebenfalls vernachlässigt werden. Zusätzlich muss jedoch berücksichtigt werden, dass innerhalb des induzierten Strömungsprofils der Flüssigkeit ein Schergradient in beide Richtungen parallel zur z -Achse vorliegt und sich die Partikel im Bereich von $dU/dz = 0$ bewegen, weshalb davon auszugehen ist, dass der tatsächliche Wert von $|\vec{F}_{\text{SG}}|$ für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Systeme gegen null strebt.

In Abb. 5.4 ist eine zusammenfassende Darstellung der zuvor diskutierten Kräfte, die auf ein in wässriger Lösung befindliches SPP oberhalb einer EB-Streifendomänenstruktur in Anwesenheit eines externen Magnetfelds wirken, gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss des inhomogenen externen Magnetfelds entlang der x -Richtung und die daraus resultierende x -Komponente der magnetischen Kraft $F_{\text{SPP},x}$ im Vergleich zu den restlichen Kräften von untergeordneter Bedeutung ist, was sich in der geringen induzierten Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs von $v_{\text{SPP},x} = 3 \text{ nm/s}$ widerspiegelt. Außerhalb des relevanten Wechselwirkungsbereichs zwischen der Partikel- und Substratoberfläche, d.h. $z \gg 1 \mu\text{m}$, bewirkt die im Vergleich zum Lösungsmittel größere Dichte der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Partikel, dass die SPPs zur Substratoberfläche sedimentieren. Für einen z -Abstand von $z \geq 660 \text{ nm}$ führt die MFL der EB-Streifendomänenstruktur zu einer Anlagerung oberhalb der (hh)- bzw. (tt)-Domänenwandzentren, da der Betrag und räumliche Gradient der MFL innerhalb dieser Bereiche maximiert wird. Unterhalb von $z \leq 660 \text{ nm}$ ist jedoch zu erkennen, dass trotz der für die Berechnung der elektrostatischen Kraft verwendeten reduzierten DEBYE-Länge von 100 nm der Betrag der repulsiven COULOMB-Kraft zwischen der Partikel- und Substratoberfläche um ca. eine Größenordnung größer ist als die attraktive magnetische Kraft zwischen der z -Komponente der MFL der EB-Streifendomänenstruktur und den SPPs. Dadurch, dass die attraktive VAN-DER-WAALS-Wechselwirkung erst ab einem z -Abstand unterhalb von 3 nm der repulsiven elektrostatischen Wechselwirkung überwiegt, ist davon auszugehen, dass die elektrostatische Wechselwirkung zu einer Stabilisierung der SPPs oberhalb der Substratoberfläche führt und eine Adsorption auf der Substratoberfläche verhindert. Im Hinblick auf die in diesem Teil der Arbeit durchgeführten Experimente, bei denen auf die verwendeten EB-Systeme eine zusätzliche PMMA-Schicht mit einer Schichtdicke im Bereich von $500\text{-}3500 \text{ nm}$ aufgebracht wurde, ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass durch die künstliche Vergrößerung des z -Abstands der SPPs zum EB-System die magnetische Kraft reduziert wird, die elektrostatische Kraft jedoch unverändert bleibt, wodurch der in Abb. 5.4 gezeigte Schnittpunkt zwischen $F_{\text{SPP},z}$ und $|\vec{F}_{\text{el}}(z)|$ hin zu größeren z -Abständen verschoben ist.

5.3 Experimentelle Realisierung

Der experimentelle Aufbau, der zur Durchführung der im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Untersuchungen zum gerichteten Transport superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel (SPP) oberhalb von magnetisch strukturierten *Exchange-Bias* (EB) Schichtsystemen in Anwesenheit eines zeitabhängigen externen Magnetfelds entwickelt wurde, ist in Abb. 5.5 gezeigt. Ein wesentliches

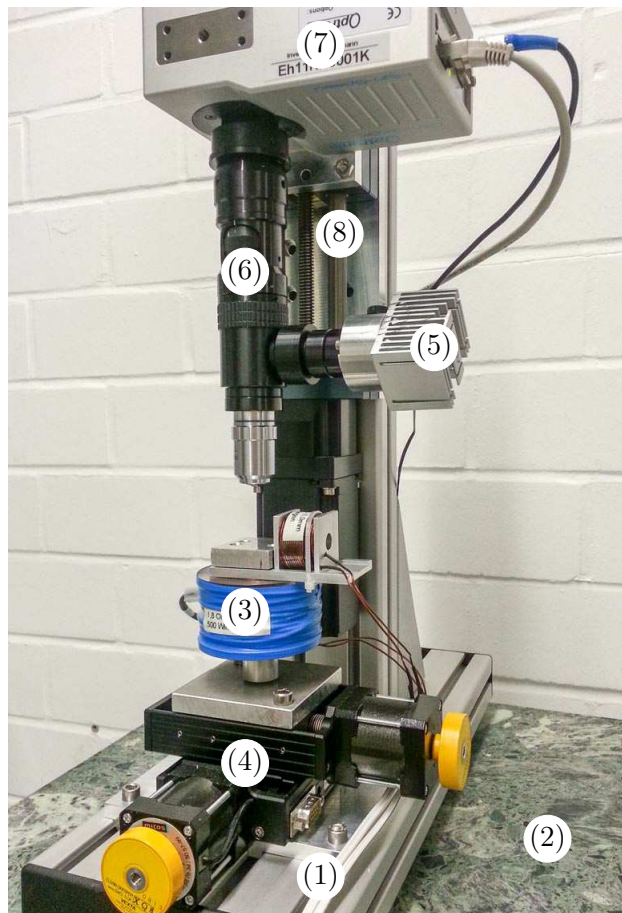


Abbildung 5.5: Experimenteller Aufbau zum gerichteten Transport von superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln oberhalb magnetisch strukturierter EB-Systeme in einer mikrofluidischen Umgebung. Das aus Aluminiumprofilen (*item Industrietechnik GmbH*) gefertigte mechanische Grundgerüst (1) befindet sich auf einer schwingungsgedämpften Betonplatte (2). Der Probenhalter (3) mit einer seitlich und darunter befindlichen Luftspule ist auf einem manuell bedienbaren *xy*-Positionierungstisch (*micos*, Clean Damper, Model D4CL-5.OF) (4) angebracht (Linearantriebe), wohingegen das seitlich mit einer LED (5) beleuchtete optische Mikroskop (6), das mit einem 40 \times Objektiv und einer Hochgeschwindigkeitskamera (*Optronis*, CR450x2) (7) ausgestattet ist, auf einem computer-gesteuerten Linearantrieb (8) befestigt ist.

Kriterium bei der Konzeption des Versuchsaufbaus war, dass dieser weitestgehend von Vibrationen (bspw. durch Gebäudeschwingungen) entkoppelt werden sollte, um so möglichst störungsfreie

Mikroskopaufnahmen zu gewährleisten und den Einfluss von Vibrationen auf die Experimente zum gerichteten Transport der SPPs zu minimieren. Hierzu wurde zunächst ein Tisch aus Aluminiumprofilen (*item Industrietechnik GmbH*) gefertigt und anschließend auf Luftfederelementen befestigt. Um den Effekt der Schwingungsdämpfung zu verstärken, wurde der Aluminiumtisch zusätzlich mit einer Betonplatte beschwert, wobei die Betonplatte auf die auf der Oberseite des Aluminiumtischs befestigten Gummipufferelemente aufgebracht wurde. Der statische Teil des Versuchsaufbaus umfasst das aus Aluminiumprofilen (*item Industrietechnik GmbH*) gefertigte mechanische Grundgerüst, auf dem die weiteren apparativen Komponenten montiert wurden. Der experimentelle Aufbau kann im Wesentlichen in zwei funktionelle Gruppen untergliedert werden:

- (1) Die optische Mikroskopeinheit mit wechselbarem Objektiv, wobei im Rahmen dieser Arbeit ein $40\times$ Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0,6 verwendet wurde. Die Beleuchtung wurde mittels einer seitlich angebrachten Weißlicht-LED mit einem passiven Aluminiumkühlelement realisiert, wobei die breit gefächerte Lichtquelle mittels einer Sammellinse auf einem im Mikroskopaufbau befindlichen Strahlteiler fokussiert und so in den Strahlengang des Mikroskops eingekoppelt wurde. Die Aufzeichnung der Mikroskopbilder erfolgte mittels einer CCD-Hochgeschwindigkeitskamera (*Optronis*, CR450x2) mit einer maximalen Bildrate von 2000 Bildern pro Sekunde (fps, engl. *frames per second*) bei einer Auflösung von 640×480 px, wobei für eine Bildrate unterhalb von 2000 fps die zur Verfügung stehende Ortsauflösung auf 800×600 px vergrößert werden kann. Die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Messdaten wurden in Abhängigkeit von der beobachteten Translationsgeschwindigkeit der SPPs sowohl mit einer Bildrate von 1000 fps bei einer Auflösung von 800×600 px als auch mit 2000 fps und 640×480 px aufgezeichnet. Um eine störungsfreie Fokussierung des Mikroskops während der Experimente zu gewährleisten, d.h. ohne den Aufbau zu berühren und so gegebenenfalls mechanische Schwingungen hervorzurufen, wurde die Mikroskopeinheit auf einem computergesteuerten (*National Instruments*, LabView) Linearantrieb befestigt, der unter Verwendung eines untersetzten Getriebes eine minimale Schrittweite von 400 nm besitzt, was insbesondere für die Verwendung von Objektiven mit hoher optischer Vergrößerung einen entscheidenden Aspekt für die Positionierungsgenauigkeit der Fokussierung darstellt. ^[Nat12]
- (2) Der Probenhalter, bestehend aus einem Aluminiumtisch, auf dem seitlich und unterhalb jeweils eine Luftspule zur Erzeugung des zeitabhängigen externen Magnetfelds während der Transportexperimente angebracht ist. Die Spannungsversorgung der Luftspulen erfolgte mittels eines computergesteuerten Netzteils (*National Instruments*, LabView). ^[Nat12] Die zeitliche Änderungsrate der magnetischen Feldstärke f_H wurde für beide Spulen mit einem Oszilloskop zu $f_H = 3,2 \cdot 10^6$ A/(m·s) bestimmt. Für das zeitabhängige externe Magnetfeld wurde ein trapezförmiger Signalverlauf entlang der x - und z -Richtung generiert, wobei die $H_z(t)$ - der $H_x(t)$ -Komponente um eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ vorausleitet. ^[HKB15] Der trapezförmige Signalverlauf ist pro halber Periodendauer $T/2$ jeweils aus einer linearen Anstiegs-, einer Plateau- und einer linearen Abfallzeit, d.h. $\Delta t_{r,x}$ ($\Delta t_{r,z}$), $\Delta t_{p,x}$ ($\Delta t_{p,z}$) und

$\Delta t_{f,x}$ ($\Delta t_{f,z}$), zusammengesetzt, wobei die Anstiegs- und Abfallzeit mit dem Zeitintervall korrelieren, das bei gegebener Änderungsrate der magnetischen Feldstärke f_H zum Erreichen der eingestellten Amplitude von $H_x(t)$ bzw. $H_z(t)$ benötigt wird. Es gilt (vgl. Abb. 5.7):^[HKB15]

$$\Delta t_{r,x} + \Delta t_{p,x} + \Delta t_{f,x} = \Delta t_{r,z} + \Delta t_{p,z} + \Delta t_{f,z} = T/2. \quad (5.3.1)$$

Die Amplitudenwerte und die Vorzeichen der magnetischen Feldstärke sowie der Wert der halben Periodendauer $T/2$ wurden mittels eines LABVIEW-Programms gesteuert. Für die Anstiegs- und Abfallzeit der für einen Großteil der Experimente gewählten Magnetfeldstärken von $H_{x,\max}=320$ A/m und $H_{x,\max}=1600$ A/m wurde ein Wert von $\Delta t_{r,x} = \Delta t_{f,x}=100$ μ s respektive $\Delta t_{r,z} = \Delta t_{f,z}=500$ μ s ermittelt. Für die Herstellung des Probenstrichs musste berücksichtigt werden, dass sich die Probe mit der EB-Streifendomänenstruktur während der Experimente im axialen Zentrum der Luftspulen befindet, sodass die für eine feste Betriebsspannung erzeugte magnetische Flussdichte im Bereich der Probe maximiert wird. Die Luftspulen wurden im Vorfeld der Experimente mit einer HALL-Sonde (*Projekt Elektronik GmbH Berlin*, FM 210 Teslameter) charakterisiert, wobei ein linearer Zusammenhang zwischen der Steuerspannung und der magnetischen Flussdichte innerhalb des für die durchgeführten Experimente relevanten Bereichs der magnetischen Flussdichte erhalten wurde. Die charakteristische Änderungsrate der seitlich befestigten x -Spule wurde zu $0,40 \pm 0,1$ mT/V und die der unterhalb des Probenhalters angebrachten z -Spule zu $2,06 \pm 0,01$ mT/V bestimmt. Die Inhomogenität des externen Magnetfelds entlang der x - und z -Richtung wurde zu 40 kA/m² respektive 53 kA/m² ermittelt. Der Probenhalter ist auf einem xy -Positionierungstisch (*micos*, Clean Damper, Model D4CL-5.OF) befestigt, der zur manuellen Veränderung der lateralen Probenposition vor und während der Experimente verwendet werden kann, um so den Transport der SPPs in verschiedenen Arealen der Probe beobachten zu können.

Der Aufbau der im Rahmen der Partikeltransportexperimente verwendeten mikrofluidischen Zellen besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten:^[HKB15] (1) Der Boden der Struktur ist durch die Oberfläche des magnetisch strukturierten EB-Systems gegeben. (2) Die Seitenwände wurden aus Parafilm (*Pechiney Plastic Packaging*, Parafilm) mit einer mittleren Schichtdicke von 100 μ m realisiert, was gleichzeitig der Höhe der mikrofluidischen Kammer entspricht. Hierzu wurde eine quadratische Fläche von 10×10 mm² aus einem Parafilmstreifen mit einer Grundfläche von 15×15 mm² mittig entfernt, sodass ein Flüssigkeitsvolumen von $V = 10 \times 10 \times 0,1$ mm³ = 10 μ L innerhalb der mikrofluidischen Kammer vorlag. (3) Die mikrofluidische Kammer wurde auf der Oberseite mit einem Deckglas (*Carl Roth*®, Deckglas) abgeschlossen. Auf die Probenoberfläche wurde für einen Großteil der Experimente eine zusätzliche PMMA-Schicht mittels Rotationsbeschichtung aufgebracht. Hierzu wurden verschieden konzentrierte Lösungen von PMMA (*Aldrich*®, Poly(methylmethacrylate) mit einem Molmassenmittel von $M_W=996$ g/mol) im Lösungsmittel 3-Pentanone (*Sigma-Aldrich*®, 3-Pentanone) hergestellt und die Probe mit einem Volumen von 80 μ L bei 3000 rpm mit einer Beschleunigungszeit von 2 s für 60 s beschichtet und

anschließend auf eine Heizplatte mit einer Temperatur von 100 °C für 15 min gegeben. Die resultierende PMMA-Schichtdicke d_{PMMA} wurde mit einem Oberflächenprofilometer (*Veeco Instruments Inc. USA*, Dektak® 3030) in Abhängigkeit von der Konzentration der PMMA-Lösung c_{PMMA} vor und nach der Durchführung der Experimente charakterisiert, um so mögliche Volumenänderungen aufgrund der Interkalation von Lösungsmittelmolekülen in die PMMA-Schicht zu berücksichtigen. In Tab. 5.1 sind die so ermittelten Werte für d_{PMMA} gezeigt, wobei die Größe der angegebenen Fehler primär aus der Modifikation der PMMA-Schicht während der Durchführung der Experimente resultiert.

c_{PMMA} /mg/mL	d_{PMMA} /nm	Abweichung /%
50	538±34	6,5
60	725±24	3,3
70	936±35	3,8
80	1406±46	3,3
90	2396±153	6,4
110	3312±68	2,2

Tabelle 5.1: Variation der PMMA-Schichtdicke d_{PMMA} in Abhängigkeit von der Konzentration der PMMA-Lösung c_{PMMA} nach Rotationsbeschichtung mit einem Volumen von 80 μL bei 3000 rpm für 60 s folgend auf eine Beschleunigungszeit von 2 s, wobei die Probe im Anschluss für 15 min auf eine Heizplatte mit einer Temperatur von 100 °C gegeben wurde. Die angegebenen Werte wurden in einer jeweiligen Fünf-fachbestimmung vor und nach der Durchführung der Experimente ermittelt.

5.4 Ergebnisse und Diskussion

5.4.1 Modell zum gerichteten Transport magnetischer Partikel

Wie im Einleitungsteil dieses Kapitels dargestellt wurde, zielen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen auf die Anwendung von topographisch planaren EB-Systemen mit einer (hh)- und (tt)-Domänenkonfiguration als Substrat zum gerichteten Transport von superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln (SPP) in einer mikrofluidischen Umgebung durch die Applikation von schwachen äußeren Magnetfeldern im Bereich weniger Millitesla ab. Im Gegensatz zu dem von EHRESMANN *et al.* vorgestellten Transportkonzept, das auf der gerichteten Ummagnetisierung der EB-Streifendomänenstruktur via Domänenwandbewegung beruht, sollte im Rahmen dieser Arbeit ein Transportkonzept realisiert werden, das auf der dynamischen Transformation der potentiellen Energielandschaft der Partikel basiert, ohne dass eine signifikante Änderung des magnetischen Zustands des EB-Systems erfolgt.^[ELW11]

In diesem Teil der Arbeit wurde zunächst ein theoretisches Modell zur quantitativen Beschreibung des experimentell beobachteten, gerichteten Transports von SPPs in Anwesenheit eines externen Magnetfelds entwickelt (vgl. Abschn. 5.3). Ausgangspunkt der experimentellen Untersuchungen war das EB-System $\text{Cu}^{50\text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{6,5\text{ nm}} / \text{Ta}^{10\text{ nm}}$, das mittels IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von $b_F = 5\text{ }\mu\text{m}$ und einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen texturiert wurde.^[HKB15] Die mikrofluidische Kammer wurde nach der Beschreibung unter Abschnitt 5.3 gefertigt, wobei eine wässrige SPP-Lösung, bestehend aus superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2\text{ }\mu\text{m}$ (*micromod Partikeltechnologie GmbH*, micromer[®]-M, PEG-COOH, $2\text{ }\mu\text{m}$) in destilliertem Wasser, mit einer Konzentration von $c_{\text{SPP}} = 1,2 \cdot 10^8$ Partikel/mL verwendet wurde.^[HKB15,Mic15] Die Partikeltransportexperimente wurden mit dem unter Abschnitt 5.3 vorgestellten Aufbau unter Anwendung eines zeitabhängigen, trapezförmigen externen Magnetfelds entlang der x - und z -Richtung mit einer Amplitude von $H_{x,\text{max}} = 320\text{ A/m}$ respektive $H_{z,\text{max}} = 1600\text{ A/m}$ bei einer Magnetfeldänderungsrate von $f_H = 3,2 \cdot 10^6\text{ A/(m} \cdot \text{s)}$ und einer Periodendauer von $T = 800\text{ ms}$ durchgeführt.^[HKB15] In einer Machbarkeitsstudie wurde die während des IBMP aufgebrachte Lackstreifenstruktur mit einer mittleren Schichtdicke von 700 nm und einer Streifenbreite von $5\text{ }\mu\text{m}$ beibehalten, sodass die SPP-Bewegung in einem z -Abstandsbereich erfolgte, in dem die MFL des EB-Systems quantitativ auf Basis des analytischen Modells (Abschn. 4.2.3) nach Abgleich mit den experimentell ermittelten SHPM-Daten beschrieben werden kann (Abb. 5.6).^[AHF15,HKB15] In den erhaltenen Mikroskopaufnahmen konnte neben der Partikelbewegung ebenfalls die auf der Probe befindliche Lackstreifenstruktur abgebildet werden, sodass eine eindeutige Zuordnung der SPP Position hinsichtlich der (hh)- und (tt)-Domänenwandzentren der EB-Streifendomänenstruktur während der Plateauzeiten des trapezförmigen externen Magnetfelds möglich war (vgl. Abb. 5.6).^[HKB15] Dadurch, dass der Reibungskoeffizient der Flüssigkeit f_R aufgrund des durch die Lackstreifenstruktur bedingten, alternierenden SPP-Substrat Abstands periodisch moduliert war, wurde für eine systematische Untersuchung der Transportgeschwindigkeit zunächst die Lackstreifenstruk-

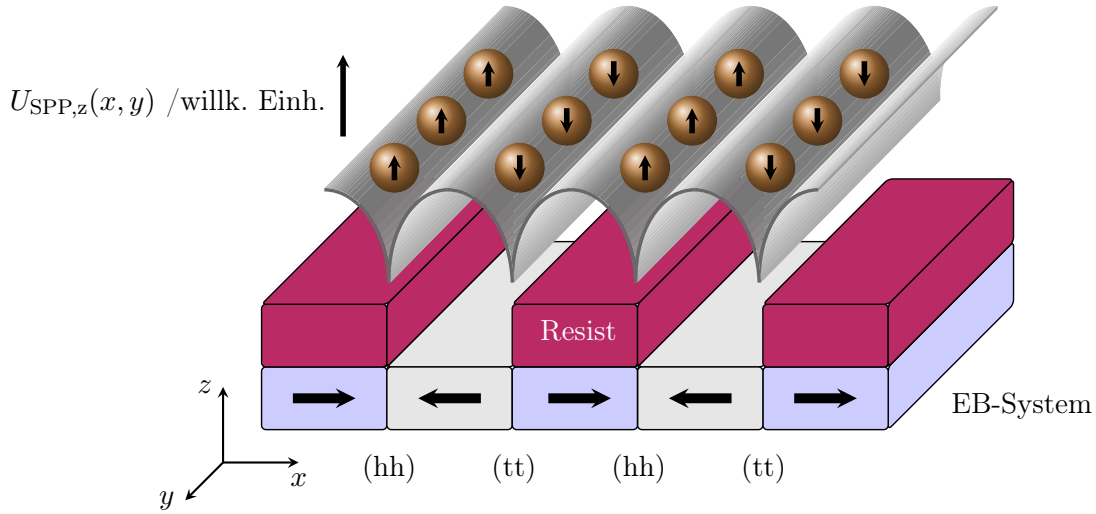


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der potentiellen Energielandschaft superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel (SPP) $U_{\text{SPP},z}(x,y)$ in Abwesenheit eines externen Magnetfelds und im Abstand z zur Oberfläche eines *Exchange-Bias* (EB) Schichtsystems, das via IBMP in parallele Streifendomänen mit einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen parallel/antiparallel zur x -Richtung texturiert wurde. Die dargestellte Lackstreifenstruktur (Resist) entstammt dem IBMP-Prozess und wurde für die Machbarkeitsstudie des Transportkonzepts beibehalten, sodass ein definierter z -Abstand zwischen den SPPs und der Substratoberfläche eingestellt werden konnte (nach HOLZINGER *et al.*).^[HKB15]

tur nasschemisch entfernt und eine homogene Photoresistschicht mit einer mittleren Schichtdicke von 700 nm (*MicroChemicals*, AZ-1505) auf die Probe aufgebracht.^[HKB15]

In Abwesenheit eines externen Magnetfelds sedimentieren die SPPs aufgrund der im Vergleich zum Lösungsmittel erhöhten Dichte (vgl. Abschn. 5.2) zunächst unter Berücksichtigung der zwischen den SPPs vorliegenden DLVO-Kräfte zur Substratoberfläche. Dadurch, dass der Einfluss der magnetischen Kraft durch die inhomogene magnetische Feldlandschaft (MFL) oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur des Substrats mit kleiner werdendem z -Abstand der SPPs zur Substratoberfläche zunimmt, findet eine Positionierung der SPPs in einem materialspezifischen z -Abstand oberhalb der (hh)- und (tt)-Domänenwandzentren statt.^[HKB15] Der tatsächliche z -Abstand der SPPs zur Substratoberfläche wird im Wesentlichen durch das Kräftegleichgewicht zwischen der elektrostatischen Repulsion und der attraktiven magnetischen Kraft durch die MFL des EB-Systems vorgegeben (vgl. Abb. 5.4). Die SPPs verteilen sich gleichmäßig oberhalb der (hh)- und (tt)-Domänenwandzentren parallel zur xy -Ebene, da die energetischen Minima der potentiellen Energielandschaft $U_{\text{SPP},z}(x,y)$ für den relevanten z -Abstandsbereich nahezu entartet sind (vgl. Abschn. 4.4.2).^[ELW11,AHF15,HKB15] Aufgrund dessen wird ohne externes Magnetfeld zunächst eine reihenförmige Anordnung der SPPs in regelmäßigen Abständen von 5 μm entsprechend der magnetischen Streifendomänenbreite des EB-Systems mit einer Periodizität

von $10\text{ }\mu\text{m}$ beobachtet (Abb. 5.6). Das magnetische Moment der SPPs ist parallel zur MFL der EB-Streifendomänenstruktur ausgerichtet, sodass entlang der Potentialmulde einer Partikelreihe (y -Richtung) eine parallele Ausrichtung der magnetischen Momente der SPPs untereinander vorliegt, was zu einer magnetostatischen Repulsion bzw. zu einer Stabilisierung der kolloidalen Partikel in Lösung führt. Für die verwendeten SPPs mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2\text{ }\mu\text{m}$ (*micromod Partikeltechnologie GmbH*, micromer[®]-M, PEG-COOH) liegen für einen interpartikulären Abstand \vec{r} von $|\vec{r}| \leq 1\text{ }\mu\text{m}$ abstoßende Kräfte \vec{F}_{MS} im Bereich von $|\vec{F}_{\text{MS}}| \geq 10\text{ nN}$ vor, die um mehrere Größenordnungen über der elektrostatischen Kraft innerhalb des relevanten Abstandsbereichs liegen.^[HKB15]

Der gerichtete Transport der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel (SPP) oberhalb der Streifendomänenstruktur des EB-Systems wird durch die dynamische Transformation der potentiellen Energielandschaft der SPPs aufgrund der Superposition der statischen MFL des EB-Systems und des zeitabhängigen externen Magnetfelds hervorgerufen, wobei zwischen den verwendeten trapezförmigen Magnetfeldsequenzen parallel zur x - und z -Richtung, $H_x(t)$ respektive $H_z(t)$, eine Phasenverschiebung ϕ von $\phi = \pi/2$ vorliegt (vgl. Abschn. 5.3).^[HKB15] Die aus der gewählten Amplitude des externen Magnetfelds von $H_{z,\text{max}} = 1600\text{ A/m}$ bei einer Magnetfeldänderungsrate von $f_H = 3,2 \cdot 10^6\text{ A/(m} \cdot \text{s)}$ resultierende, maximale lineare Anstiegs- bzw. Abfallzeit der trapezförmigen Magnetfeldsequenz von $500\text{ }\mu\text{s}$ bedingt, dass unter Berücksichtigung der experimentell ermittelten Maximalgeschwindigkeit der SPPs von $v_{\text{SPP}} = 40\text{ }\mu\text{m/s}$ (vgl. Abschn. 8.3 des Anhangs) lediglich eine maximale Positionsänderung von 20 nm in $\pm x$ -Richtung innerhalb des Zeitintervalls der Magnetfeldänderung stattfindet, was im Vergleich zum SPP-Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2\text{ }\mu\text{m}$ zu vernachlässigen ist.^[HKB15] Die Beschreibung des Transportmechanismus kann folglich auf die Plateaubereiche des externen Magnetfelds reduziert werden, in denen $H_x(t) = \pm H_{x,\text{max}}$ und $H_z(t) = \pm H_{z,\text{max}}$ ist.^[HKB15]

Die potentielle Energielandschaft der SPPs $U_{\text{SPP}}(x, z)$ wurde auf Basis des analytischen Modells zur Beschreibung der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur in Anwesenheit der externen Magnetfeldsequenzen numerisch berechnet. Hierzu wurde näherungsweise davon ausgegangen, dass für die im Rahmen der Machbarkeitsstudie verwendete $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schichtdicke von $d_F = 6,5\text{ nm}$ eine vergleichbare Domänenwandbreite wie für das von AHREND *et al.* beschriebene EB-System mit einer $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schichtdicke von $d_F = 5\text{ nm}$ vorliegt und dass die aus der magnetischen Partialladungsverteilung der Domänenwand resultierende Magnetfeldstärke linear mit der prozentualen Zunahme in der Ferromagnetschichtdicke skaliert werden kann (vgl. Gl. 4.4.17).^[AHF15] Für die numerische Simulation der MFL der EB-Streifendomänenstruktur wurden unter Verwendung von Gl. 4.2.13 zehn Domänenübergänge in das analytische Modell implementiert, wobei eine reguläre Gitterstruktur mit einer Gesamtfläche von $50 \times 5\text{ }\mu\text{m}^2$ parallel zur xz -Ebene (vgl. Abb. 5.6) mit einer quadratischen Gitterelementgröße von $10 \times 10\text{ nm}^2$ zugrunde gelegt wurde.^[HKB15] Der Domänenübergangsparameter wurde nach den Ergebnissen von AHREND *et al.* zu $a = 150\text{ nm}$ entsprechend einer Domänenwandbreite von $w_F = 450\text{ nm}$ angenommen und die remanente Domänenmagnetisierung mit dem aus dem Verhältnis der Ferromagnetschicht-

dicken resultierenden Skalierungsfaktor a_F von $a_F = 6,5 \text{ nm}/5 \text{ nm} = 1,3$ auf einen Wert von $M_R = 41 \text{ kA/m}$ angepasst.^[HKB15] Um die getroffenen Näherungen in der Berechnung der MFL als mögliche Fehlerquellen zu berücksichtigen, wurde der Wert der remanenten Domänenmagnetisierung entsprechend einer Ferromagnetschichtdickenänderung im Bereich von $d_F = 6,5 \pm 0,5 \text{ nm}$ zu $M_R = 38 \text{ kA/m}$ ($d_F = 6 \text{ nm}$) respektive $M_R = 44 \text{ kA/m}$ ($d_F = 7 \text{ nm}$) alterniert.^[HKB15] Die potentielle Energielandschaft der SPPs wurde unter Berücksichtigung des effektiven Magnetfelds, das aus der Überlagerung von der statischen MFL der EB-Streifendomänenstruktur und dem externen Magnetfeld resultiert, nach Gl. 5.2.1 berechnet, wobei die im Abstand von $z = 1 \mu\text{m}$ zur Substratoberfläche (Oberfläche zu Oberfläche) erhaltenen Verläufe für $U_{\text{SPP},z}(x)$ in Abb. 5.7 zusammen mit dem zeitlichen Verlauf der externen Magnetfeldsequenzen von $H_x(t)$ bzw. $H_z(t)$ dargestellt sind. Zu Beginn, d.h. innerhalb des Zeitraums von $t < T/4$, wird die MFL der EB-Streifendomänenstruktur ausschließlich mit der z -Komponente des externen Magnetfelds $\pm H_{z,\text{max}}$ überlagert. Dadurch, dass das Vorzeichen des aus der magnetischen Partialladungsverteilung benachbarter (hh)- und (tt)-Domänenwände hervorgehenden magnetischen Streufelds invertiert ist, wird die energetische Entartung in Anwesenheit von $H_z(t) = H_{z,\text{max}}$ aufgrund der periodisch alternierenden konstruktiven und destruktiven Superposition oberhalb der (hh)- und (tt)-Domänenwände aufgehoben (Abb. 5.7(a)).^[HKB15] SPPs, die in Abwesenheit des externen Magnetfelds in den energetischen Minima oberhalb der (tt)-Domänenwände angeordnet waren, befinden sich in Anwesenheit von $H_z(t) = H_{z,\text{max}}$ in den energetischen Maxima der potentiellen Energielandschaft, weshalb eine ungerichtete Partikelbewegung entlang der $\pm x$ -Richtung in die benachbarten energetischen Minima oberhalb der (hh)-Domänenwände aufgrund des spiegelsymmetrischen Potentialverlaufs hinsichtlich der (tt)-Domänenwandzentren erfolgt (Abb. 5.7). Die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs wird nach Gl. 5.2.10 über den räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft bestimmt.^[HKB15] Im Anschluss an den ersten ungerichteten Transportschritt befinden sich alle SPPs oberhalb der (hh)-Domänenwände, d.h. demselben Domänenwandtyp, was eine simultane Adressierung der Gesamtheit an SPPs für $t > T/4$ ermöglicht. Zudem hat eine Vergrößerung des initialen Abstands der Partikelreihen von $5 \mu\text{m}$ auf $10 \mu\text{m}$ stattgefunden, d.h. der zweifachen Domänenbreite b_F der EB-Streifendomänenstruktur.^[HKB15]

Für den Zeitraum von $t > T/4$ wird die MFL des EB-Systems mit der x - und z -Komponente des externen Magnetfelds überlagert, wobei vier verschiedene Konfigurationen unterschieden werden können: (1) $+H_{x,\text{max}}, +H_{z,\text{max}}$; (2) $+H_{x,\text{max}}, -H_{z,\text{max}}$; (3) $-H_{x,\text{max}}, -H_{z,\text{max}}$ und (4) $-H_{x,\text{max}}, +H_{z,\text{max}}$.^[HKB15] Die Überlagerung von $\pm H_{x,\text{max}}$ und $\pm H_{z,\text{max}}$ mit der statischen MFL der EB-Streifendomänenstruktur führt zu einer Verschiebung des energetischen Minimums der SPPs in $\pm x$ -Richtung in Abhängigkeit von der Vorzeichenkombination von $H_{x,\text{max}}$ und $H_{z,\text{max}}$, wobei die Größe der Verschiebung in x -Richtung von der Amplitude des externen Magnetfelds, dem räumlichen Verlauf der MFL und dem z -Abstand der SPPs zur Substratoberfläche abhängig ist. Eine weitere Konsequenz dessen ist, dass das magnetische Moment der Partikel nach Gl. 5.2.3 nicht mehr parallel zur z -Richtung ausgerichtet ist, sondern entsprechend dem Vorzeichen von $H_{x,\text{max}}$ und $H_{z,\text{max}}$ im oder gegen den Uhrzeigersinn in $\pm x$ -Richtung verkippt ist (vgl. Abb. 5.7).^[HKB15] Der gerichtete Transport der SPPs zwischen den benachbarten (hh)- und (tt)-

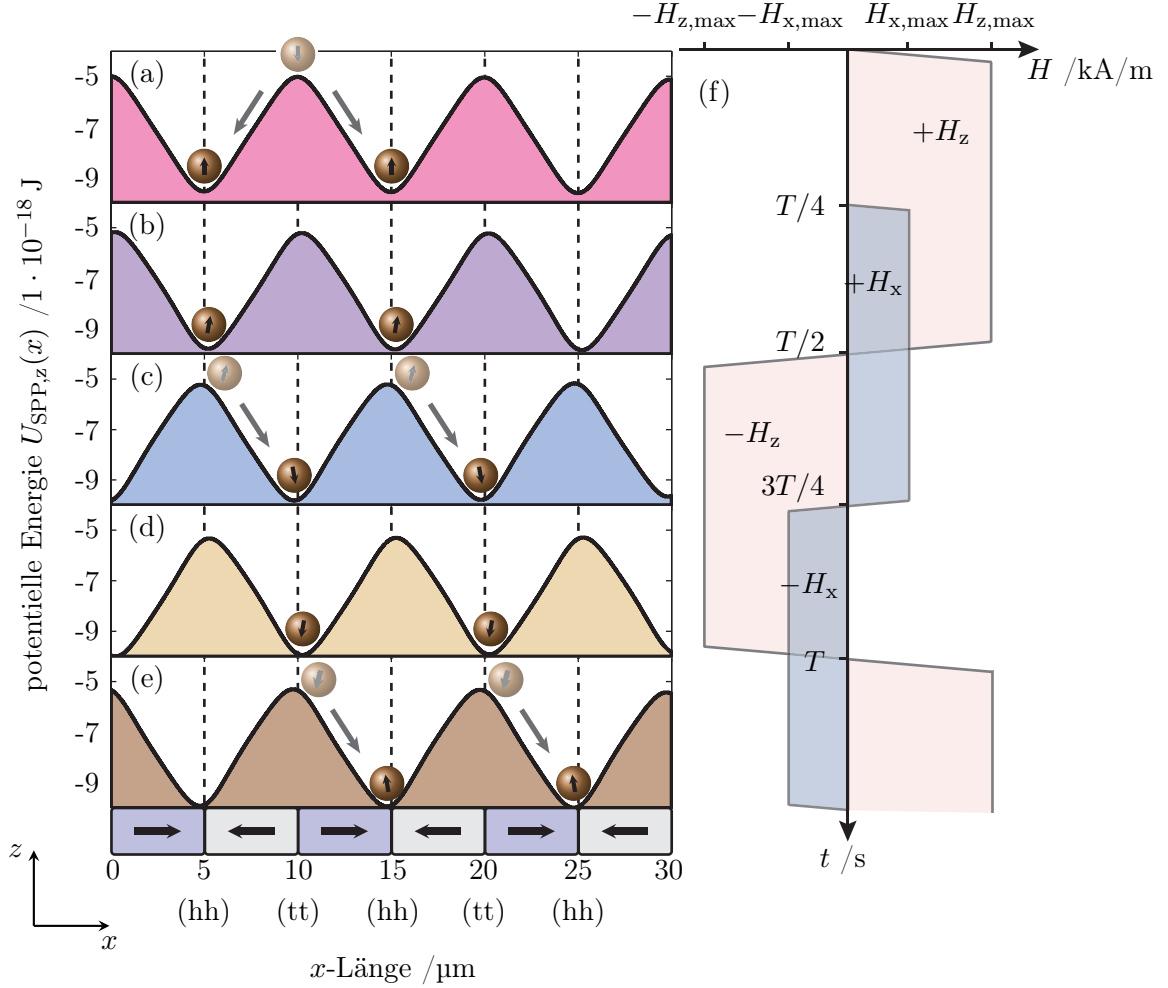


Abbildung 5.7: (a)-(e) Ergebnisse der numerischen Simulation für die potentielle Energielandschaft der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel (SPP) $U_{\text{SPP},z}(x)$ senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur im Abstand von $z = 1 \mu\text{m}$ zur Substratoberfläche (Oberfläche zu Oberfläche) für verschiedene Konfigurationen des externen Magnetfelds innerhalb der Plateaubereiche, d.h. $H_x(t) = \pm H_{x,\text{max}}$ und $H_z(t) = \pm H_{z,\text{max}}$ (f). Der gerichtete Transport der SPPs zwischen benachbarten Domänenwänden wird durch die dynamische Transformation der potentiellen Energielandschaft aufgrund des Vorzeichenwechsels von $H_{z,\text{max}}$ hervorgerufen, was anhand der dargestellten Partikel exemplarisch visualisiert ist. Dahingegen bewirkt der Vorzeichenwechsel von $H_{x,\text{max}}$ eine z -abstandsabhängige Verschiebung der x -Position des energetischen Minimums in $\pm x$ -Richtung in Abhängigkeit vom Vorzeichen von $H_{x,\text{max}}$, wobei die Transportrichtung in $\pm x$ -Richtung über die Phasenbeziehung zwischen $H_x(t)$ und $H_z(t)$ vorgegeben wird (nach HOLZINGER *et al.*).^[HKB15]

Domänenwänden wird durch die dynamische Transformation der potentiellen Energielandschaft der SPPs aufgrund des Vorzeichenwechsels von $H_{z,\max}$ hervorgerufen, während $H_{x,\max}$ konstant ist, d.h. wenn eine Änderung zwischen den Magnetfeldkonfigurationen (1) und (2) bzw. (3) und (4) stattfindet (vgl. Abb. 5.7).^[HKB15] Dadurch, dass die Änderung der potentiellen Energielandschaft bedingt durch die Änderungsrate des externen Magnetfelds von $f_H = 3,2 \cdot 10^6 \text{ A}/(\text{m} \cdot \text{s})$ während des Vorzeichenwechsels von $H_{z,\max}$ mit einer durchschnittlichen Geschwindigkeit von $v_U = 10 \text{ mm/s}$ erfolgt, was mehrere Größenordnungen oberhalb der experimentell ermittelten Partikelgeschwindigkeit von $v_{\text{SPP}} = 40 \mu\text{m/s}$ liegt, ist davon auszugehen, dass die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs durch den räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft nach dem Vorzeichenwechsel von $H_{z,\max}$ bestimmt wird (vgl. Abb. 5.7).^[HKB15] Die Transportrichtung der SPPs wird in diesem Konzept durch das Vorzeichen von $H_{x,\max}$ während des Vorzeichenwechsels von $H_{z,\max}$ vorgegeben, da das energetische Minimum der SPPs vor dem Transportschritt entweder in $+x$ - oder $-x$ -Richtung verschoben ist, sodass die anschließende Partikelbewegung ebenfalls entweder in $+x$ - oder $-x$ -Richtung erfolgt, wobei im Rahmen der Machbarkeitsstudie eine Verschiebung von $\pm 200 \text{ nm}$ bezüglich des (hh)- bzw. (tt)-Domänenwandzentrums innerhalb des z -Abstandsbereichs von $z = 1 \mu\text{m}$ zwischen der SPP- und Substratoberfläche in Abhängigkeit des Vorzeichens von $H_{x,\max}$ und dem Domänenwandtyp erhalten wurde.^[HKB15] Aufgrund dessen entspricht die tatsächliche Entfernung, die die Partikel während eines Transportschritts zurücklegen, nicht der einfachen Domänenbreite der EB-Streifendomänenstruktur, sondern ist um den zweifachen Wert der lateralen Verschiebung des energetischen Minimums reduziert, d.h. die Transportstrecke beträgt für die gezeigten Untersuchungen $4,6 \mu\text{m}$ statt $5 \mu\text{m}$.^[HKB15]

Im beschriebenen Transportkonzept findet die gerichtete Bewegung der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel innerhalb der Plateauzeiten $\Delta t_{p,z}$ der trapezförmigen externen Magnetfeldsequenz von $H_z(t) = \pm H_{z,\max}$ statt. Der gerichtete Transport der SPPs ist jedoch nur dann möglich, wenn die Plateauzeit $\Delta t_{p,z}$, in der $H_z(t) \pm H_{z,\max}$ ist, größer oder gleich der Zeitspanne Δt_{SPP} ist, die die SPPs mit der über den räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft induzierten Gleichgewichtsgeschwindigkeit benötigen, um ungefähr die Strecke von einer Domänenwand zur nächsten zurückzulegen.^[HKB15] Die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs wird innerhalb der Plateauzeiten von $H_z(t)$ maßgeblich durch die MFL der EB-Streifendomänenstruktur, die Stärke und den Gradienten des externen Magnetfelds sowie den Abstand der Partikel zur Substratoberfläche beeinflusst.^[HKB15] Unter der Voraussetzung, dass die Änderungsrate des externen Magnetfelds konstant ist und dass die damit verbundene Geschwindigkeit, mit der sich das energetische Minimum der potentiellen Energielandschaft von einer Domänenwand zur nächsten bewegt, um mehrere Größenordnungen über der durch die potentielle Energielandschaft induzierten Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs liegt, ist anzunehmen, dass v_{SPP} unabhängig von der Frequenz des externen Magnetfelds $\omega_{\text{ex}} = 2\pi/T$ ist.^[HKB15] Um diese Hypothese zu überprüfen, wurde v_{SPP} als Funktion von ω_{ex} bei konstanter Amplitude des externen Magnetfelds $H_{x,\max}$ respektive $H_{z,\max}$ experimentell charakterisiert.^[HKB15] Hierzu wurden die Trajektorien der SPPs aus den experimentell erhaltenen Mikroskopaufnahmen mit der Software VIDEO SPOT TRACKER analysiert und die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der

SPPs aus den Partikeltrajektorien mittels eines in einer MATLAB-Umgebung realisierten Programms für jeweils 50 Transportschritte ausgewertet und das arithmetische Mittel \bar{v}_{SPP} mit dem Standardfehler des Mittelwerts bestimmt.^[Com13,The11] Die über alle Frequenzen von ω_{ex} ermit-

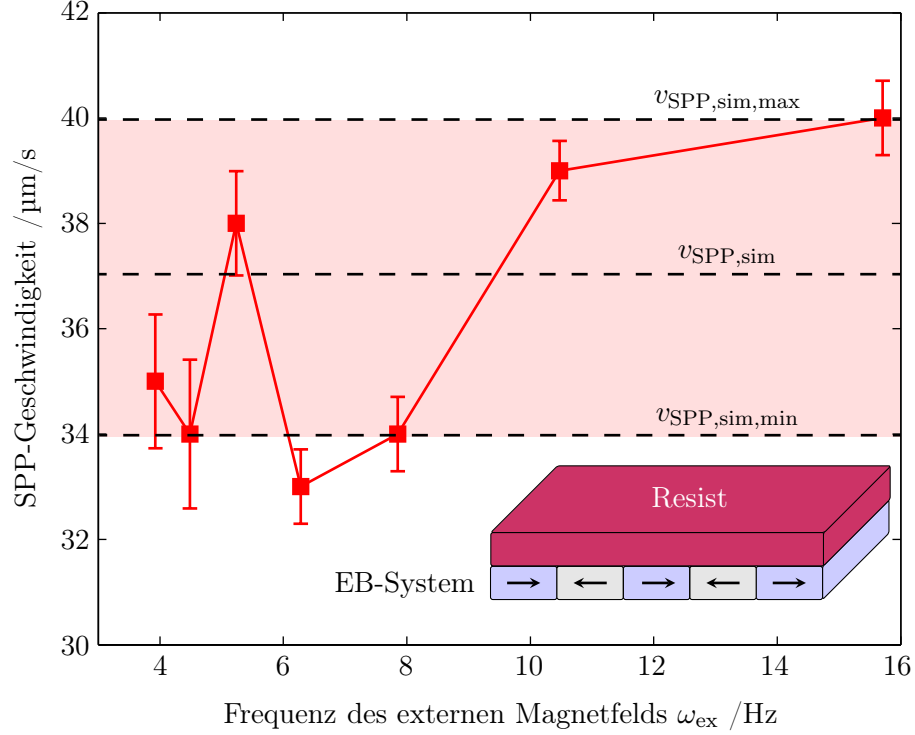


Abbildung 5.8: Experimentell ermittelte Gleichgewichtsgeschwindigkeit \bar{v}_{SPP} der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Frequenz des externen Magnetfelds ω_{ex} mit einer Amplitude von $H_{\text{x,max}} = 320 \text{ A/m}$ respektive $H_{\text{z,max}} = 1600 \text{ A/m}$. Auf das Substrat, bestehend aus der EB-Streifendomänenstruktur mit einer (hh)- und (tt)-Domänenkonfiguration, wurde im Vorfeld der Experimente eine homogene Photoresistschicht mit einer mittleren Schichtdicke von 700 nm (*MicroChemicals*, AZ-1505) aufgebracht. Die aus den numerischen Simulationen erhaltene Gleichgewichtsgeschwindigkeit $v_{\text{SPP,sim}}$ ist für einen Abstand von 320 nm von der SPP-Oberfläche zur Oberfläche des Photoresists gezeigt. Die Unsicherheit von $v_{\text{SPP,sim}}$ wurde durch Variation der $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schichtdicke im Bereich von $d_{\text{F}} = 6,5 \pm 0,5 \text{ nm}$ zur Berechnung der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur berücksichtigt. Oberhalb der kritischen Frequenz von $\omega_{\text{ex}} \approx 16 \text{ Hz}$ wurde kein gerichteter Transport von SPPs beobachtet. Die eingezeichnete Linie dient der optischen Führung (nach HOLZINGER *et al.*).^[HKB15]

telte mittlere Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs von $\bar{v}_{\text{SPP}} = 36 \pm 4 \mu\text{m/s}$ ist, wie in Abb. 5.8 dargestellt, nahezu unabhängig von der Frequenz des externen Magnetfelds.^[HKB15] Die aus der mittleren Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs resultierende Zeitspanne von Δt_{SPP} , die die SPPs benötigen, um die Strecke von ungefähr einer Domänenbreite ($b_{\text{F}} = 5 \mu\text{m}$) (in Abhängigkeit von der lateralen Verschiebung des energetischen Minimums entlang der x -Richtung vor und nach dem Transportschritt) während eines Transportschritts zurückzulegen, beträgt

$\Delta t_{\text{SPP}} = 150 \pm 50$ ms. Diese entspricht dem halben Wert der kritischen Periodendauer $T_{\text{krit}}/2$ bzw. der kritischen Plateauzeit $\Delta t_{\text{p,krit}}$ von 200 ms, unterhalb derer kein gerichteter Transport der SPPs beobachtet wurde.^[HKB15] Für den Fall, dass die Frequenz des externen Magnetfelds oberhalb der kritischen Frequenz $\omega_{\text{ex,krit}}$ liegt, ist die Zeitspanne, in der das Minimum der potentiellen Energie nach dem Vorzeichenwechsel von $\pm H_{z,\text{max}}$ verweilt, kürzer als die Zeitspanne Δt_{SPP} , die die SPPs mit ihrer durch die potentielle Energielandschaft induzierten Gleichgewichtsgeschwindigkeit benötigen, um das energetische Minimum in der Nähe des Domänenwandzentrums zu erreichen. Aufgrund dessen geht für $\omega_{\text{ex}} > \omega_{\text{ex,krit}}$ die Phasenbeziehung zwischen der Bewegung des energetischen Minimums der potentiellen Energielandschaft und der SPP-Bewegung verloren. Infolgedessen führen die SPPs eine oszillatorische Bewegung um das Domänenwandzentrum der EB-Streifendomänenstruktur aus, da die hochfrequente Änderung der potentiellen Energielandschaft eine periodisch alternierende Geschwindigkeitsänderung in $\pm x$ -Richtung bewirkt, ohne dass die SPPs das benachbarte Domänenwandzentrum erreichen.^[HKB15]

Die experimentell bestimmten Gleichgewichtsgeschwindigkeiten der SPPs wurden anschließend mit den Ergebnissen der numerischen Simulationen auf Basis des analytischen Modells zur Berechnung der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur und der Superposition mit der x - und z -Komponente des externen Magnetfelds oberhalb der Photoresistschicht des EB-Substrats verglichen (vgl. Abschn. 5.2). Die Unsicherheit in der theoretisch ermittelten SPP-Geschwindigkeit $v_{\text{SPP,sim}}$ wurde durch Variation der $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schichtdicke im Bereich von $d_{\text{F}} = 6,5 \pm 0,5$ nm zur Berechnung der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur berücksichtigt, wobei der minimale und maximale Wert der SPP-Geschwindigkeit von $v_{\text{SPP,sim,min}}$ bzw. $v_{\text{SPP,sim,max}}$ einer $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schichtdicke von 6 nm respektive 7 nm entspricht.^[HKB15] Aufgrund dessen werden herstellungsbedingte Fluktuationen der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur bzw. der daraus resultierenden Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs mit in die theoretischen Berechnungen einbezogen.^[HKB15] Die aus den numerischen Simulationen erhaltene Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs ist in Abb. 5.9 in Abhängigkeit vom z -Abstand zwischen der SPP- und der Resistoberfläche für verschiedene Amplitudenwerte der z -Komponente des externen Magnetfelds gezeigt, wobei die x -Komponente zu $H_{x,\text{max}} = 320$ A/m, entsprechend den experimentellen Randbedingungen, gewählt wurde. Es ist zu erkennen, dass die SPP-Geschwindigkeit zunächst exponentiell mit größer werdendem z -Abstand zwischen der SPP- und der Resistoberfläche zunimmt, was dadurch begründet ist, dass der exponentielle Abfall des Reibungskoeffizienten $f_{\text{R}}(z, r_{\text{SPP}})$ im Vergleich zur z -Komponente der MFL der EB-Streifendomänenstruktur hinsichtlich des z -abstandsabhängigen Verlaufs stärker gedämpft ist (vgl. Gl. 5.2.10).^[HKB15] Die SPP-Geschwindigkeit ist für einen z -Abstand von 320 nm zwischen der SPP- und der Photoresistoberfläche für den experimentellen Wert der z -Komponente des externen Magnetfelds von $H_{z,\text{max}} = 1640$ A/m maximal, was einem SPP-Substrat-Abstand (Oberfläche zu Oberfläche) von 1020 nm senkrecht zur Substratoberfläche entspricht.^[HKB15] Für größer werdende z -Abstände ist nach Durchschreiten des Maximums eine exponentielle Abnahme in der SPP-Geschwindigkeit zu beobachten, was durch den exponentiellen Abfall des Betrags und des Gradienten der z -Komponente der MFL entlang der z -Richtung begründet ist. Dadurch, dass das

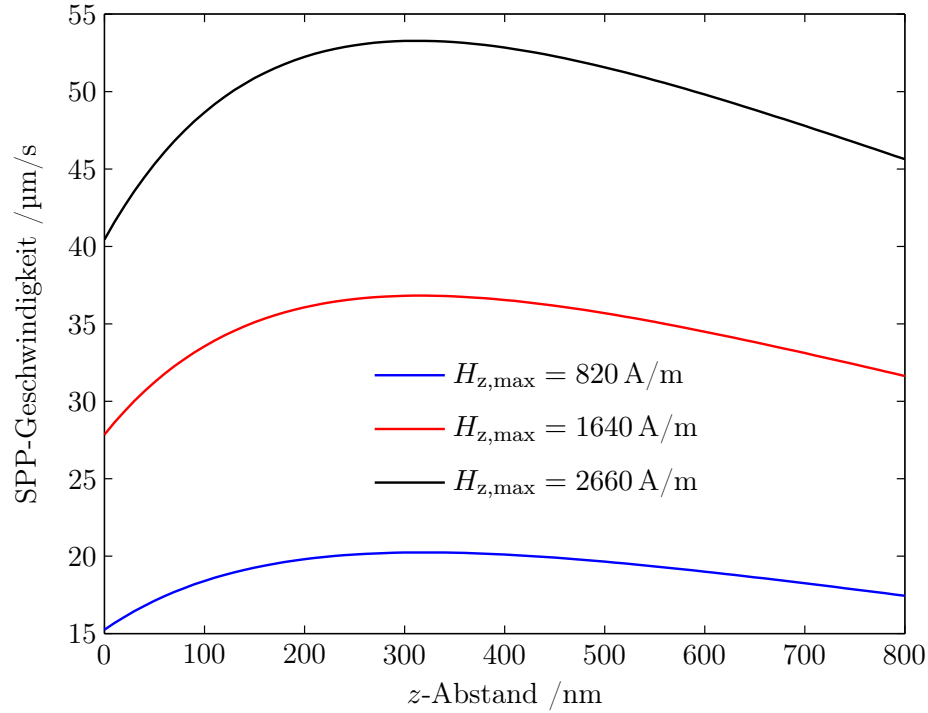


Abbildung 5.9: Aus den numerischen Simulationen erhaltene Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs als Funktion des z -Abstands zwischen der SPP-Oberfläche und der Oberfläche des Photoresists mit einer mittleren Schichtdicke von 700 nm, gezeigt für verschiedene Amplitudenwerte der z -Komponente des externen Magnetfelds $H_{z,\text{max}}$, wobei die x -Komponente zu $H_{x,\text{max}} = 320 \text{ A/m}$ entsprechend den experimentellen Randbedingungen gewählt wurde (nach HOLZINGER *et al.*).^[HKB15]

externe Magnetfeld in den numerischen Simulationen als homogen angenommen wurde, wird der z -abstandsabhängige Verlauf des effektiven Magnetfelds, d.h. der Superposition aus dem externen Magnetfeld und der MFL der EB-Streifendomänenstruktur, lediglich in der Stärke, jedoch nicht im Gradienten beeinflusst, weshalb im linearen Bereich hinsichtlich der Änderung des magnetischen Moments der SPPs als Funktion des effektiven Magnetfelds nach Gl. 5.2.10 für größere Werte von $H_{z,\text{max}}$ der z -Abstand, in dem die SPP-Geschwindigkeit maximal ist, nahezu unverändert bleibt (vgl. Abb. 5.9).^[HKB15] Aufgrund der experimentellen Beobachtung, dass die SPPs selbst über einen größeren Experimentierzeitraum von einer Stunde und mehr nicht auf der Resistoberfläche adsorbieren, wird davon ausgegangen, dass sich die SPPs mit der maximalen Geschwindigkeit im z -Abstand von 320 nm zwischen der SPP- und der Resistoberfläche bewegen, wobei die Stabilisierung der SPPs in Lösung primär durch die elektrostatische Repulsion zwischen der Resist- und der SPP-Oberfläche sowie die magnetostatische Repulsion unter den SPPs hervorgerufen wird (vgl. Abschn. 5.2).^[HKB15] Zum Vergleich mit den experimentell ermittelten SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeiten sind in Abb. 5.8 die aus den numerischen Simulationen erhaltenen SPP-Geschwindigkeiten für einen z -Abstand von 320 nm zwischen der SPP- und der Resistoberfläche gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die theoretisch zu erwartende

SPP-Geschwindigkeit von $v_{\text{SPP, sim}} = 37 \pm 3 \mu\text{m/s}$ innerhalb der Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von $\bar{v}_{\text{SPP}} = 36 \pm 4 \mu\text{m/s}$ ist.

5.4.2 Magnetfeld- und Ferromagnetschichtdickenabhängigkeit

Wie aus den numerischen Berechnungen auf Grundlage des theoretischen Modells (vgl. Abschn. 5.2) hervorgeht und in Abb. 5.9 gezeigt ist, kann durch die Änderung des Betrags der z -Komponente des homogenen externen Magnetfelds $H_{z, \text{max}}$ eine Vergrößerung bzw. Reduzierung in der SPP-Geschwindigkeit hervorgerufen werden. Um diesen Umstand experimentell zu überprüfen, wurden die mittels rastermagnetoresistiver Mikroskopie (SMRM, engl. *scanning magnetoresistance microscopy*) in Kapitel 4 charakterisierten EB-Systeme $\text{Cu}^{5 \text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{x \text{ nm}} / \text{Ta}^{10 \text{ nm}}$ verwendet, wobei die Ferromagnetschichtdicke erneut im Intervall von 6-12 nm mit einem Inkrement von 2 nm variiert wurde. Die EB-Systeme wurden im Vorfeld mittels IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von $b_F = 5 \mu\text{m}$ und einer (hh)- und (tt)-Domänenkonfiguration texturiert. Im Anschluss an den Herstellungsprozess wurde eine PMMA-Schicht mit einer Schichtdicke von ca. 900 nm aufgebracht (vgl. Abschn. 5.3). Für die Experimente wurde ebenfalls eine SPP-Lösung, bestehend aus superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2 \mu\text{m}$ (*micromod Partikeltechnologie GmbH*, micromer[®]-M, PEG-COOH) in destilliertem Wasser mit einer Konzentration von $c_{\text{SPP}} = 1,2 \cdot 10^8$ Partikel/mL verwendet. Die x -Komponente des externen Magnetfelds wurde wie in den zuvor gezeigten Ergebnissen zu $H_{x, \text{max}} = 320 \text{ A/m}$ gewählt und die z -Komponente im Bereich von 800 – 4800 A/m variiert. Die SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit wurde analog zu dem zuvor beschriebenen Verfahren für jeweils 50 Transportschritte ausgewertet und das arithmetische Mittel mit dem Standardfehler des Mittelwerts bestimmt.

In Abb. 5.10 ist generell eine Erhöhung der SPP-Geschwindigkeit mit zunehmendem Betrag der z -Komponente des externen Magnetfelds $H_{z, \text{max}}$ innerhalb der Fehlergrenzen zu beobachten. Dieser Befund ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass die Erhöhung von $H_{z, \text{max}}$ außerhalb des Sättigungsbereichs zu einer Zunahme des magnetischen Moments der SPPs entsprechend der LANGEVIN-Funktion führt (vgl. Gl. 5.2.3), was nach Gl. 5.2.10 eine Erhöhung der SPP-Geschwindigkeit bewirkt. Dadurch, dass die z -Komponente des externen Magnetfelds nahezu homogen innerhalb der für den SPP-Transport relevanten Längenskalen von wenigen Mikrometern ist, wird durch die Überlagerung mit der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur primär der Betrag und weniger der Gradient des effektiven Magnetfelds verändert. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass durch die Zunahme des magnetischen Moments der SPPs nicht nur die Kraft parallel zur Transportrichtung, sondern auch die Kraft senkrecht zur Substratoberfläche vergrößert wird, wodurch eine Änderung des SPP-Substrat-Abstands erfolgt, die sich wiederum in einer Änderung des Reibungskoeffizienten ausdrückt. Aufgrund dessen ist in Abhängigkeit von der Stärke und dem Gradienten der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur davon auszugehen, dass die SPP-Geschwindigkeit unter konstanten Randbedingungen hinsichtlich der x -Komponente des externen Magnetfelds sowie der PMMA-Schichtdicke für einen gewissen Be-

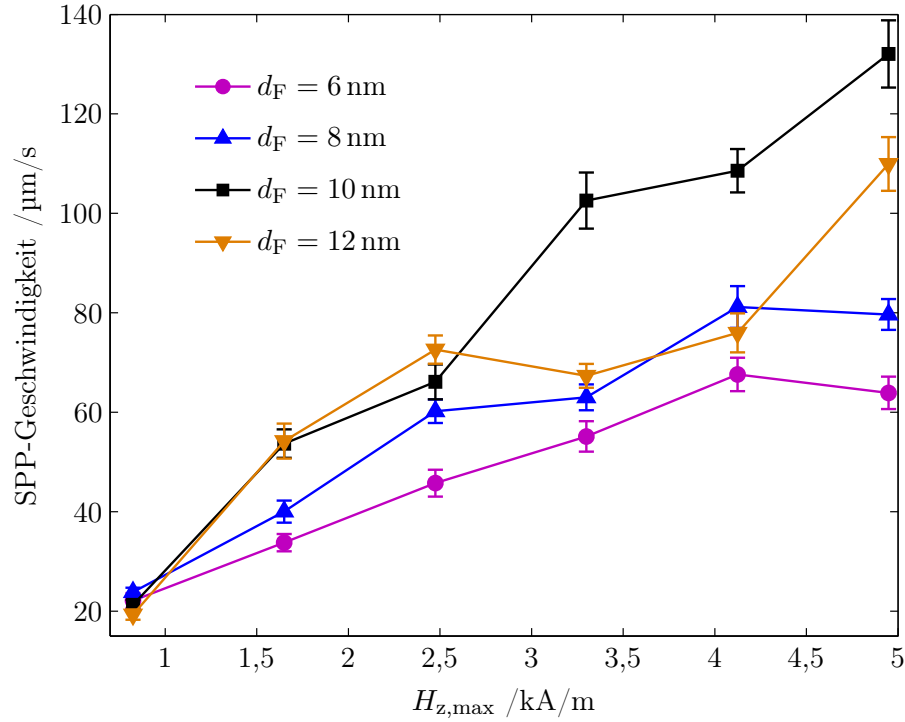


Abbildung 5.10: Experimentell ermittelte Gleichgewichtsgeschwindigkeit der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit vom Betrag der z -Komponente des externen Magnetfelds $H_{z,\max}$, gezeigt für verschiedene Schichtdicken d_F der ferromagnetischen $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schicht. Auf die Substratoberfläche der EB-Systeme wurde im Vorfeld der Experimente eine homogene PMMA-Schicht mit einer mittleren Schichtdicke von ca. 900 nm aufgebracht. Für den Betrag der x -Komponente des externen Magnetfelds wurde ein Wert von $H_{x,\max} = 320 \text{ A/m}$ verwendet, wobei die Periodendauer T der externen Magnetfeldsequenz $T = 800 \text{ ms}$ betrug. Die eingezeichneten Linien dienen der optischen Führung.

reich von $H_{z,\max}$ maximal wird, was ansatzweise für $d_F = 6 \text{ nm}$ und $d_F = 8 \text{ nm}$ im Bereich von $H_{z,\max} \approx 4 \text{ kA/m}$ anhand der Stagnation von \bar{v}_{SPP} zu erkennen ist (vgl. Abb. 5.10).

Der Vergleich der EB-Systeme mit unterschiedlicher Ferromagnetschichtdicke zeigt zudem, dass die SPP-Geschwindigkeit ausgehend von $d_F = 6 \text{ nm}$ über $d_F = 8 \text{ nm}$ und $d_F = 12 \text{ nm}$ hin zu $d_F = 10 \text{ nm}$ innerhalb des gezeigten Magnetfeldbereichs zunimmt. Der beobachtete Signalverlauf der SPP-Geschwindigkeit als Funktion der Ferromagnetschichtdicke ist in qualitativer Übereinstimmung mit dem in Abb. 4.34 gezeigten Verlauf der z -Komponente der MFL im Zentrum der (hh)-Domänenwand in Abhängigkeit von der Ferromagnetschichtdicke des EB-Systems der SMRM-Messungen. Die Änderung der Ferromagnetschichtdicke des EB-Systems bewirkt sowohl eine Zunahme der Gesamtzahl an magnetischen Partialladungen als auch eine Abnahme der magnetischen Partialladungsdichte im Zentrum der Domänenwand, sodass innerhalb eines materialspezifischen Schichtdickenbereichs ein Maximum hinsichtlich des Betrags und des lateralen Gradienten der MFL im Nahfeldbereich der Probe vorliegt. Dadurch, dass die SPP-

Geschwindigkeit für das beschriebene Modell maßgeblich durch den Betrag und den lateralen Gradienten des effektiven Magnetfelds beeinflusst wird, kann folglich eine Erhöhung bzw. Verringerung der SPP-Geschwindigkeit durch Variation der Ferromagnetschichtdicke vorgenommen werden. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass die aus der Ferromagnetschichtdicke des EB-Systems resultierenden Unterschiede in der SPP-Geschwindigkeit zusätzlich von der Stärke und dem Gradienten des externen Magnetfelds abhängig sind (vgl. Abb. 5.10).

5.4.3 Änderung des Partikelabstands zum EB-System

In einer nachfolgenden Studie sollte die Änderung der SPP-Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Dicke der auf das EB-System aufgetragenen PMMA-Schicht untersucht werden, wobei das externe Magnetfeld erneut zu $H_{x,\max} = 320 \text{ A/m}$ respektive $H_{z,\max} = 1600 \text{ A/m}$ mit einer Periodendauer von $T = 800 \text{ ms}$ gewählt wurde. Im Rahmen der durchgeführten Studien wurde das aus der zuvor gezeigten Untersuchungsreihe hinsichtlich der SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit optimierte EB-System $\text{Cu}^{5 \text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{10 \text{ nm}} / \text{Ta}^{10 \text{ nm}}$ verwendet. Die PMMA-

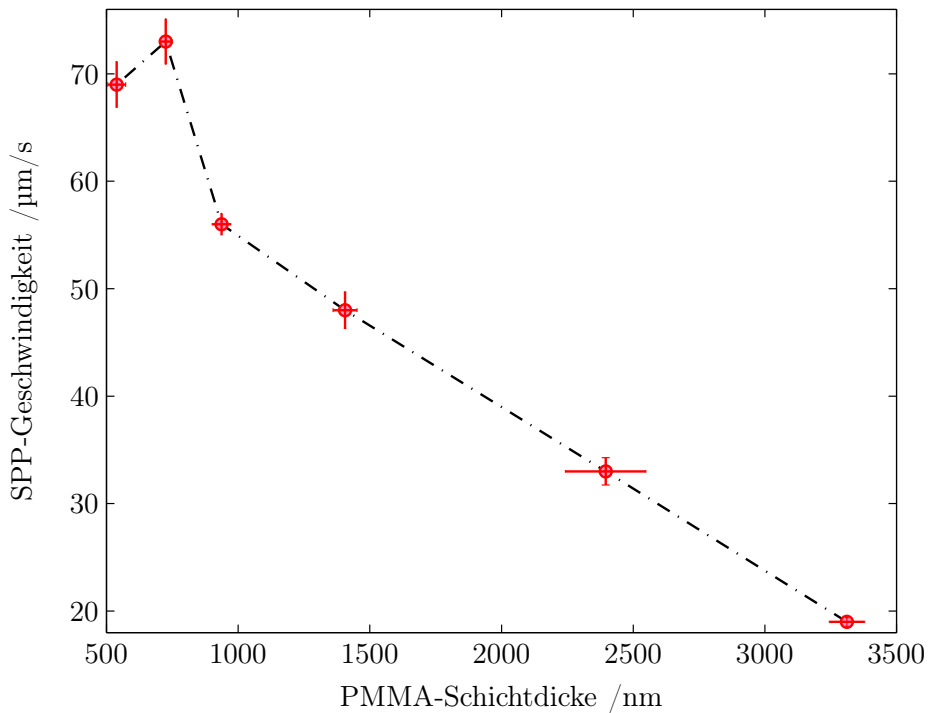


Abbildung 5.11: Mittlere Geschwindigkeit superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Dicke der auf das EB-System aufgetragenen PMMA-Schicht. Die Amplitudenwerte der externen Magnetfeldsequenz wurden zu $H_{x,\max} = 320 \text{ A/m}$ respektive $H_{z,\max} = 1600 \text{ A/m}$ mit einer Periodendauer von $T = 800 \text{ ms}$ gewählt. Die gestrichelte Linie dient der optischen Führung.

Schichtdicke wurde wie in Tab. 5.1 dargestellt im Bereich von 500-3500 nm variiert. Für die Experimente wurde erneut eine SPP-Lösung, bestehend aus superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2 \mu\text{m}$ (*micromod Partikeltechnologie GmbH*, micro-

mer[®]-M, PEG-COOH, 2 μm) in destillierten Wasser, mit einer Konzentration von $c_{\text{SPP}} = 1,2 \cdot 10^8$ Partikel/mL eingesetzt. Die erhaltenen Ergebnisse für die SPP-Geschwindigkeit sind in Abb. 5.11 mit dem Standardfehler des Mittelwerts zusammengefasst dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die SPP-Geschwindigkeit ausgehend von einer PMMA-Schichtdicke von $d_{\text{PMMA}} \approx 540$ nm innerhalb der Fehlergrenzen bis zu einer Schichtdicke von $d_{\text{PMMA}} \approx 730$ nm zunimmt, wobei die bei $d_{\text{PMMA}} \approx 730$ nm erhaltene SPP-Geschwindigkeit von $\bar{v} = 73 \pm 2 \mu\text{m/s}$ den Maximalwert darstellt (vgl. Abb. 5.11). Für $d_{\text{PMMA}} > 730$ nm wird generell eine Abnahme in der SPP-Geschwindigkeit beobachtet, wobei innerhalb des Schichtdickenbereichs von $d_{\text{PMMA}} \approx 730$ nm und $d_{\text{PMMA}} \approx 930$ nm eine Abnahme von 25 % der Maximalgeschwindigkeit erfolgt. Die SPP-Geschwindigkeit fällt anschließend für $d \geq 930$ nm nahezu linear mit einer Änderungsrate von $-15,5 \pm 0,1 \text{ s}^{-1}$ ab. Die zunächst beobachtete Zunahme in der SPP-Geschwindigkeit für eine PMMA-Schichtdicke von $d \leq 930$ nm ist darauf zurückzuführen, dass durch das Zusammenspiel aus dem Gradienten und dem Betrag des effektiven Magnetfelds, unter der Randbedingung konstanter Amplitudenwerte des externen Magnetfelds $H_{x,\text{max}}$ bzw. $H_{z,\text{max}}$, die SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit (vgl. Gl. 5.2.10) für einen bestimmten Abstandsbereich der SPPs zur Substratoberfläche aufgrund des z -abstandsabhängigen Verlaufs der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur maximiert wird. Dadurch, dass die magnetische Streufeldstärke generell exponentiell mit zunehmendem z -Abstand zur Substratoberfläche geringer wird, wird nach Durchschreiten des Maximums eine Abnahme in der SPP-Geschwindigkeit beobachtet.

5.4.4 Variation der Partikelgröße

In einer abschließenden Studie wurde die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel in Abhängigkeit vom Durchmesser d_{SPP} der Partikel im Bereich von 2-10 μm untersucht, wobei der strukturelle Aufbau der verwendeten Partikel dem der bereits zuvor verwendeten SPPs mit einem Durchmesser von 2 μm entspricht (*micromod Partikeltechnologie GmbH*, micromer[®]-M, PEG-COOH).^[Mic15] Dadurch, dass 90-95 % des Partikeldurchmessers

$d_{\text{SPP}} / \mu\text{m}$	$c_{\text{SPP}} / \text{Partikel/mL}$
2	$1,2 \cdot 10^8$
4	$1,4 \cdot 10^7$
6	$4,0 \cdot 10^6$
8	$1,7 \cdot 10^6$
10	$8,7 \cdot 10^5$

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der zur experimentellen Untersuchung der Gleichgewichtsgeschwindigkeit superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel in Abhängigkeit vom Durchmesser d_{SPP} der Partikel verwendeten SPP-Lösungen (Lösungsmittel destilliertes Wasser) in Form der Konzentration c_{SPP} an Partikeln.

durch den organischen Kern, bestehend aus einer Styrol-Maleinsäure-Copolymer Matrix, vorgegeben wird und die superparamagnetischen Eisenoxid Nanopartikel (Fe_3O_4) auf der Oberfläche

des Kerns eingebettet sind, ist das magnetische Material mit zunehmendem Partikeldurchmesser weiter vom Zentrum des Partikels entfernt. Die Konzentrationen der verwendeten SPP-Lösungen sind in Tab. 5.2 zusammengefasst, wobei jeweils 10 μL der SPP-Stammlösung mit destilliertem Wasser auf ein Gesamtvolumen von 1 mL verdünnt wurden. Im Rahmen der durchgeführten Studien wurde erneut das EB-System $\text{Cu}^{5\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{10\text{nm}} / \text{Ta}^{10\text{nm}}$ verwendet, auf das im Vorfeld der Experimente eine PMMA-Schicht mit einer Schichtdicke von ca. 900 nm aufgebracht wurde. Die Amplitudenwerte der externen Magnetfeldsequenz wurden zu $H_{x,\text{max}} = 320 \text{ A/m}$ bzw. $H_{z,\text{max}} = 1600 \text{ A/m}$ mit einer Periodendauer von $T = 800 \text{ ms}$ gewählt. Wie in Abb. 5.12 zu erkennen ist, sind die experimentell erhaltenen Gleichgewichtsgeschwin-

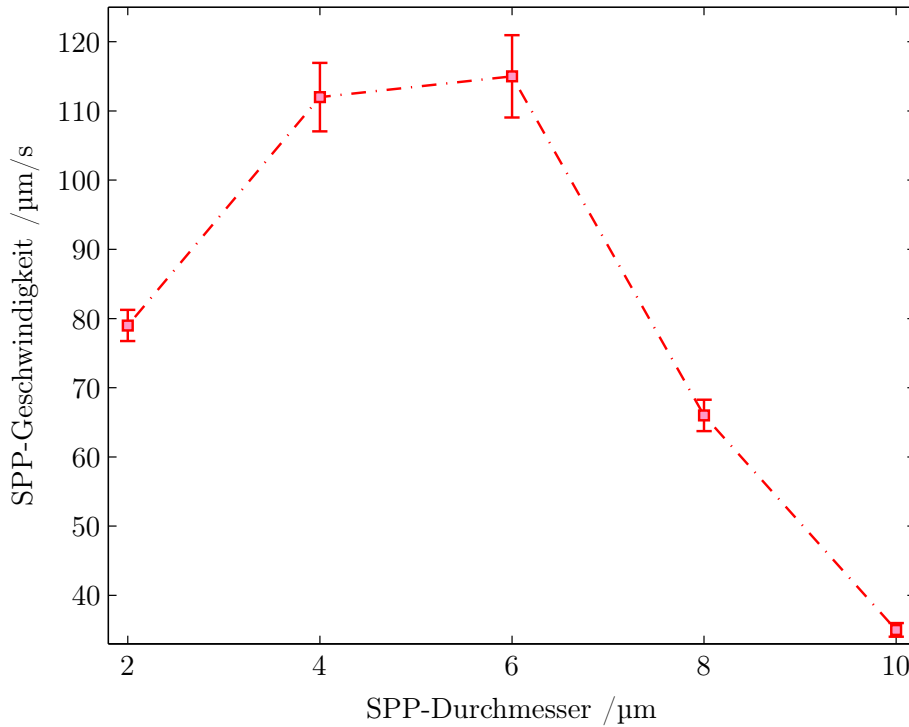


Abbildung 5.12: Experimentell ermittelte Gleichgewichtsgeschwindigkeit superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel als Funktion des SPP-Durchmessers. Auf die Substratoberfläche wurde im Vorfeld der Experimente eine homogene PMMA-Schicht mit einer Schichtdicke von ca. 900 nm aufgebracht. Die Amplitudenwerte der externen Magnetfeldsequenz wurden zu $H_{x,\text{max}} = 320 \text{ A/m}$ bzw. $H_{z,\text{max}} = 1600 \text{ A/m}$ gewählt, wobei die Periodendauer $T = 800 \text{ ms}$ betrug. Die gestrichelte Linie dient der optischen Führung.

digkeiten des verwendeten Partikeltyps (*micromod Partikeltechnologie GmbH*, micromer[®]-M, PEG-COOH) für einen SPP-Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 4 \mu\text{m}$ respektive $d_{\text{SPP}} = 6 \mu\text{m}$ innerhalb der Fehlergrenzen maximal, wobei für $d_{\text{SPP}} < 4 \mu\text{m}$ und $d_{\text{SPP}} > 6 \mu\text{m}$ eine Abnahme in der SPP-Geschwindigkeit erhalten wurde (Abb. 5.12).^[Mic15] Ein entscheidendes Kriterium für die quantitative Diskussion der erhaltenen SPP-Geschwindigkeiten ist die räumliche Verteilung des magnetischen Inhalts der SPPs, der im Wesentlichen auf einer Kugelschale mit einem Radius von 90-95 % des Gesamtradius der SPPs zentriert ist, weshalb die unter Abschnitt 5.2 eingeführ-

te Punkt-Dipol-Näherung für das magnetische Moment der SPPs insbesondere für $d_{\text{SPP}} > 2 \mu\text{m}$ nicht mehr gültig ist. Des Weiteren muss in Bezug auf die Breite der EB-Streifendomänenstruktur von $b_{\text{F}} = 5 \mu\text{m}$ berücksichtigt werden, dass sich SPPs mit $d_{\text{SPP}} > b_{\text{F}}$ im Wechselwirkungsbereich von benachbarten Domänenwänden der EB-Streifendomänenstruktur befinden, sodass in Summe ein komplexerer Sachverhalt hinsichtlich der theoretischen Beschreibung der SPP-Geschwindigkeit vorliegt. Anhand von Abb. 5.12 wird jedoch deutlich, dass das unterschiedliche magnetophoretische Verhalten der experimentell charakterisierten SPPs generell verwendet werden kann, um gezielt eine Größenauftrennung von SPPs vorzunehmen, insofern die Frequenz des externen Magnetfelds sukzessive über die Grenzfrequenz der jeweiligen Partikelsorte erhöht wird.^[HKB15] So ist es bspw. möglich, SPPs, die sich in ihrem Durchmesser unterscheiden, in der Peripherie mit verschiedenen Antikörpern zu funktionalisieren, wodurch gezielt Biomoleküle aus einer Lösung mit einer Vielzahl an Bestandteilen aufgereinigt werden können.

5.5 Fazit

In diesem Teil der Arbeit wurde erfolgreich ein neuartiges Konzept zum gerichteten Transport von in Lösung befindlichen superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln (SPP) oberhalb eines topographisch planaren EB-Systems mit einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Orientierung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Streifendomänen entwickelt.^[HKB15] Im Unterschied zu dem von EHRESMANN *et al.* eingeführten Transportkonzept, das auf der gerichteten Ummagnetisierung der EB-Streifendomänenstruktur via Domänenwandbewegung (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*) beruht, wurde ein Transportkonzept auf Basis der dynamischen Transformation der potentiellen Energielandschaft der Partikel realisiert, ohne dass eine signifikante Änderung des magnetischen Zustands des EB-Systems erfolgt.^[HKB15] Aufgrund dessen müssen in diesem Transportkonzept vergleichsweise geringe externe Magnetfelder im Bereich weniger Millitesla für den gerichteten Transport der SPPs verwendet werden, was insbesondere für batteriebetriebene Anwendungen im *Lab-on-a-Chip* Bereich vielversprechend ist.^[HKB15] Ausgangspunkt der experimentellen Untersuchungen war das EB-System $\text{Cu}^{50 \text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10 \text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{6,5 \text{ nm}} / \text{Ta}^{10 \text{ nm}}$, das mittels IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von $b_{\text{F}} = 5 \mu\text{m}$ und einer (hh)- bzw. (tt)-Domänenkonfiguration texturiert wurde. Es konnte gezeigt werden, dass der gerichtete Transport der SPPs während der Plateauzeiten der trapezförmigen externen Magnetfeldsequenz stattfindet, wobei die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs über den räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft nach dem Vorzeichenwechsel der z -Komponente des externen Magnetfelds H_{ex} hervorgerufen wird. Dies ist durch die Änderungsrate des externen Magnetfelds bzw. der potentiellen Energielandschaft begründet, die um mehrere Größenordnungen oberhalb der experimentell beobachteten SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit lag.^[HKB15] Wird die Frequenz des externen Magnetfelds oberhalb einer kritischen Frequenz $\omega_{\text{ex,krit}}$ gewählt, so ist die Zeitspanne, in der das Minimum der potentiellen Energie nach dem Vorzeichenwechsel der z -Komponente von H_{ex} verweilt, kürzer als der Zeitraum, den die SPPs mit ihrer induzierten Gleichgewichtsgeschwindigkeit benötigen, um das energetische Minimum in der Nähe des benachbarten Domänenwandzentrums der EB-Streifen-

domänenstruktur zu erreichen. Folglich ist oberhalb der kritischen Frequenz kein gerichteter Transport der SPPs möglich.^[HKB15] Die Transportrichtung senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur wird in diesem Konzept über die Phasenbeziehung zwischen der x - und z -Komponente von H_{ex} vorgegeben.

Zur quantitativen Beschreibung des Transportmechanismus wurde ein theoretisches Modell entwickelt, das auf der dynamischen Transformation der potentiellen Energielandschaft der SPPs durch Überlagerung der magnetischen Feldlandschaft (MFL) oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur mit dem externen Magnetfeld basiert. Unter Berücksichtigung der relevanten Kräfte konnte ein formaler Ausdruck für die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs gefunden werden. Hierbei sind die primären Einflussgrößen der Abstand der SPPs zur Substratoberfläche, die Stärke und der Gradient der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur respektive des externen Magnetfelds sowie das vom effektiven Magnetfeld abhängige magnetische Moment der SPPs.^[HKB15] Die Vorhersagen des theoretischen Modells wurden mit den experimentell ermittelten Gleichgewichtsgeschwindigkeiten der SPPs anhand des EB-Systems $\text{Cu}^{50\text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{6,5\text{ nm}} / \text{Ta}^{10\text{ nm}}$, auf das im Vorfeld der Experimente eine homogene Photoresistschicht mit einer mittleren Schichtdicke von 700 nm aufgebracht wurde, verglichen. Die MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur wurde unter Verwendung des analytischen Modells auf Grundlage der von AHREND *et al.* erhaltenen Werte für die remanente Domänenmagnetisierung und den Domänenübergangsparameter an einem vergleichbaren EB-System simuliert und mit den experimentellen Werten des externen Magnetfelds überlagert.^[AHF15,HKB15] Unter Berücksichtigung von strukturellen Fluktuation in der räumlichen Struktur der MFL konnte innerhalb der Fehlergrenzen eine quantitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie gefunden werden, was die Gültigkeit des entwickelten Modells widerspiegelt.

In weiteren Studien konnte experimentell gezeigt werden, dass eine gezielte Modifizierung der Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs durch Variation der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur möglich ist. Hierzu wurden die bereits in Kapitel 4 mittels rastermagnetoresistiver Mikroskopie charakterisierten EB-Systeme $\text{Cu}^{5\text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{x\text{ nm}} / \text{Ta}^{10\text{ nm}}$ verwendet, wobei die Ferromagnetschichtdicke im Intervall von 6 – 12 nm alterniert und im Vorfeld der Experimente eine homogene PMMA-Schicht mit einer Schichtdicke von ca. 900 nm aufgebracht wurde. In den experimentellen Daten konnte generell eine signifikante Zunahme der Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs im Schichtdickenbereich von $d_{\text{F}} = 6 - 10\text{ nm}$ beobachtet werden, wobei für $d_{\text{F}} = 12\text{ nm}$ vergleichbare bzw. innerhalb der Fehlergrenzen geringere Werte für die SPP-Geschwindigkeit erhalten wurden. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung zu dem aus den SMRM-Messungen hervorgehenden abstandsabhängigen Verlauf der z -Komponente der MFL als Funktion der Ferromagnetschichtdicke. Durch den kompetierenden Einfluss der Ferromagnetschichtdicke hinsichtlich der Zunahme an magnetischen Partialladungen bei gleichzeitiger Verringerung der magnetischen Partialladungsdichte im Zentrum der Domänenwand ist anzunehmen, dass innerhalb eines materialspezifischen Schichtdickenbereichs ein Maximum in der SPP-Geschwindigkeit vorliegt. Des Weiteren konnte eine signifikante Zunahme der SPP-

Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Größe der z -Komponente des externen Magnetfelds gefunden werden, wobei die x -Komponente von \vec{H}_{ex} konstant gehalten wurde. Um den Einfluss der MFL auf die SPP-Bewegung zu reduzieren, wurde in weiteren Studien der SPP-Substrat-Abstand künstlich durch Variation der PMMA-Schichtdicke verändert. Dadurch, dass der Einfluss der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur mit zunehmendem Abstand der SPPs zum EB-System geringer wird, nimmt die SPP-Geschwindigkeit in gleicher Weise ab. In einer abschließenden Studie konnte zudem ein signifikanter Unterschied in der SPP-Geschwindigkeit als Funktion des Partikeldurchmessers im Bereich von $d_{\text{SPP}} = 2 - 10 \mu\text{m}$ bestimmt werden, was auf die unterschiedliche magnetophoretische Mobilität der SPPs zurückzuführen ist. Aufgrund dessen ist es mit diesem Konzept möglich, eine gezielte Größenauftrennung von SPPs durch sukzessive Erhöhung der Frequenz des externen Magnetfelds über die individuelle kritische Frequenz der verwendeten Partikelsorten vorzunehmen, um bspw. spezifische Biomoleküle aus Lösung mit einer Vielzahl an verschiedenen Substanzen aufzureinigen.^[HKB15]

Im Vergleich zu anderen Techniken, die auf dem Einsatz von nichtmagnetischen Substraten in Kombination mit externen Magnetfeldgradienten beruhen, besitzt das vorgestellte Konzept einige Vorteile: (1) Die SPPs werden kontrolliert in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche und nicht statistisch verteilt in Lösung bewegt, wodurch eine gezielte Anhäufung von SPPs in spezifischen Sensorarealen möglich ist; (2) die magnetostatische Repulsion zwischen den SPPs führt zu einer erhöhten Stabilisierung der kolloidalen Partikel in Lösung; (3) die SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit kann über die intrinsischen Materialparameter der topographisch planaren EB-Streifendomänenstruktur, die künstliche Veränderung des SPP-Substrat-Abstands sowie die Größe des externen Magnetfelds maßgeschneidert werden.^[HKB15]

Das dritte Ergebniskapitel umfasst die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen zur Erhöhung der Diffusionsrate bzw. der aktiven Durchmischung von Flüssigkeiten in einer mikrofluidischen Umgebung. Die aktive Durchmischung basiert auf dem gerichteten Transport von superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln (SPP) oberhalb von topographisch planaren *Exchange-Bias* (EB, engl. *Exchange Bias*) Streifendomänenstrukturen mit einer *in-plane* Magnetisierung und einer *head-to-head* (hh) bzw. *tail-to-tail* (tt) Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen. Die magnetische Domänenstruktur wurde mittels des Verfahrens der Ionenbeschussinduzierten magnetischen Strukturierung (IBMP, engl. *ion bombardment induced magnetic patterning*) hergestellt. In einer experimentellen Studie von HOLZINGER *et al.* konnte im Vorfeld dieser Arbeit bereits erfolgreich demonstriert werden, dass die Mischgeschwindigkeit auf Basis des gerichteten Transports von SPPs in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche unter hydrostatischen Randbedingungen bei einer Kanalhöhe von 500 μm , einem Partikeldurchmesser von 2 μm sowie einer Domänenbreite von 5 μm im Vergleich zur passiven Durchmischung durch thermische Diffusion um einen Faktor 3 erhöht werden kann.^[HLG12] Die SPP-Bewegung wurde dabei über die gerichtete Ummagnetisierung der EB-Streifendomänenstruktur via Domänenwandbewegung (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*) realisiert.^[ELW11,HLG12] Zudem konnte gezeigt werden, dass die Mischgeschwindigkeit gezielt über die Schrittzahl Λ als Maß für die Amplitude und die Frequenz eines dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPP-Reihen senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur eingestellt werden kann.^[HE15] Ziel dieser Arbeit war es daher, ein Modell zur numerischen Simulation der durch die Partikelbewegung induzierten Flüssigkeitsströmungen zu entwickeln, auf Grundlage dessen der Mischprozess quantitativ beschrieben werden kann. Zu Beginn des Kapitels wird eine thematische Einführung in das Forschungsgebiet gegeben und im Anschluss daran das theoretische Modell zur numerischen Simulation des Mischprozesses vorgestellt, wobei die primären Einflussgrößen im entwickelten Ansatz die geometrischen Abmessungen der mikrofluidischen Struktur, die Diffusionseigenschaften der gelösten Substanzen sowie das Bewegungsmuster der SPPs sind.^[HE15] Die Ergebnisse der numerischen Simulationen wurden

mit den experimentellen Untersuchungen von HOLZINGER *et al.* verglichen, um die Gültigkeit des Simulationsmodells zu überprüfen. Teile der präsentierten Ergebnisse wurden in HOLZINGER *et al.* veröffentlicht.^[HE15]

6.1 Einleitung

Die erfolgreiche Anwendung von mikrofluidischen Prozess- und Verfahrenstechniken auf Technologieplattformen wie *Lab-on-a-Chip* (LOC) oder Mikrototalanalysesystemen (μ TAS, engl. *micro total analysis systems*) ermöglicht die Umsetzung von konventioneller Großgerätetechnik (bspw. Labor und Analysegeräte) auf Mikrometerlängenskalen.^[MGW90,Kni02,AC07] Mit der Miniaturisierung treten jedoch eine Reihe von technischen Herausforderungen zum Vorschein, wobei insbesondere der molekulare Stofftransport bzw. die Durchmischung von Substanzen im Vergleich zu makroskopischen Anwendungen aufgrund der reduzierten Längenskalen deutlich verlangsamt ist und im Bereich kleiner REYNOLDS-Zahlen Re primär durch thermische Diffusion dominiert wird.^[OW04,AC07] Folglich kommt der Integration von leistungseffizienten Komponenten zur aktiven Durchmischung und zur Steigerung von molekularen bzw. biochemischen Interaktionsprozessen eine Schlüsselrolle für die Entwicklung von schnellen Endgeräten, vor allem im Bereich der medizinischen Diagnostik, zu.^[Jen01,Kni02,CG04,NW05,WZC08] Hier müssen kleinste Flüssigkeitsmengen in kürzester Zeit kontrolliert durchmischt werden, um die Funktionalität und Reproduzierbarkeit der mikrofluidischen Chips zu gewährleisten.^[ASS10,KGO12]

Mit dem Begriff der Durchmischung wird allgemein eine Homogenisierung bzw. eine Gleichverteilung von ursprünglich räumlich separierten Substanzen innerhalb eines definierten Flüssigkeitsvolumens bezeichnet, wobei die räumliche Transformation der gelösten Substanzen über die verschiedenen Arten des Massetransports, d.h. Diffusion, Konvektion, Migration oder die ungerichtete BROWN'sche Molekularbewegung, realisiert wird.^[HE15] Der Einfluss der Form des Massetransports auf den Mischprozess wird anhand der REYNOLDS-Zahl Re zur Kategorisierung des Strömungsverhaltens der Flüssigkeiten unterschieden. Die REYNOLDS-Zahl ist dabei proportional zum Verhältnis aus der kinetischen Energie und der Reibungsenergie respektive dem Verhältnis aus den Trägheits- und Reibungskräften der Strömung, wobei der Übergang zwischen dem laminaren und turbulenten Strömungsregime durch die strömungsspezifische kritische REYNOLDS-Zahl markiert wird.^[SA06] Für große REYNOLDS-Zahlen im Bereich turbulenter Strömungen wird der Mischprozess primär durch Konvektion, d.h. der Faltung und Dehnung von Materiallinien unter der Einwirkung von mechanischen Kräften zur Erzeugung konvektiver Strömungsfelder, realisiert, wobei eine vollständige Homogenisierung der gelösten Substanzen durch Diffusion entlang der lokalen Konzentrationsgradienten innerhalb des Flüssigkeitsvolumens erfolgt.^[OW04,SOW06] Dadurch, dass die REYNOLDS-Zahl mit der charakteristischen Länge des Strömungskörpers bzw. dem Kanaldurchmesser der Flüssigkeitsstruktur korreliert, wird die Ausbildung von konvektiven Strömungs- oder Wirbelfeldern respektive turbulenten Strömungen überwiegend in makroskopischen Anwendungen beobachtet, wohingegen in mikrofluidischen Strukturen aufgrund der reduzierten Längenskalen typischerweise der Einfluss der Reibungskräfte

te überwiegt, was zur Ausbildung eines laminaren Strömungsprofils führt.^[OW04] Der Mischprozess wird im laminaren Strömungsregime unter Vernachlässigung der Migration von geladenen Teilchen primär durch die im Vergleich zum konvektiven Stofftransport langsame Diffusion bestimmt, wobei der Diffusionskoeffizient D als Maß für die Beweglichkeit der gelösten Substanz invers proportional zum hydrodynamischen Radius der Teilchen ist.^[OW04] Dadurch liegt insbesondere für große Moleküle wie bspw. Proteine eine im Vergleich zu kleinen Molekülen wie Ethanol um mehrere Größenordnungen geringere molekulare Diffusivität vor, was zu einer deutlichen Reduzierung der Mischgeschwindigkeit führt.^[OW04] Zur Steigerung der Diffusionsrate bzw. der Mischgeschwindigkeit wird in mikrofluidischen Strukturen üblicherweise die Erzeugung von konvektiven Strömungsfeldern dazu verwendet, um die Grenzfläche zwischen den zu durchmischenden Substanzen zu vergrößern,^[CG04,HLS05] wobei das Ausmaß der Konvektion in Form der PÉCLET-Zahl $Pe = (L \cdot |\vec{u}|)/D$ als Maß für das Verhältnis aus der Advektion und der molekularen Diffusion charakterisiert wird.^[NW05] Dabei ist $|\vec{u}|$ der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit und L die charakteristische Länge der Strömung.^[NW05]

Die Erzeugung von konvektiven Strömungsfeldern kann generell auf verschiedene Arten realisiert werden, wobei in der Literatur zwischen aktiver und passiver Durchmischung unterschieden wird:^[HLS05] In passiven Mischsystemen wird durch die Einführung von komplexen Kanalgeometrien versucht, eine räumliche Reorientierung der Flüssigkeitslamellen durch die adhäsive Wechselwirkung mit den Kanalwänden der mikrofluidischen Struktur zu erzeugen.^[HCA04,HLS05] Dies führt zu einer Vergrößerung der Grenzfläche zwischen der inhomogenen räumlichen Konzentrationsverteilung der zu durchmischenden Substanzen und folglich der Diffusionsrate respektive Mischgeschwindigkeit.^[HCA04,HLS05] Im Gegensatz dazu sind aktive Mischsysteme durch den externen Transfer von Energie in das mikrofluidische System charakterisiert, was bspw. durch die Erzeugung von Druck- und Temperaturgradienten, die Aktuation von mikromechanischen Komponenten oder den Einsatz von elektrischen und magnetischen Feldern realisiert wird.^[LRL02,RSG04,HLS05,ASS10] Für aktive Mischsysteme hat sich in den vergangenen Dekaden der Einsatz von magnetischen Mikro- und Nanopartikeln als vielversprechend erwiesen, da magnetische Partikel ohne technischen Aufwand in die mikrofluidische Umgebung integriert und mittels verschiedener Transportkonzepte ferngesteuert werden können (vgl. Kap. 5).^[RG04,Pam06,WZC08] Des Weiteren wird von MAO *et al.* und ZHU *et al.* beschrieben, dass sich neben bspw. superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln (SPP) auch Ferrofluide in Anwesenheit eines externen Magnetfeldgradienten respektive eines schwachen homogenen externen Magnetfelds in Kombination mit einer diamagnetischen Flüssigkeit zur schnellen und verlässlichen Durchmischung von Flüssigkeiten in einer mikrofluidischen Umgebung eignen.^[MK07,ZN12] Ein weiterer Vorteil der Verwendung von magnetischen Partikeln zur aktiven Durchmischung in mikrofluidischen Systemen liegt in der vielfältigen Anwendbarkeit, sodass diese gleichzeitig genutzt werden können, um bspw. in Lösung befindliche Substanzen wie Proteine aufzureinigen und diese zu spezifischen Chip-Bereichen zu befördern.^[Pam06,HE15,HKB15]

Auf Grundlage des von EHRESMANN *et al.* vorgestellten Transportkonzepts, das auf der gerichteten Ummagnetisierung einer *Exchange-Bias* (EB) Streifendomänenstruktur via Domänenwandbewegung (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*) basiert, konnte von HOLZINGER *et al.* bereits erfolgreich die aktive Durchmischung zweier Flüssigkeiten unter hydrostatischen Anfangsbedingungen gezeigt werden.^[ELW11,HLG12] Durch die periodische Bewegung von

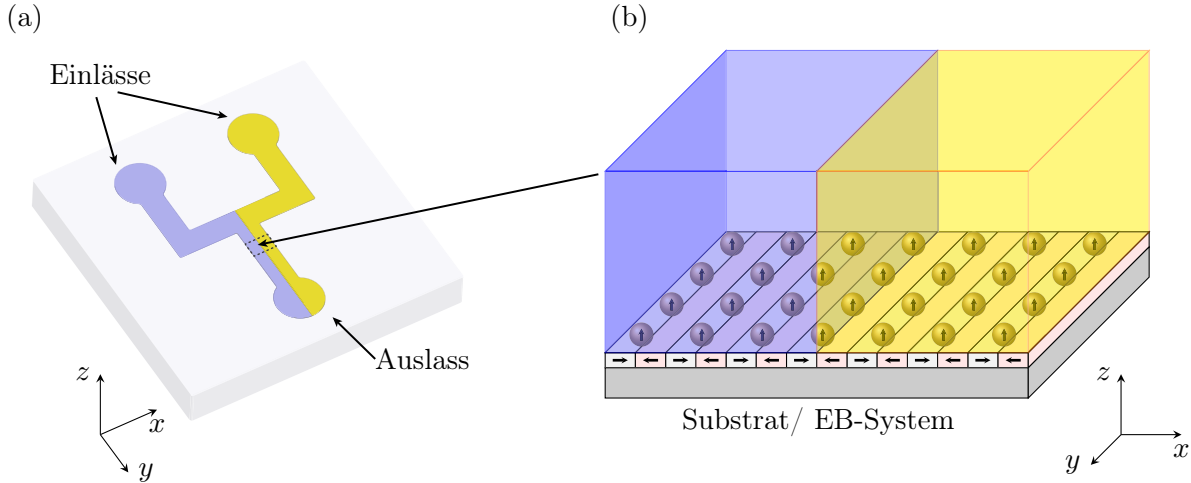


Abbildung 6.1: (a) Skizzierung der T-förmigen mikrofluidischen Struktur mit zwei Einlässen und einem Auslass, wobei die beiden Flüssigkeiten mit einem blauen bzw. gelben Farbstoff zur optischen Quantifizierung des Mischprozesses eingefärbt wurden und für den gezeigten Grenzfall ideal entlang der x -Richtung voneinander getrennt sind, d.h. der Grad der Durchmischung ist null. (b) Vergrößerte Darstellung des Übergangsbereichs (nicht maßstabsgetreu) zwischen den blau und gelb eingefärbten Flüssigkeiten in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche zur Veranschaulichung der aktiven Durchmischung auf Grundlage des Transports superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel (SPP) oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur des Substrats. Der Transport der SPPs basiert auf der gerichteten Ummagnetisierung des EB-Systems via Domänenwandbewegung (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*). Die aktive Durchmischung der Flüssigkeiten erfolgt durch die periodische Bewegung der SPPs entlang der x -Richtung, wodurch ein transversales Strömungsfeld innerhalb der Flüssigkeiten erzeugt wird (nach HOLZINGER *et al.*).^[HE15]

reihenförmig angeordneten superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln mit einem Durchmesser von $2\,\mu\text{m}$ in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche wurde bei einer Kanalhöhe von $500\,\mu\text{m}$, einer Domänenbreite von $5\,\mu\text{m}$ sowie einem Partikelreihenabstand von $10\,\mu\text{m}$ innerhalb eines Flüssigkeitsvolumens von nur wenigen Mikrolitern eine Verdreifachung der Mischgeschwindigkeit im Vergleich zur passiven Durchmischung durch thermische Diffusion erzielt, was hinsichtlich des Größenverhältnisses zwischen der Kanalhöhe und dem Partikeldurchmesser ein bemerkenswertes Ergebnis darstellt (vgl. Abb. 6.1).^[HLG12,HE15] Zudem konnte von den Autoren gezeigt werden, dass die Mischgeschwindigkeit über die Schrittzahl Λ als Maß für die Amplitude und Frequenz eines dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPP-Reihen senkrecht zur langen Streifenachse der

EB-Streifendomänenstruktur gezielt verändert werden kann.^[HLG12] Die primären Einflussfaktoren auf die Mischgeschwindigkeit sind in diesem Konzept das Aspektverhältnis a_R zwischen der Kanalhöhe h und dem Partikeldurchmesser d_{SPP} , die Beweglichkeit der gelösten Substanzen in Form des Diffusionskoeffizienten D sowie das Bewegungsmuster der SPPs zur Erzeugung von konvektiven Strömungsfeldern in Form der Schrittzahl Λ unter Verwendung einer dreiecksförmigen SPP-Trajektorie.^[HKB15]

Aufgrund der experimentellen Vielzahl an Möglichkeiten zur Optimierung der Mischgeschwindigkeit sollte in diesem Teil der Arbeit ein fluiddynamisches Simulationsmodell unter Verwendung der Software COMSOL MULTIPHYSICS entwickelt werden, mit Hilfe dessen eine theoretische Optimierung der aktiven Durchmischung im Vorfeld der experimentellen Umsetzung möglich ist.^[HE15] Hierzu sollte die Mischgeschwindigkeit als Funktion des Aspektverhältnisses durch Variation der Kanalhöhe bei konstanter Kanalbreite w , der Beweglichkeit der gelösten Substanzen sowie der Schrittzahl Λ des dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPP-Reihen untersucht werden. Dabei stellt insbesondere das Bewegungsmuster der SPPs hinsichtlich der Maximierung der Grenzfläche zwischen den zu durchmischenden Flüssigkeiten unter festen geometrischen Randbedingungen (Kanalgeometrie) ein entscheidendes Kriterium dar.^[HE15]

6.2 Theoretisches Modell

Im Folgenden wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte theoretische Modell zur numerischen Simulation der aktiven Durchmischung auf Grundlage des gerichteten Transports superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel oberhalb einer EB-Streifendomänenstruktur vorgestellt. Der Einfluss der gerichteten SPP-Bewegung auf das transversale Strömungsprofil, d.h. die aktive Durchmischung durch die Erzeugung von konvektiven Strömungen in der xz -Ebene der mikrofluidischen Struktur, wurde in Anlehnung an die von HOLZINGER *et al.* durchgeführten experimentellen Studien zur aktiven Durchmischung zweier Flüssigkeitsströme auf Basis des DOWMAT-Prinzips innerhalb der in Abb. 6.1 gezeigten T-förmigen Kanalstruktur mit einer rechteckigen Querschnittsfläche untersucht.^[HLG12,HE15] Die blau und gelb eingefärbten Flüssigkeiten treffen innerhalb des Übergangsbereichs der T-förmigen Kanalstruktur aufeinander und fließen in Richtung des Auslasses der mikrofluidischen Struktur parallel zueinander.^[HE15] Die Bewegung der Farbstoffmoleküle senkrecht zur Strömungsrichtung wird primär durch thermische Diffusion entlang des Konzentrationsgradienten in $\pm x$ -Richtung bestimmt.^[HE15] Die SPP-Bewegung findet nach dem DOWMAT-Konzept in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche statt, wobei eine reihenförmige Anordnung der SPPs entlang der langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur vorliegt, deren Abstand dem doppelten Wert der ferromagnetischen Domänenbreite entspricht.^[ELW11,HE15] Die SPPs werden in diesem Konzept zunächst durch die aus den Domänenwänden der EB-Streifendomänenstruktur - mit einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt) Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen - hervortretenden, inhomogenen magnetischen Streufelder in Reihen oberhalb der Domänenwände positioniert.^[ELW11,HE15] Durch die magnetostatische Repulsion zwischen den SPPs erfolgt

eine Stabilisierung der kolloidalen Partikel in Lösung.^[ELW11,HE15] Der Transport der SPPs wird nach dem DOWMAT-Konzept durch das asymmetrische Ummagnetisierungsverhalten der EB-Streifendomänenstruktur in Anwesenheit eines externen Magnetfelds hervorgerufen, wobei die SPPs der gerichteten Domänenwandbewegung während der Ummagnetisierung des EB-Systems aufgrund des räumlichen Gradienten der potentiellen Energielandschaft der SPPs folgen.^[ELW11] Aufgrund dessen findet ein schrittweiser Transport der SPPs von einer Domänenwand zur nächsten in $\pm x$ -Richtung, d.h. senkrecht zur langen Streifenachse der EB-Streifendomänenstruktur entsprechend der Konfiguration des externen Magnetfelds, statt.^[ELW11,HE15] Der Einfluss der Oberflächenrauigkeit der EB-Systeme im Bereich von 1 nm ist in Bezug auf das induzierte transversale Strömungsprofil der Flüssigkeit und folglich die Durchmischung der Flüssigkeiten zu vernachlässigen, da der SPP-Durchmesser in den hier beschriebenen Systemen um mehrere Größenordnungen oberhalb der topographischen Oberflächenrauigkeit des Substrats lag.^[HE15]

Für die Entwicklung des numerischen Simulationsmodells wurde davon ausgegangen, dass in jeder Partikelreihe eine identische Anzahl an SPPs vorliegt, sodass auf Basis der Translationsinvarianz entlang der y -Richtung und der Tatsache, dass die SPP-Bewegung senkrecht zur y -Richtung stattfindet, die dreidimensionale Geometrie auf ein zweidimensionales Problem reduziert werden kann, um die grundsätzliche Wechselwirkung zwischen der SPP-Bewegung und der transversalen Durchmischung der Flüssigkeiten zu untersuchen.^[HE15] Die Geometrie des Simulationsmodells ist auf eine rechteckige Querschnittsfläche im Übergangsbereich zwischen den Flüssigkeitsströmen, d.h. parallel zur xz -Ebene, beschränkt, wobei die Kanalbreite zu einem festen Wert von $w = 500 \mu\text{m}$ und die Kanalhöhe h im Rahmen der durchgeführten Studien variiert wurde (Abb. 6.2).^[HE15] Die SPP-Bewegung wurde anhand der experimentell ermittelten Werte für die SPP-Geschwindigkeit modelliert, wobei die SPPs die Strecke der einfachen Domänenbreite der EB-Streifendomänenstruktur von $\Delta x_{\text{exp}} = 5 \mu\text{m}$ in den Experimenten innerhalb einer Pulssequenz des externen Magnetfelds mit einer Pulsdauer von $t_p = 200 \text{ ms}$ zurückgelegt haben.^[HLG12,HE15] Hierbei muss berücksichtigt werden, dass das tatsächliche Zeitintervall der Partikelbewegung unterhalb der Pulsdauer der externen Magnetfeldsequenz lag, sodass die SPPs vor dem nächsten Transportschritt für eine gewisse Zeitspanne oberhalb der remanenten Positionen der Domänenwände der EB-Streifendomänenstruktur verweilen, was sich in der in Abb. 6.2 gezeigten stufenförmigen Trajektorie widerspiegelt.^[HE15] Die Sequenz des externen Magnetfelds wurde so gewählt, dass sich die SPPs zunächst Λ Schritte in $+x$ -Richtung, anschließend $2 \cdot \Lambda$ Schritte in $-x$ -Richtung, dann $2 \cdot \Lambda$ Schritte in $+x$ -Richtung usw. bewegen, wobei der Parameter Λ die Schrittzahl bzw. die Anzahl der Transportschritte charakterisiert.^[ELW11,HLG12,HE15] Als weitere Vereinfachung wurde in den Simulationen eine Strecke von $\Delta x_{\text{sim}} = 1 \mu\text{m}$ für die Transportstrecke der SPPs von einer Domänenwand zur nächsten an Stelle des experimentellen Werts von $\Delta x_{\text{exp}} = 5 \mu\text{m}$ angenommen, um den Rechenaufwand der Simulationen zu reduzieren.^[HE15] Zudem wurde die stufenförmige SPP-Trajektorie mittels einer periodischen Dreiecksfunktion mit Amplitude $A = \Lambda \cdot \Delta x_{\text{sim}}$ und Frequenz $\omega = 2 \cdot \pi / (4 \cdot \Lambda \cdot t_p)$ approximiert. Es ist:^[HE15]

$$f(\Lambda, \Delta x_{\text{sim}}, t_p, t) = A \cdot \text{tri}(\omega \cdot t), \quad (6.2.1)$$

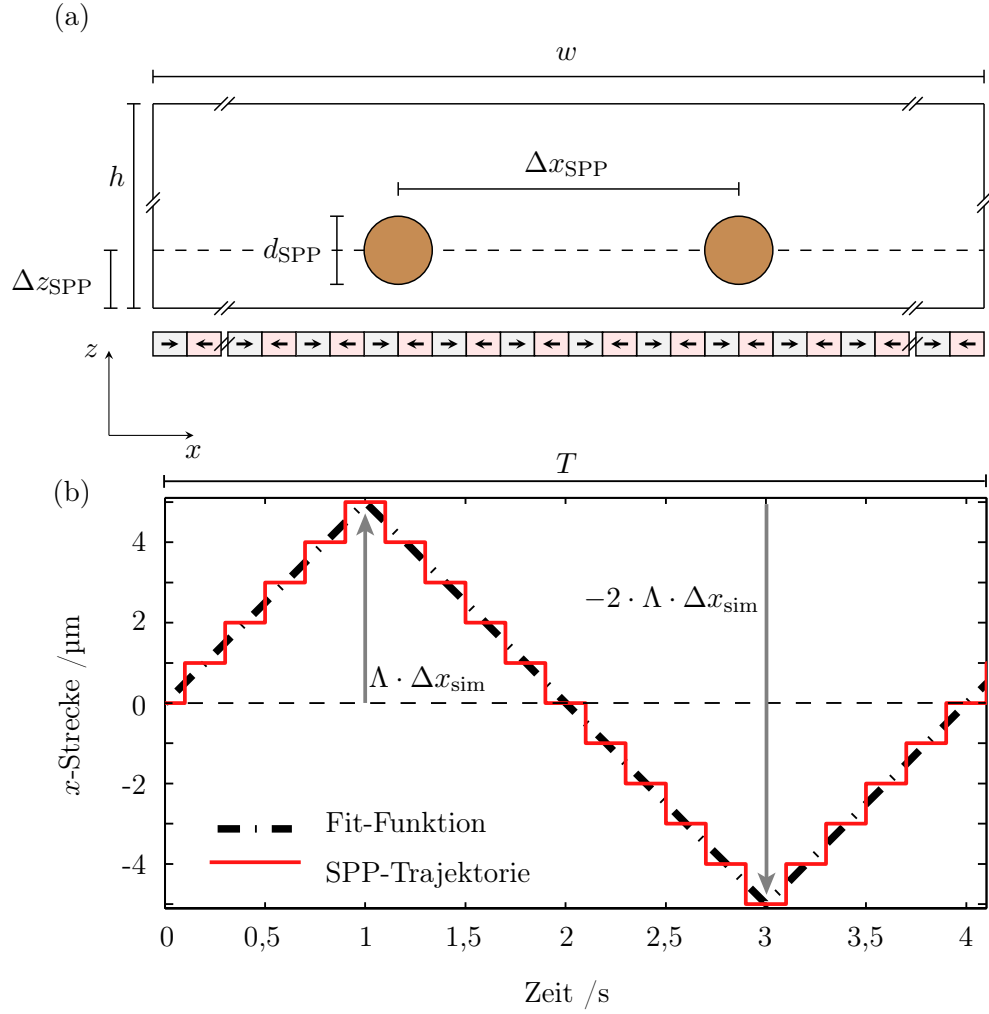


Abbildung 6.2: (a) Geometrische Randbedingung des zweidimensionalen Simulationsmodells mit fester Kanalbreite w und variabler Kanalhöhe h zur numerischen Analyse der aktiven Durchmischung auf Basis des DOWMAT-Konzepts: d_{SPP} ist der Durchmesser der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel (SPP), Δx_{SPP} der Abstand zwischen den SPPs (SPP-Zentrum zu SPP-Zentrum) entlang der x -Richtung und Δz_{SPP} beschreibt den Abstand des SPP-Mittelpunkts zur Substratoberfläche. Die Streifendomänenstruktur der in den Experimenten verwendeten EB-Systeme ist unterhalb der Kanalstruktur angedeutet. (b) Schematische Darstellung der in den numerischen Simulationen zugrunde gelegten SPP-Trajektorie (rote Linie) in Form der zurückgelegten Strecke in $\pm x$ -Richtung als Funktion der Zeit für eine Schrittzahl von $\Lambda = 5$. Die SPP-Bewegung findet zunächst $\Lambda \cdot \Delta x_{\text{sim}}$ Schritte in $+x$ -Richtung, anschließend $-2 \cdot \Lambda \cdot \Delta x_{\text{sim}}$ Schritte in $-x$ -Richtung, dann $2 \cdot \Lambda \cdot \Delta x_{\text{sim}}$ Schritte in $+x$ -Richtung usw. statt. Das stufenförmige Bewegungsmuster der SPPs wurde in den numerischen Simulationen mittels einer Dreiecksfunktion (gestrichelte Linie) approximiert (nach HOLZINGER *et al.*).^[HE15]

wobei die Periodendauer T durch $T = 4 \cdot \Lambda \cdot t_p$ gegeben ist.^[HE15] Die SPPs bewegen sich in den Simulationen folglich mit einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = A/(T/4) = 5 \mu\text{m/s}$ unabhängig von der Schrittzahl Λ der periodischen SPP-Trajektorie.^[HE15] Der Abstand zwischen benachbarten SPPs (SPP-Zentrum zu SPP-Zentrum) wurde in den Simulationen zu $\Delta x_{\text{SPP}} = 10 \mu\text{m}$ entsprechend dem doppelten Wert der experimentellen Domänenbreite der EB-Streifendomänenstruktur angenommen. Dadurch, dass die Bewegung der SPPs in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche stattfindet, wurde der SPP-Substrat-Abstand (SPP-Zentrum zur Substratoberfläche) zu $\Delta z_{\text{SPP}} = 1,7 \mu\text{m}$ auf Basis der in Kapitel 5 gezeigten Ergebnisse und unter Berücksichtigung, dass in den von HOLZINGER *et al.* gezeigten Ergebnissen keine zusätzliche Lackstruktur auf die Substratoberfläche aufgebracht wurde, gewählt.^[HLG12,HKB15,HE15]

Das anfänglich ($t = 0$) im Übergangsbereich zwischen den gelösten Spezies vorliegende räumliche Konzentrationsprofil entspricht in erster Näherung einem stufenförmigen Profil, dass mittels einer GAUSS'schen Fehlerfunktion entlang der x -Richtung (Abb. 6.1) in Form von

$$c_z(x, t = 0) = \frac{c_0}{2} \cdot \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{4 \cdot x}{w_c} \right) \right) \quad (6.2.2)$$

dargestellt werden kann, wobei c_0 die Ausgangskonzentration der gelösten Spezies und w_c die Übergangsbreite des Stufenprofils beschreibt.^[HE15] Die Ausgangskonzentration der gelösten Spezies wurde im Rahmen der durchgeführten Studien zu $c_0 = 1 \text{ mol/m}^3$ und die Übergangsbreite zu $w_c = 100 \mu\text{m}$ gewählt, sodass durch Letzteres der experimentelle Umstand berücksichtigt wird, dass zu Beginn keine ideale Segregation der gelösten Spezies innerhalb der Querschnittsfläche der Kanalstruktur vorlag.^[HLG12,HE15] Des Weiteren wurde hinsichtlich des räumlichen Konzentrationsprofils die Annahme getroffen, dass $c_z(x, t = 0)$ zu Beginn der Experimente translationsinvariant entlang der z -Richtung ist. Das konvektive Strömungsfeld \vec{u} , das ausgehend von hydrostatischen Anfangsbedingungen durch die periodische SPP-Bewegung parallel zur Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur induziert wird, wird für eine zeitlich konstante Gitterstruktur (engl. *mesh*) mittels des *fluid-structure interaction* Moduls in COMSOL MULTIPHYSICS durch Lösung der NAVIER-STOKES-Gleichungen für inkompressible Flüssigkeiten erhalten. Es ist:^[Com12,WZC08]

$$\varrho_L \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot \left[-p \cdot I_1 + \eta_L \cdot \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{u} \right)^T \right) \right] + \varrho_L \cdot \left[(\vec{u} - \vec{u}_c) \cdot \vec{\nabla} \right] \cdot \vec{u} = \vec{F}, \quad (6.2.3)$$

$$-\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (6.2.4)$$

mit der Dichte und der dynamischen Viskosität des Lösungsmittels ϱ_L respektive η_L , dem Druck p , dem Geschwindigkeitsvektor \vec{u}_c des Koordinatensystems, der Einheitsmatrix I_1 und der Volumenkraft \vec{F} (bspw. der Gravitationskraft).^[Com12,WZC08,HE15] Dadurch, dass das Koordinatensystem während der Simulationen zeitlich konstant war, ist $\vec{u}_c = 0$.^[HE15] Die Parameter der Dichte und der dynamischen Viskosität wurden entsprechend den Eigenschaften von destilliertem Wasser bei Raumtemperatur ($T = 293,15 \text{ K}$) zu $\varrho_L = 998,2 \text{ kg/m}^3$ bzw. $\eta_L = 1,0093 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ und

$\vec{F} = 0$ gewählt, da keine weiteren Volumenkräfte in den numerischen Simulationen berücksichtigt wurden.^[HE15] Die Seitenwände der in Abb. 6.2 gezeigten Geometrie der Querschnittsfläche des Kanals wurden mit einer *no-slip* Randbedingung versehen, d.h. die räumliche Position der Kanalwände ist zeitlich konstant (keine Bewegung) und die Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit ist $\vec{u} = 0$ auf den Oberflächen der Kanalwände.^[HE15] Des Weiteren wurde zu Beginn der Simulationen die Strömungsgeschwindigkeit zu $\vec{u} = 0$ und entsprechend die Druckdifferenz innerhalb der mikrofluidischen Struktur zu $\Delta p = 0$ gewählt, sodass unter hydrostatischen Anfangsbedingungen der alleinige Einfluss der SPP-Bewegung auf das resultierende Strömungsprofil der Flüssigkeiten untersucht werden kann.^[HE15] Die periodische Bewegung der SPPs in x -Richtung wurde im *fluid-structure interaction* Modell von COMSOL MULTIPHYSICS in Form von Gl. 6.2.1 vorgegeben und die dazu senkrechte Bewegung entlang der z -Richtung null gesetzt, was der experimentellen Beobachtung entspricht, dass sich die SPPs aufgrund des Kräftegleichgewichts zwischen der elektrostatischen Repulsion und der attraktiven magnetischen Kraft durch die EB-Streifendomänenstruktur näherungsweise in einem konstanten Abstandsbereich zur Substratoberfläche während der Experimentierzeit bewegen.^[HE15]

Die Ergebnisse des induzierten Strömungsprofils der Flüssigkeiten wurden gleichzeitig als Eingangsparameter für das *transport of diluted species* Modul in COMSOL MULTIPHYSICS zur Berechnung des zeitabhängigen Verlaufs des räumlichen Konzentrationsprofils der gelösten Spezies $c(x, z, t)$ durch Lösung des zweiten FICK'schen Diffusionsgesetzes unter der Annahme, dass der Stofftransport via Konvektion und Diffusion stattfindet, verwendet. Es ist:

$$\frac{\partial c(x, z, t)}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} c(x, z, t) = \vec{\nabla} \cdot \left(D \cdot \vec{\nabla} c(x, z, t) \right), \quad (6.2.5)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten D der gelösten Spezies.^[HE15] Die Gesamtzeit der Simulationen wurde entsprechend den von HOLZINGER *et al.* gezeigten Ergebnissen zu $t = 480$ s mit einem Zeitintervall von $\Delta t = 1$ s gewählt, wobei Gl. 6.2.2 als Anfangsbedingung ($t = 0$) für die Berechnung des zeitabhängigen räumlichen Konzentrationsprofils $c(x, z, t)$ nach Gl. 6.2.5 verwendet wurde.^[HE15] Die in Abb. 6.2 gezeigte Geometrie des Simulationsmodells wurde mittels dreiecksförmiger Gitterelemente ausgefüllt, wobei die minimale und maximale Gitterelementgröße 15-100 nm respektive 1300-3000 nm in Abhängigkeit von der mit der Schrittzahl Λ korrelierten Amplitude und Frequenz der SPP-Bewegung sowie der variablen Höhe der mikrofluidischen Kanalstruktur war und die entsprechende Gesamtzahl an Gitterelementen im Bereich von $6 \cdot 10^4$ bis $17 \cdot 10^4$ lag.^[HE15] Die Größe und räumliche Verteilung der Gitterelemente wird unter Angabe der minimalen und maximalen Gitterelementgröße automatisch von COMSOL generiert, wobei in räumlicher Nähe zu den SPPs aufgrund der im Vergleich zur Kanalgeometrie geringen Größe sowie des geringen Abstands von $\Delta z_{\text{SPP}} = 1,7 \mu\text{m}$ zum Kanalboden eine erhöhte Anzahl an Gitterelementen im Bereich der festgelegten minimalen Gitterelementgröße vorlag.^[HE15] Die Größe der Gitterelemente richtet sich generell nach der relevanten Längenskala, auf der eine Veränderung der zu berechnenden physikalischen Größen stattfindet. Für die numerische Berechnung des konvektiven Strömungsprofils der Flüssigkeit wurde eine quadratische Interpolationsfunktion

zwischen den Gitterelementen verwendet, wohingegen die numerische Interpolationsfunktion für die zeitliche Änderung des räumlichen Konzentrationsprofils linear war.^[HE15]

6.3 Ergebnisse und Diskussion

Der zeitliche Verlauf des Mischprozesses wurde über die zeitliche Änderung des räumlichen Konzentrationsprofils der gelösten Spezies in Form der von DANCKWERTS eingeführten Intensität der Segregation $I_S(t)$ charakterisiert, es ist:^[Dan52,HLG12]

$$I_S(t) = \frac{\sigma_D^2(t)}{\sigma_{\max}^2} \equiv 4 \cdot \sigma_D^2(t), \quad (6.3.1)$$

mit der Varianz des normierten räumlichen Konzentrationsprofils $\sigma_D^2(t)$ der gelösten Spezies zum Zeitpunkt t und dem Normierungsfaktor σ_{\max}^2 , der ein ideal getrenntes System beschreibt, d.h. die Standardabweichung des räumlichen Konzentrationsprofils ist $\sigma_{\max} = 0,5$.^[HLG12,HE15] Die Intensität der Segregation ist folglich maximal, d.h. $I_S(t) = 1$, wenn eine vollständige Trennung der gelösten Substanzen innerhalb der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur vorliegt, und minimal, d.h. $I_S(t) = 0$, wenn die gelösten Spezies perfekt durchmischt sind.^[HLG12,HE15] Unter der Voraussetzung, dass das Volumen der gelösten Spezies mit einer Anfangskonzentration von $c_0 = 1 \text{ mol/m}^3$ genau der Hälfte des Gesamtvolumens der mikrofluidischen Kanalstruktur entspricht, liegt für den Fall einer perfekten Durchmischung an jeder x, z -Position innerhalb der Kanalstruktur eine Konzentration von $c(x, z) = 0,5 \text{ mol/m}^3$ vor. Die zeitliche Änderung der Intensität der Segregation skaliert folglich mit der zeitlichen Änderung des Durchmischungsgrades bzw. der Mischgeschwindigkeit v_{mix} in Form von^[HE15]

$$v_{\text{mix}}(t) = -dI_S(t)/dt. \quad (6.3.2)$$

Generell muss berücksichtigt werden, dass die Intensität der Segregation lediglich ein Maß für die zeitliche Quantifizierung der Durchmischung ist und keine Informationen über die lokale Längenskala der räumlichen Konzentrationsschwankungen liefert, was üblicherweise über die Skala der Segregation angegeben wird, die jedoch im Folgenden nicht näher betrachtet wird.

Für die Auswertung der aus den numerischen Simulationen erhaltenen Daten wurde zunächst im Zeitintervall von $\Delta t = 20 \text{ s}$ jeweils die räumliche Konzentrationsverteilung der gelösten Spezies in Form einer regulären Datenmatrix mit einer Größe von $M = N_x \cdot N_z = 1000 \cdot 500$ Datenpunkten exportiert.^[HE15] Zur Vergleichbarkeit mit den von HOLZINGER *et al.* erhaltenen experimentellen Daten zur zeitlichen Quantifizierung des Mischprozesses, die mittels einer Digitalkamera, deren Bildsensor parallel zur Oberfläche der mikrofluidischen Struktur (vgl. Abb. 6.1, xy -Ebene) ausgerichtet war, erhalten wurden, wurde anschließend das arithmetische Mittel des räumlichen Konzentrationsprofils $c(x, z, t)$ entlang der z -Richtung gebildet, d.h. $\bar{c}_z(x, t)$.^[HE15] Dieser Vorgang entspricht der Mittelwertbildung des Sensors der Digitalkamera über den z -Schärfebereich des

eingestellten Fokus. Abschließend wurde die Varianz des mittleren Konzentrationsprofils der gelösten Spezies und daraus die Intensität der Segregation nach Gl. 6.3.1 bestimmt. Es ist: ^[HLG12,HE15]

$$\sigma_D^2(t) = \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} (\bar{c}_z(x_i, t) - 0,5)^2. \quad (6.3.3)$$

Im Rahmen der ersten Untersuchungsreihe wurde der Mischprozess in Anlehnung an die experimentellen Arbeiten von HOLZINGER *et al.* als Funktion der Schrittzahl Λ , d.h. der Amplitude und der Frequenz der SPP-Bewegung, für eine konstante Kanalhöhe von $h = 100 \mu\text{m}$ und einen SPP-Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2 \mu\text{m}$ für zwei gelöste Spezies mit unterschiedlicher molekularer Beweglichkeit untersucht, wobei $D_1 = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ und $D_2 = 1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ gewählt wurde, was näherungsweise mit den Diffusionskoeffizienten der in der Biologie häufig zum Einsatz kommenden Substanzen GFP (GFP, engl. *green fluorescent protein*) und Hämoglobin von $D_{\text{GFP}} \approx 8 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ respektive $D_{\text{HG}} \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$ übereinstimmt. ^[HE15,OW04,SHV97] Die Schrittzahl Λ wurde im Bereich von $\Lambda = 0$, was der passiven Durchmischung durch thermische Diffusion entspricht, und $\Lambda = 1000$ mit einem Inkrement von $\Delta\Lambda = 200$ variiert. In den Simulationen wurde zudem angenommen, dass die SPPs die geometrischen Randbedingungen (Kanalwände) der mikrofluidischen Struktur verlassen können, wenn die über die Schrittzahl festgelegte Amplitude der SPP-Bewegung zu einer Bewegung außerhalb der Kanalstruktur führt. ^[HE15] Dahingegen werden die SPPs in den Experimenten gegen die Kanalwände transportiert, während die unbesetzten Stellen durch in Lösung befindliche SPPs neu besetzt werden. ^[HLG12,HE15] Dadurch, dass die Gitterstruktur für die numerischen Simulationen fixiert wurde, findet lediglich eine theoretische Bewegung der SPPs außerhalb der Kanalgeometrie statt, da das induzierte Strömungsprofil durch Koordinatentransformation erhalten wird und die tatsächliche SPP-Position innerhalb der mikrofluidischen Struktur unverändert bleibt. ^[HE15]

Das durch die SPP-Bewegung induzierte Strömungsgeschwindigkeitsprofil innerhalb der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur ist exemplarisch in Abb. 6.3 für eine Kanalhöhe von $h = 100 \mu\text{m}$ gezeigt, wobei die SPP-Bewegung zum Zeitpunkt der Aufnahme in $+x$ -Richtung stattfindet. Generell ist die Ausbildung eines scherenwellenartigen Strömungsprofils zu beobachten, d.h. die x -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit u_x ist in räumlicher Nähe zur SPP-Bewegung maximal und entspricht in diesem Bereich näherungsweise der mittleren SPP-Geschwindigkeit von $\bar{v} = 5 \mu\text{m}/\text{s}$. ^[HE15] Mit zunehmender Kanalhöhe findet zunächst eine exponentielle Abnahme von u_x statt, wobei nach Durchschreiten des Nullpunkts von u_x ein Vorzeichenwechsel und eine erneute Zunahme hinsichtlich des Betrags von u_x erfolgt, bis ein negativer Maximalwert erreicht wurde und die Strömungsgeschwindigkeit abschließend exponentiell mit zunehmender Kanalhöhe abnimmt und unmittelbar auf der Kanaloberfläche null wird. ^[HE15] Für den Bereich zwischen der SPP-Bewegung und dem Boden der Kanalstruktur ist ebenfalls eine exponentielle Abnahme von u_x zu erkennen, wobei die x -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit entsprechend der *no-slip* Randbedingung ebenfalls auf der Oberfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur null wird. ^[HE15] Die z -Komponente des Geschwindigkeitsprofils u_z ist in räumli-

cher Nähe zu den seitlichen Randbereichen der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Struktur und in den Bereichen zwischen den SPPs maximal.^[HE15] Das Vorzeichen von u_z korreliert mit

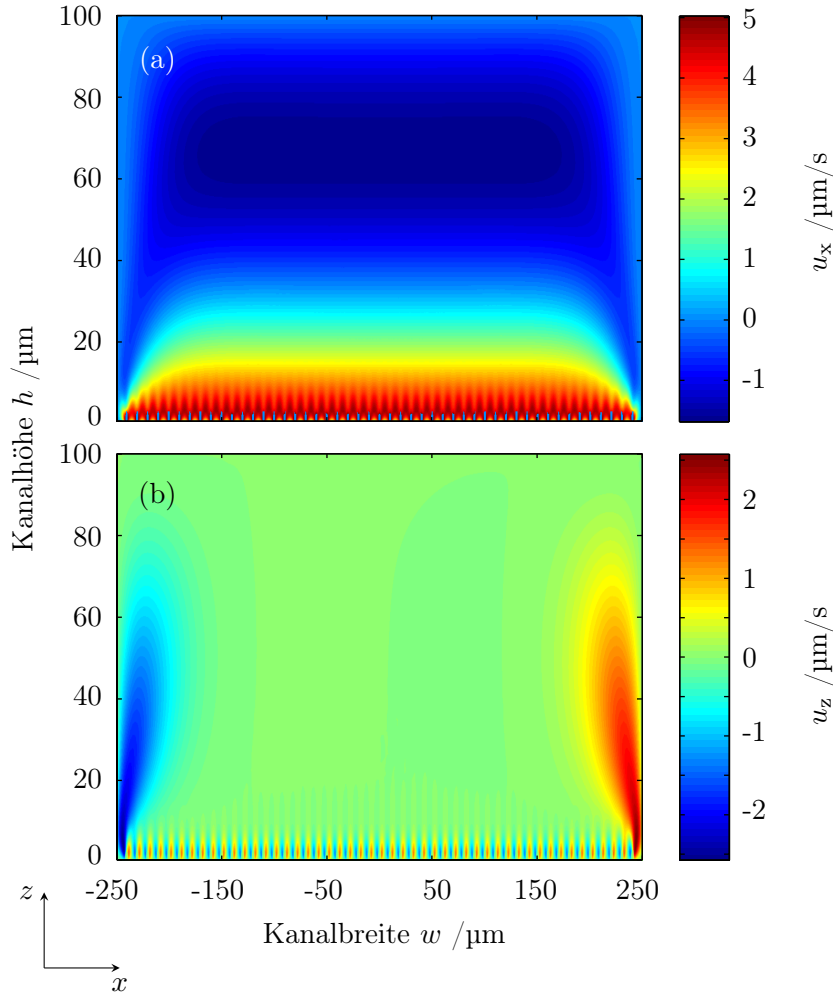


Abbildung 6.3: (a)-(b) Exemplarische Darstellung der x - und z -Komponente u_x respektive u_z des durch die periodische SPP-Bewegung in $\pm x$ -Richtung induzierten Strömungsgeschwindigkeitsprofils innerhalb der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur, wobei die Kanalbreite zu $w = 500 \mu\text{m}$ und die Kanalhöhe zu $h = 100 \mu\text{m}$ gewählt wurde. Die SPP-Bewegung findet zum dargestellten Zeitpunkt in $+x$ -Richtung statt (nach HOLZINGER *et al.*).^[HE15]

der SPP-Bewegungsrichtung und ist bei einer Bewegung in $+x$ -Richtung ($-x$ -Richtung) auf der rechten (linken) Kanalseite positiv und entsprechend auf der linken (rechten) Kanalseite negativ, sodass die Strömung innerhalb der räumlich abgeschlossenen Querschnittsfläche entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn verläuft. Des Weiteren geht aus Abb. 6.3 hervor, dass der konvektive Massentransport im Kontext des durch die SPP-Bewegung induzierten Strömungsprofils im oberen und unteren Bereich sowie in den seitlichen Randbereichen der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur entgegengesetzt gerichtet ist, was zu einer periodischen Dehnung und Stauchung der Grenzfläche zwischen den benachbarten Flüssigkeitsströmen aufgrund

des dreiecksförmigen SPP-Bewegungsmusters führt.^[HE15] Die mit der Größe der mikrofluidischen Kanalstruktur und der geringen Strömungsgeschwindigkeit verbundene REYNOLDS-Zahl liegt für die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Untersuchungen im Bereich von $Re = 1 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-7}$, weshalb in räumlicher Nähe zur SPP-Bewegung keine Ablösung von Wirbelfeldern im Sinne der Erzeugung von Wirbelströmungen in den Simulationen beobachtet wurde.^[HE15]

In einer ersten Studie wurde die Intensität der Segregation $I_S(t)$ als Maß für den zeitlichen Verlauf der Durchmischung als Funktion der Schrittzahl Λ , d.h. der Amplitude und Frequenz des dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPPs, für zwei verschiedene molekulare Beweglichkeiten mit $D = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ und $D = 1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ bei einer konstanten Kanalhöhe von $h = 100 \mu\text{m}$ untersucht (Abb. 6.4). Die Unsicherheit in der theoretisch ermittelten Intensität der Segregation von 5 % wurde durch Variation des SPP-Substrat-Abstands Δz_{SPP} im Intervall von $\Delta z_{\text{SPP}} = 1,7 \pm 0,1 \mu\text{m}$ bestimmt, um so den Einfluss von experimentell bedingten Fluktuationen in der SPP-Position oberhalb der Substratoberfläche in den Simulationen zu berücksichtigen.^[HE15] Wie aus Abb. 6.4 hervorgeht, ist die zeitliche Abnahme in der Intensität der Segregation, d.h. die Mischgeschwindigkeit, sowohl für $D = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ als auch für $D = 1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ größer als für die passive Durchmischung durch thermische Diffusion ($\Lambda = 0$).^[HE15] Für beide Diffusionskoeffizienten ist die Mischgeschwindigkeit für eine Schrittzahl von $\Lambda = 1000$ maximal, wobei die mittlere Mischgeschwindigkeit der aktiven Durchmischung mit $\bar{v}_{\Lambda=1000} = 0,22 \text{ min}^{-1}$ während der ersten 200 s der Simulation nur geringfügig größer als die Mischgeschwindigkeit der passiven Durchmischung auf Grundlage der thermischen Diffusion ($\Lambda = 0$) mit $\bar{v}_{\Lambda=0} = 0,16 \text{ min}^{-1}$ für einen Diffusionskoeffizienten von $D = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ ist (vgl. Abb. 6.4(a)).^[HE15] Zum Ende der Simulationszeit, d.h. für $t = 480 \text{ s}$, sind die Flüssigkeiten für eine Schrittzahl von $\Lambda \geq 200$ nahezu vollständig durchmischt, d.h. die Intensität der Segregation $I_S(t = 480 \text{ s}) \leq 0,1$.^[HE15]

Im Gegensatz dazu ist der Einfluss des induzierten Strömungsprofils der SPP-Bewegung auf den zeitlichen Verlauf der Intensität der Segregation stärker ausgeprägt, wenn der Diffusionskoeffizient der gelösten Spezies, wie in Abb. 6.4(b) gezeigt, im Vergleich zu Abb. 6.4(a) um einen Faktor 5 reduziert wird.^[HE15] Dieser Umstand ist qualitativ darauf zurückzuführen, dass der Stofftransport der passiven Durchmischung durch thermische Diffusion nach dem FICK'schen Diffusionsgesetz (vgl. Gl. 6.2.5) proportional zur molekularen Diffusivität der gelösten Spezies ist, sodass unter identischen Randbedingungen hinsichtlich der Kanalgeometrie und der initialen räumlichen Verteilung der gelösten Spezies mit zunehmender Molekülgröße und damit gleichbedeutend mit kleiner werdendem Diffusionskoeffizienten eine Abnahme in der Mischgeschwindigkeit resultiert.^[HE15] Die Geschwindigkeit der aktiven Durchmischung ist ebenfalls für $\Lambda = 1000$ maximal, wobei innerhalb des Zeitintervalls von $t = 0 - 220 \text{ s}$ die mittleren Mischgeschwindigkeiten $\bar{v}_{\Lambda=1000} = 0,23 \text{ min}^{-1}$ und $\bar{v}_{\Lambda=0} = 0,06 \text{ min}^{-1}$ sind, d.h. die Geschwindigkeit der aktiven Durchmischung ist im Vergleich zur passiven Durchmischung ($\Lambda = 0$) um einen Faktor 4 erhöht, wobei die beiden Flüssigkeiten im Fall der aktiven Durchmischung mit $\Lambda = 1000$ im Unterschied zu Abb. 6.4(a) bereits nach $t = 220 \text{ s}$ nahezu vollständig durchmischt sind.^[HE15] Innerhalb des Schrittzahlbereichs von $0 < \Lambda \leq 1000$ wird zunächst eine zeitliche Abnahme in der Intensität

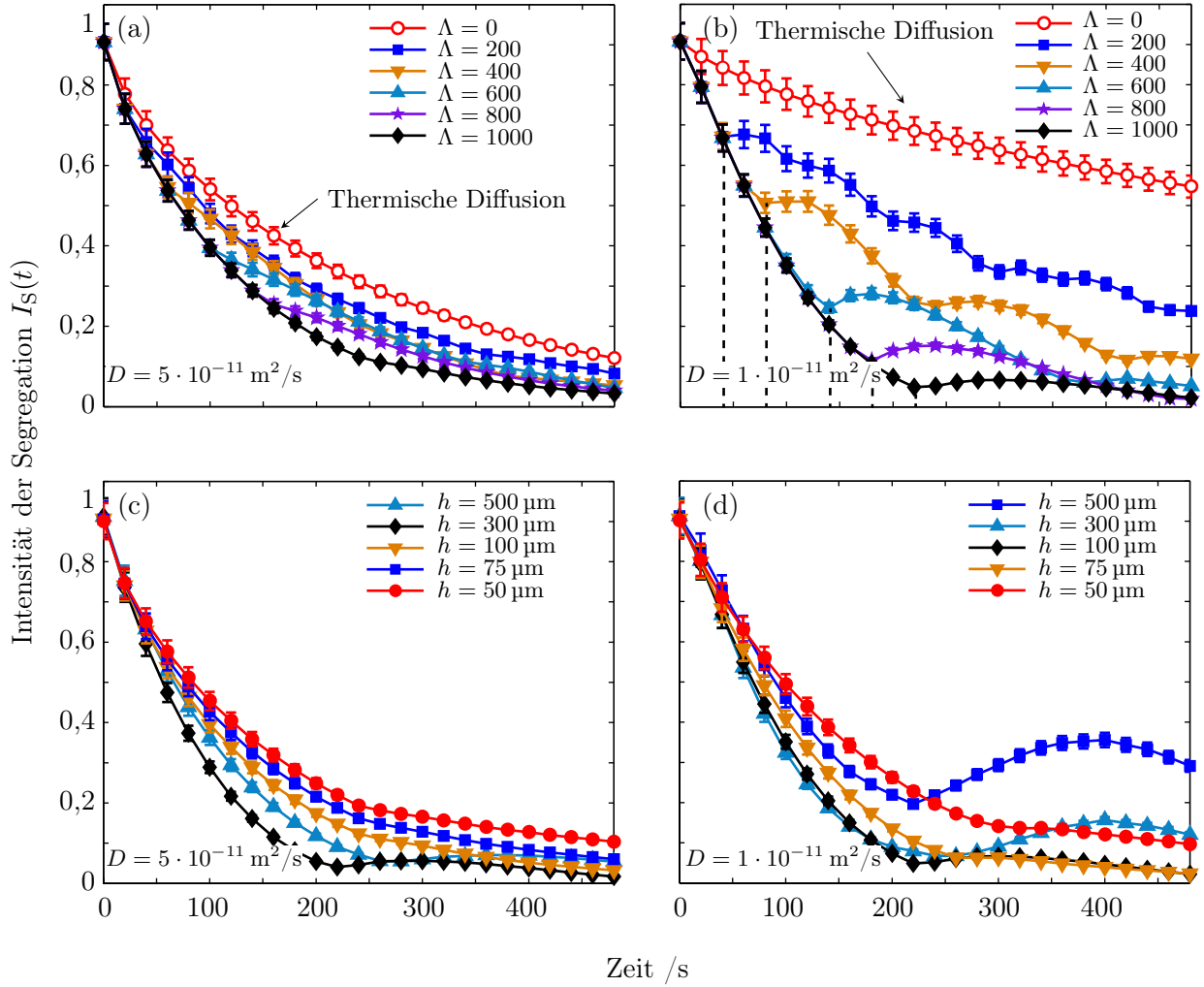


Abbildung 6.4: (a)-(b) Intensität der Segregation als Funktion der Zeit $I_S(t)$ gezeigt für verschiedene Schrittzahlen Λ als Maß für die Amplitude und Frequenz des dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPPs für eine feste Kanalhöhe von $h = 100 \mu\text{m}$ und unterschiedliche molekulare Beweglichkeiten mit einem Diffusionskoeffizienten von (a) $D = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ und (b) $D = 1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$. Die gestrichelten Linien in (b) kennzeichnen den jeweils ersten Umkehrpunkt $t_c(\Lambda)$ im zeitlichen Verlauf der Intensität der Segregation aufgrund der partiellen Reorientierung der Flüssigkeitslamellen, die zu einer Verringerung des Durchmischungsgrades führt. (c)-(d) Zeitlicher Verlauf der Intensität der Segregation als Funktion der Kanalhöhe h für die unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten D und eine feste Schrittzahl von $\Lambda = 1000$ (nach HOLZINGER *et al.*).^[HE15]

der Segregation bis zum Erreichen eines schrittzahlabhängigen, charakteristischen Zeitpunkts $t_c(\Lambda)$ beobachtet, wobei daran anschließend eine charakteristische Modulationen der Intensität der Segregation mit einer im Vergleich zum Zeitintervall von $0 \leq t \leq t_c(\Lambda)$ reduzierten mittleren Mischgeschwindigkeit erfolgt (vgl. Tab. 6.1).^[HE15] Die zeitliche Modulation in der Intensität

Λ	$t_c(\Lambda)$ /s	$\bar{v}(t \leq t_c(\Lambda))$ /min ⁻¹	$\bar{v}(t \geq t_c(\Lambda))$ /min ⁻¹
0	-	0,05	0,05
200	40	0,35	0,06
400	80	0,30	0,06
600	120	0,31	0,04
800	160	0,28	0,02
1000	200	0,25	0,01

Tabelle 6.1: Aus dem zeitlichen Verlauf der Intensität der Segregation ermittelte mittlere Mischgeschwindigkeit \bar{v} vor und nach dem charakteristischen Zeitpunkt $t_c(\Lambda)$ als Funktion der Schrittzahl Λ der SPP-Bewegung für einen Diffusionskoeffizienten von $D = 1 \cdot 10^{-11}$ m²/s und eine feste Kanalhöhe von $h = 100$ μ m (nach HOLZINGER *et al.*).^[HE15]

der Segregation, die qualitativ der Entmischung bzw. der Erhöhung des Trennungsgrads der gelösten Spezies in Form einer Erhöhung der Intensität der Segregation innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls entspricht, kann durch die partielle Reorientierung von Materiallinien während des Mischvorgangs im Sinne einer Streckung und Stauchung von Materiallinien verstanden werden.^[OW04,HE15] Für $t \leq T/4 = \Lambda \cdot t_p$ findet die gerichtete Bewegung der SPPs in $+x$ -Richtung bis zum Zeitpunkt $t = T/4$ statt (vgl. Abb. 6.2), wo die Amplitude des dreiecksförmigen Bewegungsmusters erreicht wird.^[HE15] Innerhalb dieses Zeitraums erfolgt eine Streckung der Flüssigkeitslamellen.^[HE15] Zum Zeitpunkt $t = T/4$ wird die SPP-Bewegungsrichtung invertiert und die Flüssigkeitslamellen werden bis zum Zeitpunkt $t = T/2$ komprimiert, wohingegen die Flüssigkeitslamellen im Intervall von $T/2 \leq t \leq 3 \cdot T/4$ erneut gestreckt werden.^[HE15] Der Prozess der Streckung und Stauchung der Flüssigkeitslamellen wird periodisch entsprechend dem dreiecksförmigen Bewegungsmuster der SPPs bis zum Ende der Simulationszeit von $t = 480$ s wiederholt (vgl. Abb. 6.2).^[HE15] Aufgrund dessen kann der erste Umkehrpunkt hinsichtlich des zeitlichen Verlaufs der Intensität der Segregation mit einem Viertel der Periodendauer des dreiecksförmigen SPP-Bewegungsmusters gleichgesetzt werden, sodass der charakteristische Zeitpunkt der Modulation der Intensität der Segregation proportional zur Schrittzahl Λ der SPP-Bewegung ist, d.h. $t_c(\Lambda) = T(\Lambda)/4 = \Lambda \cdot t_p$ (vgl. Tab. 6.1).^[HE15] Unter näherer Betrachtung ist für eine molekulare Beweglichkeit von $D = 5 \cdot 10^{-11}$ m²/s (Abb. 6.4(a)) ebenfalls eine periodische Modulation für den Fall der aktiven Durchmischung, d.h. $\Lambda \neq 0$, jedoch mit im Vergleich zu $D = 1 \cdot 10^{-11}$ m²/s geringerer Ausprägung hinsichtlich des zeitlichen Verlaufs der Intensität der Segregation zu erkennen.^[HE15] Anhand des in Abb. 6.4(a)-(b) erhaltenen zeitlichen Verlaufs für die Intensität der Segregation ist davon auszugehen, dass der Prozess der partiellen Orientierung von Mate-

riallinien stark von der molekularen Beweglichkeit der gelösten Spezies und der Frequenz des dreiecksförmigen SPP-Bewegungsmusters abhängig ist.^[HE15] Des Weiteren ist der Einfluss des induzierten konvektiven Strömungsprofils auf den Mischprozess auf Basis des vorgeschlagenen Konzepts stärker für größere Moleküle mit einer geringeren molekularen Beweglichkeit für ein konstantes Strömungsprofil ausgeprägt, da die PÉCLET-Zahl invers proportional zum Diffusionskoeffizienten der gelösten Spezies ist.^[HE15]

Für eine detailliertere Analyse des Mischprozesses ist in Abb. 6.5 das räumliche Konzentrationsprofil der gelösten Spezies innerhalb der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur zu verschiedenen Zeitpunkten während des Mischvorgangs für einen Diffusionskoeffizienten von $D = 1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ gezeigt. Es ist zu erkennen, dass das periodische Bewegungsmuster der SPPs in räumlicher Nähe zur Oberfläche der Kanalstruktur im Fall der aktiven Durchmischung mit einer Schrittzahl von $\Lambda = 1000$ zu einer effektiven Vergrößerung (Verkleinerung) der Grenzfläche zwischen den Flüssigkeitsströmen aufgrund der Streckung (Stauchung) und Faltung von Materiallinien führt (Abb. 6.5(e)-(h)), was im Vergleich zur passiven Durchmischung durch thermische Diffusion (Abb. 6.5(a)-(d)) zu einer Vergrößerung der Diffusionsrate respektive der Mischgeschwindigkeit führt.^[HE15] Die Grenzfläche zwischen den Flüssigkeitsströmen bleibt für den Fall der passiven Durchmischung nahezu unverändert, wobei die Geschwindigkeit des Massetransports aufgrund der zeitlichen Abnahme des räumlichen Konzentrationsprofils mit zunehmender Dauer der numerischen Simulation langsamer wird (vgl. Abb. 6.4). Anhand des zeitlichen Verlaufs der Intensität der Segregation in Kombination mit dem räumlichen Konzentrationsprofil der gelösten Spezies innerhalb der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur ist ersichtlich, dass die optimalen Randbedingungen zur effektiven aktiven Durchmischung der Flüssigkeiten maßgeblich durch die Frequenz des dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPPs und die molekulare Beweglichkeit der gelösten Spezies beeinflusst werden.^[HE15] Für den Fall, dass die Zeitskala der molekularen Diffusion groß gegenüber der Periodendauer T der SPP-Bewegung ist, ist der Effekt der partiellen Reorientierung im Kontext einer zeitlichen Modulation der Intensität der Segregation mit partieller Erhöhung des Trennungsgrades der Flüssigkeiten stärker ausgeprägt, sodass größere Abweichungen hinsichtlich des zeitlichen Verlaufs der Intensität der Segregation als Funktion der Schrittzahl Λ der SPP-Bewegung erhalten werden (vgl. Abb. 6.4).^[HE15]

In einer abschließenden Studie wurde die Intensität der Segregation als Funktion der Kanalhöhe der mikrofluidischen Struktur für eine feste Schrittzahl von $\Lambda = 1000$ untersucht, da hierfür in der zuvor gezeigten Untersuchungsreihe die effizienteste Durchmischung erhalten wurde. Im Rahmen der Untersuchungsreihe war die Mischgeschwindigkeit der aktiven Durchmischung für jede der untersuchten Kanalhöhen größer als die Mischgeschwindigkeit der passiven Durchmischung durch thermische Diffusion, weswegen auf diese im Folgenden nicht näher eingegangen wird.^[HE15] Wie in Abb. 6.4(c) dargestellt, ist die mittlere Mischgeschwindigkeit innerhalb des Zeitintervalls von $0 \leq t \leq t = 220 \text{ s}$ für einen Diffusionskoeffizienten von $D = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ bei einer Kanalhöhe der mikrofluidischen Struktur von $h = 300 \mu\text{m}$ maximal und wird für eine zunehmende und abnehmende Kanalhöhe kleiner.^[HE15] Bei einer Kanalhöhe von $h = 300 \mu\text{m}$ sind die Flüssigkeiten

nach einer Simulationsdauer von $t = 220\text{ s}$ nahezu ideal durchmischt, d.h. $I_S(t = 220\text{ s}) < 0,1$, wohingegen die Flüssigkeiten für eine Kanalhöhe von $h = 500\text{ }\mu\text{m}$ und $h = 100\text{ }\mu\text{m}$ erst nach einer Zeitspanne von $t = 280\text{ s}$ respektive $t = 480\text{ s}$ nahezu vollständig durchmischt sind.^[HE15] Im Unterschied dazu ist die mittlere Mischgeschwindigkeit für eine molekulare Beweglichkeit

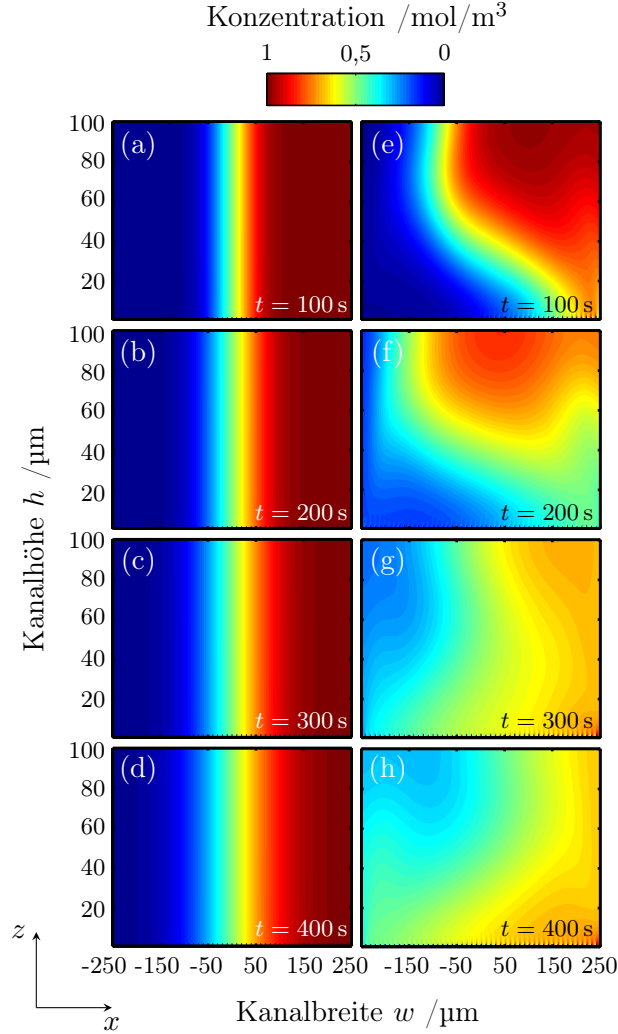


Abbildung 6.5: Zeitlicher Verlauf des räumlichen Konzentrationsprofils der gelösten Spezies innerhalb der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur für die passive Durchmischung auf Grundlage der thermischen Diffusion (a)-(d) und die aktive Durchmischung durch das dreiecksförmige Bewegungsmuster der superparamagnetischen Kern-Schale-Partikel (SPP) (e)-(h) mit einem Durchmesser von $d_{\text{SPP}} = 2\text{ }\mu\text{m}$ in räumlicher Nähe zur Oberfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur mit einer Schrittzahl von $\Lambda = 1000$ und einem Diffusionskoeffizienten von $D = 1 \cdot 10^{-11}\text{ m}^2/\text{s}$ (nach HOLZINGER *et al.*).^[HE15]

von $D = 1 \cdot 10^{-11}\text{ m}^2/\text{s}$ innerhalb des Bereichs von $0 \leq t \leq t = 220\text{ s}$ für eine Kanalhöhe von $h = 100\text{ }\mu\text{m}$ maximal und wird ebenfalls für größer und kleiner werdende Kanalhöhen geringer, wobei der Grad der Durchmischung in Form der Intensität der Segregation für eine Kanalhöhe von $h = 300\text{ }\mu\text{m}$ und $h = 75\text{ }\mu\text{m}$ zum Zeitpunkt $t = 260\text{ s}$ ungefähr dem Trennungsgrad der

Flüssigkeiten bei der optimalen Kanalhöhe von $h = 100 \mu\text{m}$ nach einer Zeitspanne $t = 200 \text{ s}$ entspricht.^[HE15] Generell ist der Effekt der partiellen Reorientierung der Flüssigkeitslamellen hinsichtlich der Modulation des zeitlichen Verlaufs der Intensität der Segregation erneut stärker für einen geringeren Diffusionskoeffizienten von $D = 1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ ausgeprägt.^[HE15] Neben dem zeitlichen Wechselspiel zwischen der Zeitskala der molekularen Diffusion und der Frequenz der SPP-Bewegung ist die Geometrie der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Struktur ein entscheidendes Kriterium bzgl. des zeitlichen Verlaufs der Intensität der Segregation.^[HE15] Der Grund hierfür ist, dass das durch die SPP-Bewegung induzierte konvektive Strömungsprofil der Flüssigkeit eine starke Abhängigkeit von der Kanalgeometrie zeigt, was sich wiederum auf die Streckung/Dehnung bzw. Faltung der Materiallinien auswirkt.^[OW04,HE15]

6.4 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erfolgreich ein theoretisches Modell zur numerischen Simulation der aktiven Durchmischung zweier Flüssigkeiten auf Basis des gerichteten Transports superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel (SPP) oberhalb von topographisch planaren, magnetisch strukturierten *Exchange-Bias* (EB) Schichtsystemen in einer mikrofluidischen Umgebung entwickelt. Ausgangspunkt der Konzeption des Simulationsmodells war die Reduzierung der dreidimensionalen geometrischen Randbedingungen auf ein zweidimensionales Problem, was durch den reihenförmigen Transport der SPPs auf Grundlage des DOWMAT-Prinzips (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*) und der damit verbundenen Translationsinvarianz entlang der langen Streifenkante der EB-Streifendomänenstruktur des Substrats begründet ist.^[ELW11,HLG12,HE15] Aufgrund dessen wird der Rechenaufwand der numerischen Simulationen unter gleichzeitiger Berücksichtigung der experimentell erhaltenen SPP-Trajektorien und der für den Prozess der aktiven Durchmischung relevanten physikalischen Randbedingungen auf ein Minimum reduziert, was ein entscheidendes Kriterium hinsichtlich des Zeitfaktors für die Durchführung von systematischen Studien unter Variation der physikalischen Randbedingungen zur aktiven Durchmischung darstellt.^[HE15] Unter Verwendung des numerischen Simulationsmodells ist es erstmals möglich gewesen, den Einfluss der geometrischen Ausmaße der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur, der molekularen Beweglichkeit der gelösten Spezies in Form des Diffusionskoeffizienten und der Schrittzahl Λ als Maß für die Amplitude und Frequenz des dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPPs auf den Mischprozess systematisch zu untersuchen.^[HE15] Die Ergebnisse der numerischen Simulationen zeigen, dass der Prozess der aktiven Durchmischung auf Basis des oberflächennahen Transports der SPPs maßgeblich durch das Wechselspiel zwischen der Höhe h der mikrofluidischen Kanalstruktur, der Schrittzahl Λ des SPP-Bewegungsmusters und dem Diffusionskoeffizienten D der gelösten Spezies beeinflusst wird.^[HE15] Der beobachtete Effekt der partiellen Reorientierung der Flüssigkeitslamellen, der einer Zunahme des Trennungsgrades der gelösten Spezies in Form einer Erhöhung der Intensität der Segregation innerhalb eines mit dem SPP-Bewegungsmuster korrelierten Zeitintervalls entspricht, zeigt, dass eine Abstimmung der Frequenz des SPP-Bewegungsmusters auf die Zeitskala der molekularen Diffusion unter konstanten geometrischen Randbedingungen der mikrofluidischen Kanalstruktur

erforderlich ist, um Entmischungseffekte zu unterdrücken.^[HE15] Des Weiteren kann die mittlere Geschwindigkeit der aktiven Durchmischung durch Variation der Höhe der mikrofluidischen Kanalstruktur für eine konstante Schrittzahl und molekulare Beweglichkeit der gelösten Spezies optimiert werden.^[HE15]

Generell sind der insgesamt beobachtete exponentielle Abfall der Intensität der Segregation als Funktion der Zeit sowie die Steigerung der Mischgeschwindigkeit mit zunehmender Schrittzahl Λ des dreiecksförmigen SPP-Bewegungsmusters in qualitativer Übereinstimmung zu den von HOLZINGER *et al.* vorgestellten experimentellen Studien zur aktiven Durchmischung auf Basis des DOWMAT-Konzepts, was die Eignung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationsmodells zur theoretischen Modellierung der aktiven Durchmischung unterstreicht.^[HLG12,HE15] In den experimentellen Untersuchungen wurde eine Verdreifachung der Mischgeschwindigkeit durch den gerichteten Transport der reihenförmig angeordneten SPPs in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche erhalten, wohingegen die Geschwindigkeit der aktiven Durchmischung in den numerischen Simulationen um einen Faktor 4 im Vergleich zur passiven Durchmischung durch thermische Diffusion gesteigert werden konnte.^[HLG12,HE15] Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass ein quantitativer Vergleich zwischen den experimentell erhaltenen Mischgeschwindigkeiten und den Ergebnissen der numerischen Simulationen nicht möglich ist, da sowohl der Betrag der Flüssigkeitsvolumina als auch die molekulare Beweglichkeit der gelösten Spezies in den Experimenten und Simulationen unterschiedlich groß war.^[HLG12,HE15] Wie die Ergebnisse der numerischen Simulationen zeigen, ist das von HOLZINGER *et al.* vorgestellte Konzept zur aktiven Durchmischung von Flüssigkeiten in einer mikrofluidischen Umgebung auf Basis des oberflächennahen Transports von SPPs insbesondere für große Moleküle wie bspw. Proteine von Bedeutung, da hier eine deutliche Steigerung der Mischgeschwindigkeit im Vergleich zur passiven Durchmischung durch thermische Diffusion erzielt werden kann.^[HE15] Aufgrund dessen erscheint dieses Konzept vielversprechend für den Einsatz in *Lab-on-a-Chip* oder Mikrototalanalysesystemen mit Fokus auf biochemische Interaktionsprozesse im Kontext der Biosensorik.^[HE15]

Zentraler Gegenstand dieser Arbeit war die Entwicklung eines neuartigen Konzepts zum fernsteuerbaren Transport magnetischer Mikro- und Nanopartikel oberhalb von magnetisch strukturierten *Exchange-Bias* (EB) Dünnschichtsystemen für die zukünftige Anwendung in tragbaren, batteriebetriebenen *Lab-on-a-Chip* (LOC) Systemen im Bereich der *point-of-care* Diagnostik. Die Grundidee des Transportkonzepts liegt in der Superposition eines zeitabhängigen externen Magnetfelds im Bereich weniger Millitesla mit der statischen magnetischen Feldlandschaft (MFL) oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur des Substrats, woraus ein gerichteter Transport der magnetischen Partikel in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche durch die dynamische Transformation der potentiellen Energielandschaft der magnetischen Partikel resultiert.^[HKB15] Aufgrund dessen war der Ausgangspunkt dieser Arbeit das spezifische Design von magnetischen Feldlandschaften mittels des in der Arbeitsgruppe EHRESMANN etablierten Verfahrens der ionenbeschussinduzierten magnetischen Strukturierung (IBMP, engl. *ion bombardment induced magnetic patterning*). Hierdurch ist eine gezielte Variation der lokalen Stärke und Richtung der unidirektionalen Anisotropie in benachbarten mikromagnetischen Domänen sowie der Größe und Position der Domänen möglich, ohne die Topographie des Materialsystems zu verändern.^[Ehr04,EEW06,HZK13]

Anhand von magnetkraftmikroskopischen Studien zur Charakterisierung des magnetischen Partialladungskontrasts und dem anschließenden Vergleich mit den Ergebnissen numerischer Simulationen konnte zunächst erfolgreich demonstriert werden, dass sowohl die räumliche Struktur als auch die Anzahl an magnetischen Partialladungen in den Domänenwänden der EB-Streifendomänenstruktur über die Domänenkonfiguration, d.h. die remanente Ausrichtung der Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen, eingestellt werden kann.^[HZK13] Folglich ist ein Maßschneiden der mit den magnetischen Partialladungen assoziierten MFL möglich.^[HZK13] Im Vergleich zu in der Literatur beschriebenen Untersuchungen an EB-Systemen konnte mit dem vorgestellten Materialsystem $\text{Cu}^{50\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{7,5\text{ nm}}/\text{Au}^{10\text{ nm}}$ mit einer Streifen-domänenbreite von $5\text{ }\mu\text{m}$ erstmals gezeigt werden, dass nahezu beliebige, thermisch stabile *in-plane* Domänenkonfigurationen unterhalb der Temperatur für thermische Aktivierungsprozesse auf den experimentell relevanten Zeitskalen via IBMP erzeugt werden können.^[HZK13]

In weiteren Studien wurde die MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur mittels zweier neuartiger experimenteller Techniken quantitativ untersucht. Eine Charakterisierung der MFL im Nahfeld der Probe (Abstandsbereich bis 100 nm) erfolgte mittels rastermagnetoresistiver Mikroskopie (SMRM, engl. *scanning magnetoresistance microscopy*) in Kooperation mit der Arbeitsgruppe ALBRECHT und die Vermessung der MFL im Fernfeld (Abstandsbereich: 850-2550 nm) per Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie (SHPM, engl. *scanning HALL probe microscopy*) in Kooperation mit der Arbeitsgruppe SCHÄFER. Für eine vergleichende Studie zwischen dem Nah- und Fernfeldbereich wurde das EB-System $\text{Cu}^{5\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{12\text{ nm}}/\text{Ta}^{10\text{ nm}}$ verwendet, das via IBMP in parallele Streifendomänen mit einer Domänenbreite von 5 μm und einer *head-to-head* (hh) und *tail-to-tail* (tt)-Ausrichtung der remanenten Domänenmagnetisierung in benachbarten Domänen magnetisch strukturiert wurde, da hierdurch der Betrag der MFL oberhalb der Domänenwände maximiert wird.^[HZK13] Für die theoretische Beschreibung des abstandsabhängigen Verlaufs der senkrecht zur Substratebene gerichteten z -Komponente der MFL wurde im Rahmen dieser Arbeit ein numerisches Modell entwickelt, das im Gegensatz zum analytischen Ansatz zur Modellierung von longitudinalen Speichermedien die quantitative Beschreibung der MFL oberhalb beliebiger magnetischer Partialladungsverteilungen erlaubt.^[Pot70,RMG90] Unter Berücksichtigung der experimentellen Fehlerquellen und der Reduzierung der *bulk*-Materialparameter der ferromagnetischen Schicht für dünne Schichtsysteme konnte eine quantitative Übereinstimmung zwischen Experiment (SMRM- und SHPM-Messungen) und Theorie gefunden werden. Die Ergebnisse der numerischen Simulationen für die MFL in Abhängigkeit von der lateralen Strukturgröße und der Breite der magnetischen Partialladungsverteilung in den Domänenwänden zeigen zudem, dass diese Parameter den abstandsabhängigen Verlauf der MFL im Nahfeldbereich der Probe maßgeblich beeinflussen. Die abstandsabhängige Wechselwirkung zwischen benachbarten Domänenwänden ist für die untersuchten Materialsysteme hingegen deutlich stärker im Fernfeldbereich ausgeprägt. Des Weiteren konnte durch Variation der Ferromagnetschichtdicke im Intervall von 6-12 nm demonstriert werden, dass innerhalb des Schichtdickenbereichs von 6-10 nm eine signifikante Zunahme von $H_{z,\text{MFL}}$ stattfindet, was durch die kompetierenden Einflüsse der Ferromagnetschichtdicke und der damit invers skalierenden unidirektionalen Anisotropie begründet ist.^[RZ08] Die intrinsischen Materialeigenschaften des Ferromagneten stellen neben der Veränderung der Stärke und Richtung der Anisotropieparameter in benachbarten Domänen folglich einen zusätzlichen Freiheitsgrad zum spezifischen Design der MFL dar, ohne eine Änderung an der Topographie des Materialsystems vorzunehmen.

Aufbauend auf den Ergebnissen zum spezifischen Design magnetischer Feldlandschaften oberhalb von magnetisch strukturierten EB-Systemen mit parallelen Streifendomänen und einer (hh)- bzw. (tt)-Domänenkonfiguration wurde erfolgreich ein neuartiges Konzept zum gerichteten Transport von in Lösung befindlichen superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln (SPP) entwickelt.^[HKB15] Im Gegensatz zum DOWMAT-Konzept (DOWMAT, engl. *domain wall movement assisted transport*) von EHRESMANN *et al.*, das auf der gerichteten Ummagnetisierung der EB-Streifendomänenstruktur via Domänenwandbewegung beruht,^[ELW11] basiert das vorgestellte Transportkonzept auf der dynamischen Transformation der potentiellen Energielandschaft

der SPPs durch Überlagerung mit einem zeitabhängigen externen Magnetfeld im Bereich weniger Millitesla, ohne den magnetischen Zustands des EB-Systems zu verändern.^[HKB15] In diesem Konzept findet der gerichtete Transport der SPPs während der Plateauzeiten der trapezförmigen externen Magnetfeldsequenz statt. Die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs wird dabei maßgeblich durch den Abstand der SPPs zur Substratoberfläche, die Stärke und den Gradienten der MFL oberhalb der EB-Streifendomänenstruktur respektive des externen Magnetfelds sowie das vom effektiven Magnetfeld abhängige magnetische Moment der SPPs und deren Durchmesser beeinflusst.^[HKB15] Die Vorhersagen des theoretischen Modells bzgl. der SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit wurden mit experimentell ermittelten Werten unter Verwendung des EB-Systems $\text{Cu}^{50\text{ nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{6,5\text{ nm}} / \text{Ta}^{10\text{ nm}}$ mit einer Domänenbreite von $5\text{ }\mu\text{m}$ verglichen. Auf das Substrat wurde im Vorfeld der Experimente eine homogene Photoreistschicht mit einer mittleren Schichtdicke von 700 nm aufgebracht, wobei in den Experimenten SPPs mit einem Durchmesser von $2\text{ }\mu\text{m}$ verwendet wurden.^[HKB15] Innerhalb der Fehlergrenzen konnte eine quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gefunden werden, was die Gültigkeit des Modells bestätigt.^[HKB15] In weiteren experimentellen Studien konnten die folgenden Abhängigkeiten bzgl. der SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit v_{SPP} bestimmt werden:

- (1) Die Vergrößerung der z -Komponente des externen Magnetfelds im Bereich von $1\text{-}5\text{ kA/m}$ führt in Abhängigkeit von der Ferromagnetschichtdicke des EB-Systems zu einer Steigerung in der SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit um einen Faktor 3-7, was ein bemerkenswertes Ergebnis für die Anwendung in batteriebetriebenen LOC-Systemen darstellt.
- (2) Die Änderung der $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schichtdicke der EB-Streifendomänenstruktur im Bereich von $6\text{-}10\text{ nm}$ bewirkt eine signifikante Zunahme SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit, die zusätzlich durch die Stärke der z -Komponente des externen Magnetfelds reguliert werden kann. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung zu dem aus den SMRM-Messungen hervorgehenden Verlauf der z -Komponente der MFL als Funktion der Ferromagnetschichtdicke.
- (3) Die künstliche Vergrößerung des SPP-Abstands zur Oberfläche der EB-Streifendomänenstruktur durch Variation der auf der Substratoberfläche aufgetragenen PMMA-Schichtdicke führt zu einer exponentiellen Abnahme von v_{SPP} .
- (4) Die Verwendung von SPPs mit unterschiedlichem Partikeldurchmesser und magnetischem Moment führt aufgrund der abweichenden magnetophoretischen Mobilität der SPPs zu einer signifikanten Änderung in der SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit.

Im dritten Schwerpunkt dieser Arbeit wurde erfolgreich ein numerisches Simulationsmodell zur theoretischen Beschreibung der Erzeugung von konvektiven Strömungsfeldern auf Basis des gerichteten Transports superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel oberhalb von topographisch planaren, magnetisch strukturierten EB-Systemen und deren Einfluss auf die aktive Durchmischung von mikrofluidischen Flüssigkeitsvolumina entwickelt.^[HE15] Unter Verwendung des Simulationsmodells war es erstmals möglich, den Einfluss der geometrischen Ausmaße der Querschnittsfläche der mikrofluidischen Kanalstruktur, der molekularen Beweglichkeit der gelösten

Spezies in Form des Diffusionskoeffizienten D und der Frequenz und Amplitude des dreiecksförmigen Bewegungsmusters der SPPs durch die Schrittzahl Λ auf den Mischprozess systematisch zu untersuchen.^[HE15] Die Ergebnisse zeigen eindrucksvoll, dass der Prozess der aktiven Durchmischung maßgeblich durch das Wechselspiel zwischen der Höhe der mikrofluidischen Kanalstruktur, der Schrittzahl des SPP-Bewegungsmusters und dem Diffusionskoeffizienten der gelösten Spezies beeinflusst wird. Insbesondere muss die SPP-Bewegung gezielt an den zeitlichen Verlauf des Trennungsgrades der gelösten Spezies angepasst werden, um eine partielle Entmischung zu vermeiden.^[HE15] Die Ergebnisse der numerischen Simulationen sind in qualitativer Übereinstimmung zu den von HOLZINGER *et al.* vorgestellten experimentellen Studien zur aktiven Durchmischung auf Basis des DOWMAT-Konzepts, was die Anwendbarkeit des Modells zur theoretischen Beschreibung des Mischprozesses unterstreicht.^[ESW11,HLG12,HE15] Zudem konnte anhand von systematischen Studien zur Veränderung der molekularen Beweglichkeit demonstriert werden, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Transportkonzept insbesondere für die Durchmischung von großen Molekülen, wie bspw. Proteinen, mit einem im Vergleich zu kleinen Molekülen geringem Diffusionskoeffizienten, von Interesse ist.^[HE15] Für diese kann eine deutliche Steigerung in der Mischgeschwindigkeit (aktuell: Faktor 4) im Vergleich zur passiven Durchmischung durch thermische Diffusion erzielt werden.^[HE15]

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zusammenfassend erstmals zentrale Aspekte für die erfolgreiche Integration eines Konzepts zum fernsteuerbaren Transport von in Lösung befindlichen superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln in zukünftige LOC-Systeme bspw. zur *point-of-care* Diagnostik beleuchtet. Die Ergebnisse belegen, dass sich topographisch planare, magnetisch strukturierte EB-Systeme aufgrund der vielfältigen Möglichkeiten zum spezifischen Design der aus der magnetischen Partialladungsverteilung hervorgehenden MFL hervorragend als Substrat für einen gerichteten Transport von SPPs in räumlicher Nähe zur Substratoberfläche durch Überlagerung mit einem zeitabhängigen externen Magnetfeld eignen. Anhand des entwickelten Transportkonzepts konnte demonstriert werden, dass SPP-Geschwindigkeiten von über 100 $\mu\text{m/s}$ erreicht werden können, ohne den magnetischen Zustand des EB-Systems zu verändern, was ein vielversprechendes Ergebnis für die Integration in batteriebetriebene LOC-Systeme darstellt. Die Stärke des externen Magnetfelds, die Stärke und der Gradient der MFL, das magnetfeldinduzierte magnetische Moment der SPPs sowie die Größe der SPPs können als zentrale Einflussgrößen gezielt verwendet werden, um die SPP-Geschwindigkeit zu modifizieren, was bspw. zur Aufreinigung von in Lösung befindlichen Biomolekülen von Interesse ist. Anhand des entwickelten numerischen Simulationsmodells zur aktiven Durchmischung auf Basis des gerichteten Transports der SPPs ist es zudem zukünftig möglich, den Mischprozess gezielt auf die geometrischen Gegebenheiten der mikrofluidischen Struktur sowie der molekularen Beweglichkeit der gelösten Spezies zu optimieren.

8.1 Probenherstellung

8.1.1 Abscheidung der Materialsysteme

Die Herstellungsparameter der im Rahmen der magnetkraftmikroskopischen Untersuchungen an geladenen Domänenwänden in parallelen *Exchange-Bias* (EB) Streifendomänen verwendeten Schichtsysteme $\text{Cu}^{50\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{7,5\text{ nm}}/\text{Au}^{10\text{ nm}}$ sind in Tab. 8.1 zusammengefasst dargestellt. Die elektronische Regelung der verwendeten Abscheideraten des Materialsystems erfolgte über das DC-Potential am Target. Die Herstellungsparameter für das EB-System

Target-Material	Ar-Fluss /sccm	DC-Potential /V	Kathodenstrom /mA	Abscheiderate /nm/min
Cu	160	700	50	$2,7 \pm 0,1$
$\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}$	160	600	50	$5,6 \pm 0,1$
$\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$	160	450	30	$1,4 \pm 0,1$
Au	160	600	40	$3,3 \pm 0,1$

Tabelle 8.1: Betriebsparameter zur Herstellung der EB-Systeme: $\text{Cu}^{50\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{7,5\text{ nm}}/\text{Au}^{10\text{ nm}}$.

$\text{Cu}^{50\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{10\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{6,5\text{ nm}}/\text{Ta}^{10\text{ nm}}$, das für die Machbarkeitsstudie des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Konzepts zum gerichteten Transport von in Lösung befindlichen superparamagnetischen Kern-Schale-Partikeln verwendet wurde, sind in Tab. 8.2 zusammengefasst dargestellt. Die elektronische Regelung der verwendeten Abscheideraten des Materialsystems erfolgte ebenfalls über das DC-Potential am Target. In Tab. 8.3 ist eine Übersicht der Herstellungsparameter für die zunächst mittels Raster-HALL-Sonden-Mikroskopie und rastermagnetoresistiver Mikroskopie charakterisierten und anschließend als Substrat zum gerichteten Transport superparamagnetischer Kern-Schale-Partikel verwendeten EB-Systeme $\text{Cu}^{5\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/$

Target-Material	Ar-Fluss /sccm	Leistung /W	DC-Potential /V	Abscheiderate /nm/min
Cu	160	160	650	5,3±0,1
Ir ₁₇ Mn ₈₃	160	130	560	2,7±0,1
Co ₇₀ Fe ₃₀	160	90	450	1,7±0,1
Ta	160	100	480	1,2±0,1

Tabelle 8.2: Betriebsparameter zur Herstellung des EB-Systems Cu^{50 nm}/ Ir₁₇Mn₈₃^{10 nm}/ Co₇₀Fe₃₀^{6,5 nm}/ Ta^{10 nm}.

Co₇₀Fe₃₀^{*x* nm}/ Ta^{10 nm} gezeigt, wobei die Ferromagnetschichtdicke im Intervall von 6-12 nm mit einem Inkrement von 2 nm variiert wurde. Die elektronische Regelung der in Tab. 8.3 gezeigten Abscheideraten zur Herstellung der Materialsysteme erfolgte anstelle des DC-Potentials über die Targetleistung.

Target-Material	Ar-Fluss /sccm	Leistung /W	Abscheiderate /nm/min
Cu	155	80	4,3±0,1
Ir ₁₇ Mn ₈₃	155	160	5,8±0,1
Co ₇₀ Fe ₃₀	155	160	5,2±0,1
Ta	155	80	2,1±0,1

Tabelle 8.3: Betriebsparameter zur Herstellung der EB-Systeme Cu^{5 nm}/ Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/ Co₇₀Fe₃₀^{*x* nm}/ Ta^{10 nm}, wobei die Ferromagnetschichtdicke im Intervall von 6-12 nm mit einem Inkrement von 2 nm variiert wurde.

8.1.2 Ionenbeschussinduzierte magnetische Strukturierung

Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Materialsysteme wurde im Vorfeld der Ionenbeschussinduzierten magnetischen Strukturierung eine Studie bezüglich der Änderung des Betrags und der Richtung des ursprünglichen EB-Feldes $H_{EB,0}$ als Funktion der eingebrachten Helumionendosis durchgeführt, wobei ein externes Magnetfeld, das antiparallel zur Richtung des ursprünglichen EB-Feldes ausgerichtet war, verwendet wurde. Die Änderung der Hysteresekurve in Abhängigkeit von der eingebrachten Ionendosis wurde mittels longitudinaler KERR-Magnetometrie charakterisiert. Aufgrund dessen, dass für die erhaltenen Signalverläufe von $H_{EB,IB}(D)/H_{EB,0}$ in Abhängigkeit von der eingebrachten Helumionendosis für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Materialsysteme nur marginale Unterschiede vorlagen, ist dieser exemplarisch für das EB-System Cu^{5 nm}/ Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/ Co₇₀Fe₃₀^{10 nm}/ Ta^{10 nm} in Abb. 8.1 gezeigt. Wie in Abb. 8.1 zu erkennen ist, ist der Betrag von $H_{EB,IB}(D)$ mit einer antiparallelen Ausrichtung zu $H_{EB,0}$ bei

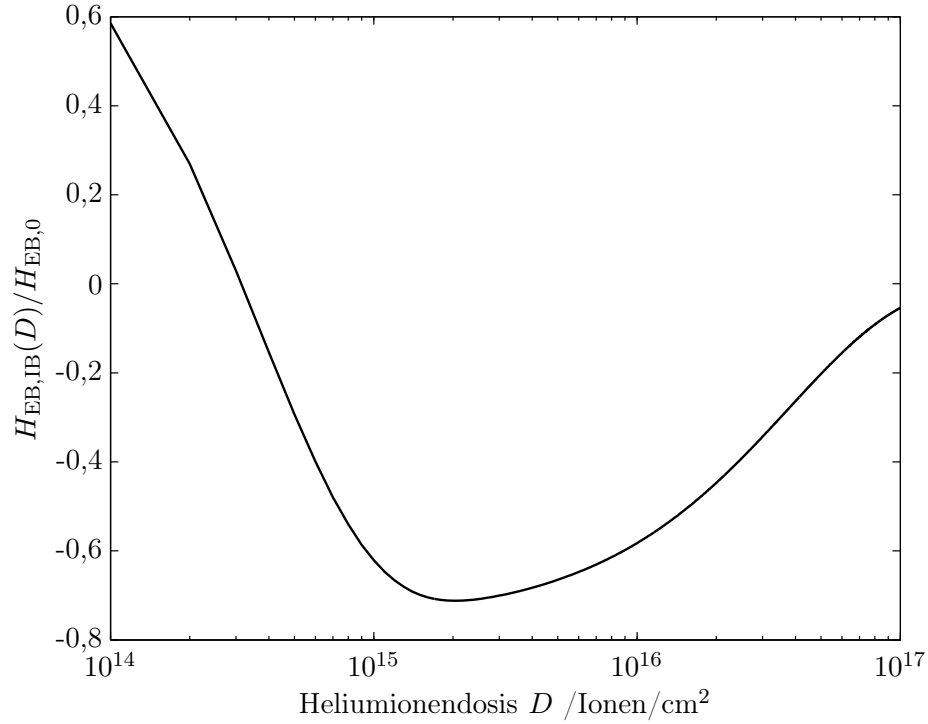


Abbildung 8.1: Exemplarische Darstellung des durch nichtlineare Regression der experimentell ermittelten Daten von $H_{EB,IB}(D)$ unter Verwendung von Gl. 2.3.3 erhaltenen Signalverlaufs von $H_{EB,IB}(D)/H_{EB,0}$ für das EB-System $\text{Cu}^{5\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{10\text{ nm}}/\text{Ta}^{10\text{ nm}}$.

einer Ionendosis von $D = 2 \cdot 10^{15}$ Ionen/cm² maximal, weswegen dieser Wert für die ionenbeschussinduzierte magnetische Strukturierung der EB-Systeme verwendet wurde.

8.2 Numerische Simulationen der magnetischen Feldlandschaft

Ausgangspunkt der numerischen Simulationen zur magnetischen Feldlandschaft (MFL) oberhalb magnetisch strukturierter *Exchange-Bias* Streifendomänenstrukturen ist die Lösung des Ausdrucks für das magnetische Skalarpotential $\Phi(\vec{r})$ unter Berücksichtigung der Translationsinvarianz der magnetischen Partiaalladungsverteilung $\varrho_V(\vec{r}')$ der Domänenwand entlang der y -Richtung des in Abb. 4.24 gezeigten Koordinatensystems. Dadurch, dass die magnetische Partiaalladungsverteilung in Analogie zur RIEMANN'schen Summendarstellung des Integrals als Summe von Rechtecken, d.h. Bereichen konstanter Ladungsdichte entsprechend dem Funktionswert der magnetischen Partiaalladungsverteilung an der Stelle \vec{r}' , angenähert werden kann, reduziert sich der Ausdruck der magnetischen Partiaalladungsverteilung zu $\varrho_{V,y,x}(x)$. Die Rechtecke beschreiben Bereiche konstanter Ladungsdichte mit der Breite B parallel zur x -Richtung und der Länge L parallel zur y -Richtung des Koordinatensystems (vgl. Abb. 4.24). Unter der weiteren Annahme, dass die Schichtdicke des Ferromagneten in dünnen Schichten klein gegenüber der Domänenwandbreite w_F ist, reduziert sich das Volumenintegral des magnetischen Skalarpotentials auf die

Integration entlang der x - und y -Richtung, wobei die magnetische Partialladungsdichte an der Stelle x zur besseren Übersichtlichkeit im Folgenden als λ bezeichnet wird. Es ist:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{\lambda}{4\pi} \int_{-B/2}^{B/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dy' dx'. \quad (8.2.1)$$

Der Vektor $\vec{r} = (x, y, z)$ bezeichnet dabei den Aufpunkt bzw. den Ort des Beobachtungspunkts und der Vektor $\vec{r}' = (x', y', z')$ die Integrationsvariable. Durch Lösung des ersten Integrals wird zunächst der nachfolgende Ausdruck für $\Phi(\vec{r})$ erhalten:

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{r}) = \frac{\lambda}{4\pi} \int_{-B/2}^{B/2} & \left(\ln \left(\sqrt{(x - x')^2 + \left(\frac{L}{2} - y\right)^2 + z^2} + \left(\frac{L}{2} - y\right) \right) \right. \\ & \left. - \ln \left(\sqrt{(x - x')^2 + \left(-\frac{L}{2} - y\right)^2 + z^2} + \left(-\frac{L}{2} - y\right) \right) \right) dx'. \end{aligned} \quad (8.2.2)$$

Zur besseren Übersicht wird der finale Ausdruck für das magnetische Skalarpotential exemplarisch anhand der Lösung des unbestimmten Integrals für den ersten Integranden aus Gl. 8.2.2 gezeigt. Zur weiteren Vereinfachung werden die zuvor gezeigten Integrationsgrenzen entlang der y -Richtung durch $a = (\pm(L/2) - y)^2 + z^2$ und $c = (\pm(L/2) - y)$ substituiert. Es ist:

$$\begin{aligned} \int \ln \left(\sqrt{a + (x - x')^2} + c \right) dx' &= \sqrt{a - c^2} \cdot \arctan \left(\frac{x' - x}{\sqrt{a - c^2}} \right) \\ &\quad - \sqrt{a - c^2} \cdot \arctan \left(\frac{c \cdot (x' - x)}{\sqrt{a - c^2}} \cdot \sqrt{a + (x' - x)^2} \right) \\ &\quad + (x' - x) \cdot \ln \left(\sqrt{a + (x' - x)^2} + c \right) \\ &\quad + c \cdot \ln \left(\sqrt{a + (x' - x)^2} + x' - x \right) - x'. \end{aligned} \quad (8.2.3)$$

Der finale Ausdruck für das magnetische Skalarpotential enthält unter der Berücksichtigung der zwei Terme aus Gl. 8.2.2 und den Integrationsgrenzen $x' = \pm B/2$ viermal die in Gl. 8.2.3 dargestellten Terme unter jeweiliger Berücksichtigung des Vorzeichens der Integrationsgrenzen.

8.3 Auswertung der Partikelgeschwindigkeit

Die Bestimmung der mittleren Gleichgewichtsgeschwindigkeit der SPPs erfolgte aus den experimentell erhaltenen Mikroskopaufnahmen der SPP-Bewegung, wobei zunächst die SPP-Trajektorien mit der Software VIDEO SPOT TRACKER ermittelt wurden. Anschließend wurde die SPP-Gleichgewichtsgeschwindigkeit \bar{v}_{SPP} über die mittlere Steigung des Weg-Zeit-Diagramms, $v_{\text{SPP}} = \Delta x / \Delta t$, für jeweils 50 Transportschritte ausgewertet und das arithmetische Mittel \bar{v}_{SPP} mit dem Standardfehler des Mittelwerts bestimmt.^[HKB15] In Abb. 8.2 ist beispielhaft eine SPP-Trajektorie für das im Rahmen der Machbarkeitsstudie zum gerichteten Transport der SPPs verwendete EB-System Cu^{50 nm} / Ir₁₇Mn₈₃^{10 nm} / Co₇₀Fe₃₀^{6,5 nm} / Ta^{10 nm} gezeigt.

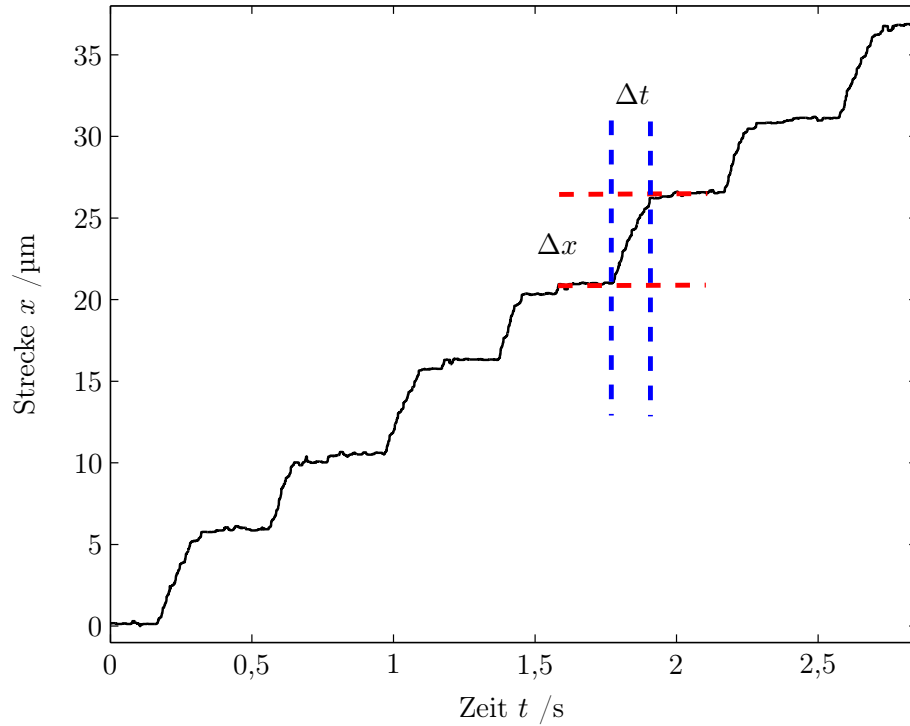


Abbildung 8.2: Exemplarische Darstellung der experimentell ermittelten SPP-Trajektorie entlang der x -Richtung, d.h. senkrecht zur langen Streifenkante der EB-Streifendomänenstruktur. Die mittlere SPP-Geschwindigkeit wurde durch den Quotienten aus der mittleren Wegstrecke Δx , die die SPPs im Zeitintervall Δt zurücklegen, ermittelt.

- [AC07] Ahn, C. H. und J.-W. Choi. *Microfluidics and Their Applications to Lab-on-a-Chip*. In B. Bhushan, Editor, *Springer Handbook of Nanotechnology*. Springer Science & Business Media, Berlin, Heidelberg, New York (2007).
- [AFF06] Almeida, J. M., R. Ferreira und P. P. Freitas. *1/f noise in linearized low resistance MgO magnetic tunnel junctions*. Journal of Applied Physics, 99, 7 (2006).
- [AHF15] Ahrend, F., D. Holzinger, M. Fohler, S. Pofahl, U. Wolff, M. DeKeviet, R. Schaefer und A. Ehresmann. *Stray fields above artificial magnetic in-plane domains*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 381, 292 (2015).
- [AO11] Aley, N. P. und K. O’Grady. *Compositional dependence of antiferromagnetic anisotropy in IrMn/CoFe exchange bias systems*. Journal of Applied Physics, 109, 07D719 (2011).
- [ASS10] Arora, A., G. Simone, G. B. Salieb-Beugelaar, J. T. Kom und A. Manz. *Latest Developments in Micro Total Analysis Systems*. Analytical Chemistry, 82, 4830 (2010).
- [AVK08] Aley, N. P., G. Vallejo-Fernandez, R. Kroeger, B. Lafferty, J. Agnew, Y. Lu und K. O’Grady. *Texture Effects in IrMn/CoFe Exchange Bias Systems*. IEEE Transactions on Magnetics, 44, 2820 (2008).
- [BBK11] Berkov, D. V., C. T. Boone und I. N. Krivorotov. *Micromagnetic simulations of magnetization dynamics in a nanowire induced by a spin-polarized current injected via a point contact*. Physical Review B, 83, 054420 (2011).
- [BC71] Bennett, A. J. und B. R. Cooper. *Origin of the Magnetic „Surface Anisotropy“ of Thin Ferromagnetic Films*. Physical Review B, 3, 1642 (1971).
- [BDB03a] Boero, G., M. Demierre, P.-A. Besse und R. S. Popovic. *Micro-Hall devices: performance, technologies and applications*. Sensors and Actuators A, 106, 314 (2003).
- [BdB03b] Buschow, K. H. J. und F. R. de Boer. *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*. Kluwer Academic Publishers (2003).

- [Ben99] Bending, S. J. *Local magnetic probes of superconductors*. Advances in Physics, 48, 449 (1999).
- [BFC02] Barthélémy, A., A. Fert, J.-P. Contour, M. Bowen, V. Cros, J. De Teresa, A. Hamzic, J. Faini, J. George, J. Grollier, F. Montaigne, F. Pailloux, F. Petroff und C. Vouille. *Magnetoresistance and spin electronics*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 242, 68 (2002).
- [BGK03] Butt, H.-J., K. Graf und M. Kappl. *Physics and Chemistry of Interfaces*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. (2003).
- [BH94] Bland, J. A. C. und B. Heinrich. *Ultrathin Magnetic Structures I - An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties*. Springer-Verlag (1994).
- [BO97] Bending, S. J. und A. Oral. *Hall effect in a highly inhomogeneous magnetic field distribution*. Journal of Applied Physics, 81, 3721 (1997).
- [BQG86] Binnig, G., C. F. Quate und C. Gerber. *Atomic Force Microscope*. Physical Review Letters, 56, 930 (1986).
- [BRG82] Binnig, G., H. Rohrer, C. Gerber und E. Weibel. *Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy*. Physical Review Letters, 49, 57 (1982).
- [BS05] Bergmann, L. und C. Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik - Festkörper*. De Gruyter (2005).
- [BSW11] Budrikis, Z., R. L. Stamps, N. Wiese und J. Chapman. *Disordered chain model of cross tie wall spacing*. Physical Review B, 84, 1 (2011).
- [BT99] Berkowitz, A. E. und K. Takano. *Exchange anisotropy - a review*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 200, 552 (1999).
- [Büt12] Büttner, B. *Micromagnetic Sensors and Dirac Fermions in HgTe Heterostructures*. Dissertation, Julius-Maximilians-Universität Würzburg (2012).
- [CAS01] Cartier, M., S. Auffret, Y. Samson, P. Bayle-Guillemaud und B. Dieny. *Magnetic domain configurations in exchange-coupled NiO/Co bilayer films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 223, 2001 (2001).
- [CBF98] Chappert, C., H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet und H. Launois. *Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation*. Science, 280, 1919 (1998).
- [CG97] Chikazumi, S. und C. Graham. *Physics of ferromagnetism*. International series of monographs on physics. Oxford University Press (1997).

- [CG04] Campbell, C. J. und B. A. Grzybowski. *Microfluidic mixers: from microfabricated to self-assembling devices*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 362, 1069 (2004).
- [CG05] Charra, F. und S. Gota-Goldmann. *Mesoscopic and Nanostructured Materials*. In W. Materienssen und H. Warlimont, Editoren, *Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data*. Springer (2005).
- [CHH92] Chang, A. M., H. D. Hallen, L. Harriott, H. F. Hess, H. L. Kao, J. Kwo, R. E. Miller, R. Wolfe und J. van der Ziel. *Scanning Hall probe microscopy*. Applied Physics Letters, 61, 1974 (1992).
- [CLS12] Chin, C. D., V. Linder und S. K. Sia. *Commercialization of microfluidic point-of-care diagnostic devices*. Lab on a Chip, 12, 2118 (2012).
- [Coe00] Coehoorn, R. *Giant Magnetoresistance in Exchange-Biased Spin-Valve Layered Structures and its Application in Read Heads*. In U. Hartmann, Editor, *Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance*. Springer (2000).
- [Coh15] Coherent GmbH. *ULN-Series: Ultra Low Noise Diode Laser Modules Datasheet* (2015).
- [Com12] Comsol. *COMSOL Multiphysics, Version 4.3* (2012).
- [Com13] Computer Integrated Systems for Microscopy and Manipulation. *Video Spot Tracker, Version 8.1* (2013).
- [CP02] Cornelissens, Y. G. und F. M. Peeters. *Response function of a Hall magnetosensor in the diffusive regime*. Journal of Applied Physics, 92, 2006 (2002).
- [CTN07] Choi, Y. S., K. Tsunekawa, Y. Nagamine und D. Djayaprawira. *Transmission electron microscopy study of the polycrystalline CoFeB/MgO/CoFeB based magnetic tunnel junction showing a high tunneling magnetoresistance, predicted in single crystal magnetic tunnel junction*. Journal of Applied Physics, 101, 013907 (2007).
- [Dan52] Danckwerts, P. V. *The definition and measurement of some characteristics of mixtures*. Applied Scientific Research, Section A, 3, 279 (1952).
- [DC09] Di Carlo, D. *Inertial microfluidics*. Lab on a Chip, 9, 3038 (2009).
- [DDH12] Donolato, M., B. T. Dalslet und M. F. Hansen. *Microstripes for transport and separation of magnetic particles*. Biomicrofluidics, 6, 24110 (2012).
- [DGV09] Donolato, M., M. Gobbi, P. Vavassori, M. Leone, M. Cantoni, V. Metlushko, B. Ilic, M. Zhang, S. X. Wang und R. Bertacco. *Nanosized corners for trapping and detecting magnetic nanoparticles*. Nanotechnology, 20, 385501 (2009).
- [DKO06] DeSimone, A., H. Knüpfer und F. Otto. *2-d stability of the Néel wall*. Calculus of Variations and Partial Differential Equations, 27, 233 (2006).

- [DO97] Dunlop, D. J. und O. Oezdemir. *Rock Magnetism*. Cambridge University Press (1997).
- [Don99] Donahue, M. J. and Porter, D. G. *OOMMF User's Guide Ver. 1.0 Interagency Report NISTIR 6376* (1999).
- [DSP91] Dieny, B., V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit und D. Mauri. *Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers*. Physical Review B, 43, 1297 (1991).
- [DVG10] Donolato, M., P. Vavassori, M. Gobbi, M. Deryabina, M. F. Hansen, V. Metlushko, B. Ilic, M. Cantoni, D. Petti und S. Brivio. *On-Chip Manipulation of Protein-Coated Magnetic Beads via Domain-Wall Conduits*. Advanced Materials, 22, 2706 (2010).
- [EES05] Engel, D., A. Ehresmann, J. Schmalhorst, M. Sacher, V. Höink und G. Reiss. *Initialization of unidirectional anisotropy in a ferromagnet-antiferromagnet bilayer by keV-He ion bombardment*. J. Magn. Magn. Mater., 293, 849 (2005).
- [EEW06] Ehresmann, A., D. Engel, T. Weis, A. Schindler, D. Junk, J. Schmalhorst, V. Höink, M. D. Sacher und G. Reiss. *Fundamentals for magnetic patterning by ion bombardment of exchange bias layer systems*. Phys. Stat. Sol. (b), 243, 29 (2006).
- [Ehr04] Ehresmann, A. *He-ion bombardment induced exchange bias modifications: Fundamentals and applications*. In S. G. Pandalai, Editor, *Recent Research Developments in Applied Physics*. Trivandrum: Transworld Research Network, Kerala, India (2004).
- [EHW07] Ennen, I., V. Höink, A. Weddemann, A. Hütten, J. Schmalhorst, G. Reiss, C. Waltenberg, P. Jutzi, T. Weis, D. Engel und A. Ehresmann. *Manipulation of magnetic nanoparticles by the strayfield of magnetically patterned ferromagnetic layers*. Journal of Applied Physics, 102, 013910 (2007).
- [EJE05] Ehresmann, A., D. Junk, D. Engel, A. Paetzold und K. Röhl. *On the origin of ion bombardment induced exchange bias modifications in polycrystalline layers*. Journal of Physics D: Applied Physics, 38, 801 (2005).
- [EKH15] Ehresmann, A., I. Koch und D. Holzinger. *Manipulation of Superparamagnetic Beads on Patterned Exchange-Bias Layer Systems for Biosensing Applications*. Sensors, 15, 28854 (2015).
- [EKJ03] Engel, D., A. Kronenberger, M. Jung, H. Schmoranzner, A. Ehresmann, A. Paetzold und K. Röhl. *Exchange anisotropy modification in NiO/NiFe bilayers by ion bombardment*. J. Magn. Magn. Mater., 263, 275 (2003).
- [EKK04] Ehresmann, A., I. Krug, A. Kronenberger, A. Ehlers und D. Engel. *In-plane magnetic pattern separation in NiFe/NiO and Co/NiO exchange biased bilayers investigated by magnetic force microscopy*. J. Magn. Magn. Mater., 280, 369 (2004).

- [ELW11] Ehresmann, A., D. Lengemann, T. Weis, A. Albrecht, J. Langfahl-Klabes, F. Göllner und D. Engel. *Asymmetric Magnetization Reversal of Stripe-Patterned Exchange Bias Layer Systems for Controlled Magnetic Particle Transport*. Advanced Materials, 23, 5568 (2011).
- [ESW11] Ehresmann, A., C. Schmidt, T. Weis und D. Engel. *Thermal exchange bias field drift in field cooled $Mn_{83}Ir_{17}/Co_{70}Fe_{30}$ thin films after 10 keV He ion bombardment*. J. Appl. Phys., 109, 023910 (2011).
- [EW10] Eaton, P. und P. West. *Atomic Force Microscopy*. Oxford University Press (2010).
- [FC72a] Fulcomer, E. und S. H. Charap. *Temperature and frequency dependence of exchange anisotropy effects in oxidized NiFe films*. Journal of Applied Physics, 43, 4184 (1972).
- [FC72b] Fulcomer, E. und S. H. Charap. *Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling*. Journal of Applied Physics, 43, 4190 (1972).
- [Fer08] Fert, A. *Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics*. Reviews of Modern Physics, 80, 1517 (2008).
- [FFC07] Freitas, P. P., R. Ferreira, S. Cardoso und F. Cardoso. *Magnetoresistive sensors*. Journal of Physics: Condensed Matter, 19, 165221 (2007).
- [FHL12] Franken, J. H., M. Hoeijmakers, R. Lavrijsen und H. J. M. Swagten. *Domain-wall pinning by local control of anisotropy in Pt/Co/Pt strips*. Journal of Physics: Condensed Matter, 24, 024216 (2012).
- [Fon56] Foner, S. *Vibrating Sample Magnetometer*. Rev. Sci. Instrum., 27, 548 (1956).
- [Fon59] Foner, S. *Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer*. Rev. Sci. Instrum., 30, 548 (1959).
- [FPM02] Fassbender, J., S. Poppe, T. Mewes, A. Mougin, B. Hillebrands, D. Engel, M. Jung, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, G. Faini, K. J. Kirk und J. N. Chapman. *Magnetization Reversal of Exchange Bias Double Layers Magnetically Patterned by Ion Irradiation*. Phys. Stat. Sol. (a), 189, 439 (2002).
- [FVM13] Favieres, C., J. Vergara und V. Madurga. *Charged magnetic domain walls as observed in nanostructured thin films: dependence on both film thickness and anisotropy*. Journal of Physics: Condensed Matter, 25, 066002 (2013).
- [GBK09] Gamble, S. J., M. H. Burkhardt, A. Kashuba, R. Allenspach, S. S. P. Parkin, H. C. Siegmann und J. Stöhr. *Electric Field Induced Magnetic Anisotropy in a Ferromagnet*. Physical Review Letters, 102, 217201 (2009).
- [Get08] Getzlaff, M. *Fundamentals of Magnetism*. Springer-Verlag (2008).

- [GHL12] Gottwald, M., M. Hehn, D. Lacour, T. Hauet, F. Montaigne, S. Mangin, P. Fischer, M.-Y. Im und A. Berger. *Asymmetric magnetization reversal in dipolarly coupled spin valve structures with perpendicular magnetic anisotropy*. Physical Review B, 85, 064403 (2012).
- [GHR12] Gubala, V., L. F. Harris, A. J. Ricco, M. X. Tan und D. E. Williams. *Point of Care Diagnostics: Status and Future*. Analytical Chemistry, 84, 487 (2012).
- [GHW11] Gaster, R. S., D. A. Hall und S. X. Wang. *nanoLAB: An ultraportable, handheld diagnostic laboratory for global health*. Lab on a Chip, 11, 950 (2011).
- [Gie03] Giessibl, F. J. *Advances in atomic force microscopy*. Reviews of Modern Physics, 75, 949 (2003).
- [Gij04] Gijs, M. A. M. *Magnetic bead handling on-chip: new opportunities for analytical applications*. Microfluidics and Nanofluidics, 1, 22 (2004).
- [GLP99] Gomez, R. D., T. V. Luu, A. O. Pak, K. J. Kirk und J. N. Chapman. *Domain configurations of nanostructured Permalloy elements*. Journal of Applied Physics, 85, 6163 (1999).
- [GM97] Grigoriev, I. S. und E. Z. Meilikhov. *Handbook of Physical Quantities*. CRC Press (1997).
- [GP02] García, R. und R. Pérez. *Dynamic atomic force microscopy methods*. Surface Science Reports, 47, 197 (2002).
- [GRF05] Gunnarsson, K., P. E. Roy, S. Felton, J. Pihl, P. Svedlindh, S. Berner, H. Lidbaum und S. Oscarsson. *Programmable Motion and Separation of Single Magnetic Particles on Patterned Magnetic Surfaces*. Advanced Materials, 17, 1730 (2005).
- [Har99] Hartmann, U. *Magnetic Force Microscopy*. Annual Review of Materials Science, 29, 53 (1999).
- [Har12] Hartmann, U. *Nanostrukturforschung und Nanotechnologie - Band 1: Grundlagen*. Oldenbourg Verlag (2012).
- [HCA04] Hong, C.-C., J.-W. Choi und C. H. Ahn. *A novel in-plane passive microfluidic mixer with modified Tesla structures*. Lab on a Chip, 4, 109 (2004).
- [HE15] Holzinger, D. und A. Ehresmann. *Diffusion enhancement in a laminar flow liquid by near-surface transport of superparamagnetic bead rows*. Microfluidics and Nanofluidics (2015).
- [Hei28] Heisenberg, W. *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. Zeitschrift für Physik, 49, 619 (1928).

- [HF03] Helseth, L. E. und T. M. Fischer. *Paramagnetic beads surfing on domain walls*. Physical Review E, 67, 042401 (2003).
- [HKB05] Herget, P., B. Knight, J. A. Bain, T. E. Schlesinger und H. Awano. *Magnetically Defined Domain Isolation for Studies of Nucleation and Growth Coercivities*. IEEE Transactions on Magnetics, 41, 3763 (2005).
- [HKB15] Holzinger, D., I. Koch, S. Burgard und A. Ehresmann. *Directed Magnetic Particle Transport above Artificial Magnetic Domains Due to Dynamic Magnetic Potential Energy Landscape Transformation*. ACS Nano, 9, 7323 (2015).
- [HLG12] Holzinger, D., D. Lengemann, F. Göllner, D. Engel und A. Ehresmann. *Controlled movement of superparamagnetic bead rows for microfluid mixing*. Applied Physics Letters, 100, 153504 (2012).
- [HLN15] Hejazian, M., W. Li und N.-T. Nguyen. *Lab on a chip for continuous-flow magnetic cell separation*. Lab on a Chip, 15, 959 (2015).
- [HLS05] Hessel, V., H. Lowe und F. Schonfeld. *Micromixers - a review on passive and active mixing principles*. Chemical Engineering Science, 60(8-9), 2479 (2005).
- [Hof04] Hoffmann, A. *Symmetry Driven Irreversibilities at Ferromagnetic-Antiferromagnetic Interfaces*. Physical Review Letters, 93, 097203 (2004).
- [HRC11] Hindmarch, A. T., A. W. Rushforth, R. P. Campion, C. H. Marrows und B. L. Gallagher. *Origin of in-plane uniaxial magnetic anisotropy in CoFeB amorphous ferromagnetic thin films*. Physical Review B, 83, 1 (2011).
- [HRT97] Hubert, A., W. Rave und S. L. Tomlinson. *Imaging Magnetic Charges with Magnetic Force Microscopy*. Physica Status Solidi (B), 204, 817 (1997).
- [HS09] Hubert, A. und R. Schäfer. *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer (2009).
- [HSM09] Hindmarch, A. T., A. K. Suszka, M. MacKenzie, J. N. Chapman, M. Henini, D. Taylor, B. J. Hickey und C. H. Marrows. *Structural and magnetic properties of magnetron sputtered Co₇₀Fe₃₀ films on GaAs(110)*. Journal of Applied Physics, 105, 073907 (2009).
- [HTD09] Hornyak, G., H. Tibbals, J. Dutta und J. Moore. *Nanofabrication: Fundamentals and Applications*. CRC Press (2009).
- [Hub70] Hubert, A. *Stray-Field-Free and Related Domain Wall Configurations in Thin Magnetic Films (II)*. Physica Status Solidi (B), 38, 699 (1970).
- [Hub79] Hubert, A. *Charged Walls in Thin Magnetic Films*. IEEE Transactions on Magnetics, 15, 1251 (1979).

- [HVvG14] Hlawacek, G., V. Valigura, R. van Gastel und B. Poelsema. *Helium ion microscopy*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 32, 020801 (2014).
- [HW51] Hoare, F. und J. Walling. *An absolute measurement of the susceptibility of tantalum and other metals*. Proceedings of the Physical Society: Section B, 64, 337 (1951).
- [HY01] Higdon, D. und S. Yamamoto. *Estimation of the Head Sensivity Function in Scanning Magnetoresistive Microscopy*. Journal of the American Statistical Association, 96, 785 (2001).
- [HZK13] Holzinger, D., N. Zingsem, I. Koch, A. Gaul, M. Fohler, C. Schmidt und A. Ehresmann. *Tailored domain wall charges by individually set in-plane magnetic domains for magnetic field landscape design*. Journal of Applied Physics, 114, 013908 (2013).
- [IJ84] Indeck, R. S. und J. H. Judy. *Measurements of surface magnetic fields of perpendicular and longitudinal magnetic recorded transitions using a magnetoresistive transducer*. IEEE Transactions on Magnetics, 20, 730 (1984).
- [ISP98] Ibrahim, I. S., V. A. Schweigert und F. M. Peeters. *Diffusive transport in a Hall junction with a microinhomogeneous magnetic field*. Physical Review B, 57, 15316 (1998).
- [Jen01] Jensen, K. F. *Microreaction engineering - is small better?* Chemical Engineering Science, 56, 293 (2001).
- [Joh04] Johnson, M. *Introduction to magnetoelectronics*. In M. Johnson, Editor, *Magnetoelectronics*. Elsevier Academic Press, Amsterdam (2004).
- [JWL11] Jiang, H., X. Weng und D. Li. *Microfluidic whole-blood immunoassays*. Microfluidics and Nanofluidics, 10, 941 (2011).
- [KA06] Kobayashi, K. und H. Akimoto. *TMR Film and Head Technologies*. Fujitsu Scientific and Technical Journal, 42, 139 (2006).
- [KGO12] Kovarik, M. L., P. C. Gach, D. M. Ornoff, Y. Wang, J. Balowski, L. Farrag und N. L. Allbritton. *Micro Total Analysis Systems for Cell Biology and Biochemical Assays*. Analytical Chemistry, 84, 516 (2012).
- [KH04] Kirby, B. J. und E. F. Hasselbrink Jr. *Zeta potential of microfluidic substrates: 2. Data for polymers*. Electrophoresis, 25, 203 (2004).
- [Kit13] Kittel, C. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH (2013).
- [Kiw01] Kiwi, M. *Exchange bias theory*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 234, 584 (2001).

- [KKF13] Kohn, A., A. Kovács, R. Fan, G. J. McIntyre, R. C. C. Ward und J. P. Goff. *The antiferromagnetic structures of IrMn_3 and their influence on exchange bias*. Scientific Reports, 3, 2412 (2013).
- [Kni02] Knight, J. *Honey, I shrunk the lab*. Nature, 418, 474 (2002).
- [Koo97] Koon, N. C. *Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces*. Physical Review Letters, 78, 4865 (1997).
- [Kri53] Kriessman, C. J. *The High Temperature Magnetic Susceptibility of V, Nb, Ta, W and Mo*. Reviews of Modern Physics, 25, 122 (1953).
- [LEE12] Lengemann, D., D. Engel und A. Ehresmann. *Plasma ion source for in situ ion bombardment in a soft x-ray magnetic scattering diffractometer*. Review of Scientific Instruments, 83, 053303 (2012).
- [LLB07] Liu, C., L. Lagae und G. Borghs. *Manipulation of magnetic particles on chip by magnetophoretic actuation and dielectrophoretic levitation*. Applied Physics Letters, 90, 184109 (2007).
- [LPW04] Lee, H., A. M. Purdon und R. M. Westervelt. *Manipulation of biological cells using a microelectromagnet matrix*. Applied Physics Letters, 85, 85 (2004).
- [LRH14] Lim, B., V. Reddy, X. Hu, K. Kim, M. Jadhav, R. Abedini-Nassab, Y.-W. Noh, Y. T. Lim, B. B. Yellen und C. Kim. *Magnetophoretic circuits for digital control and single particles and cells*. Nature communications, 5, 3846 (2014).
- [LRL02] Lu, L.-H., K. S. Ryu und C. Liu. *A Magnetic Microstirrer and Array for Microfluidic Mixing*. Journal of Microelectromechanical Systems, 11, 462 (2002).
- [LSS85] Lin, C.-J., F. W. Stuke, F. D. Sargent, J. S. Best und D. C. Bullock. *Measurements of surface magnetic fields in contact perpendicular recording using a high-resolution magnetoresistive transducer*. Journal of Applied Physics, 57, 3958 (1985).
- [LZJ07] Lu, H. M., W. T. Zheng und Q. Jiang. *Saturation magnetization of ferromagnetic and ferrimagnetic nanocrystals at room temperature*. Journal of Physics D: Applied Physics, 40, 320 (2007).
- [Mal87] Malozemoff, A. P. *Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces*. Physical Review B, 35, 3679 (1987).
- [Mal88a] Malozemoff, A. P. *Heisenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy*. Physical Review B, 37, 7673 (1988).
- [Mal88b] Malozemoff, A. P. *Mechanisms of exchange anisotropy (invited)*. Journal of Applied Physics, 63, 3874 (1988).

- [Man02] Mansuripur, M. *Classical Optics and Its Applications*. Cambridge University Press (2002).
- [MB56] Meiklejohn, W. H. und C. P. Bean. *New Magnetic Anisotropy*. Physical Review, 102, 1413 (1956).
- [MB57] Meiklejohn, W. H. und C. P. Bean. *New Magnetic Anisotropy*. Physical Review, 105, 904 (1957).
- [Mei62] Meiklejohn, W. H. *Exchange Anisotropy - A Review*. Journal of Applied Physics, 33, 1328 (1962).
- [MGK00] Miltényi, P., M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak und K. D. Usadel. *New Magnetic Anisotropy*. Physical Review Letters, 84, 4224 (2000).
- [MGW90] Manz, A., N. Graber und H. M. Widmer. *Miniaturized total chemical analysis systems: A novel concept for chemical sensing*. Sensors and Actuators B: Chemical, 1, 244 (1990).
- [MH59] Miyata, J. J. und R. R. Hartel. *The Recording and Reproduction of Signals on Magnetic Medium Using Saturation-Type Recording*. IRE Transactions on Electronic Computers, EC-8, 159 (1959).
- [Mic15] Micromod Partikeltechnologie GmbH. *Technisches Datenblatt* (2015).
- [Mid63] Middelhoek, S. *Domain Walls in Thin Ni-Fe Films*. Journal of Applied Physics, 34, 1054 (1963).
- [MK07] Mao, L. und H. Koser. *Overcoming the diffusion barrier: Ultra-fast micro-scale mixing via ferrofluids*. Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007., Seite 1829 (2007).
- [MME04] McCord, J., R. Mattheis und D. Elefant. *Dynamic magnetic anisotropy at the onset of exchange bias: The NiFe/IrMn ferromagnet/antiferromagnet system*. Physical Review B, 70, 094420 (2004).
- [MMJ01] Mougin, A., T. Mewes, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, J. Fassbender und B. Hillebrands. *Local Manipulation and reversal of the exchange bias field by ion irradiation in FeNi/FeMn double layers*. Phys. Rev. B, 63, 060409 (2001).
- [MML01] Mougin, A., T. Mewes, R. Lopusnik, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, J. Fassbender und B. Hillebrands. *Local Manipulation and reversal of the exchange bias field by ion irradiation in FeNi/FeMn double layers*. IEEE T. Magn., 36, 2647 (2001).
- [MNS14] Mitin, D., D. Nissen, P. Schädlich, S. S. P. K. Arekapudi und M. Albrecht. *Single vortex core recording in a magnetic vortex lattice*. Journal of Applied Physics, 115, 063906 (2014).

- [MP05] Miller, R. G. und R. A. Phillips. *Separation of cells by velocity sedimentation*. Journal of Cellular Physiology, 73, 191 (2005).
- [MPF01] Mougin, A., S. Poppe, J. Fassbender, B. Hillebrands, G. Faini, U. Ebels, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann und H. Schmoranz. *Magnetic micropatterning of FeNi/FeMn exchange bias bilayers by ion irradiation*. J. Appl. Phys., 89, 6606 (2001).
- [MS06] Michalowsky, L. und J. Schneider. *Magnetotechnik: Grundlagen, Werkstoffe, Anwendungen*. Vulkan Verlag (2006).
- [MS09] McCord, J. und R. Schäfer. *Domain wall asymmetries in Ni₈₁Fe₁₉/NiO: proof of variable anisotropies in exchange bias systems*. New Journal of Physics, 11, 083016 (2009).
- [MSB87] Mauri, D., H. C. Siegmann, P. S. Bagus und E. Kay. *Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate*. Journal of Applied Physics, 62(7), 3047 (1987).
- [MST05] McCord, J., R. Schäfer, K. Theis-Bröhl, H. Zabel, J. Schmalhorst, V. Höink, H. Brückl, T. Weis, D. Engel und A. Ehresmann. *Domain propagation in He-ion-bombarded magnetic wires with opposite exchange bias*. J. Appl. Phys., 97, 10K102 (2005).
- [MZN13] Metaxas, P. J., P.-J. Zermatten, R. L. Novak, S. Rohart, R. Jamet, J.-P. Weil, J. Ferré, A. Mougin, R. L. Stamps, G. Gaudin, V. Baltz und B. Rodmacq. *Spatially periodic domain wall pinning potentials: Asymmetric pinning and dipolar biasing*. Journal of Applied Physics, 113, 073906 (2013).
- [Nan15] NanoMagnetics Instruments Ltd. *RT-SHPM Room Temperature Scanning Hall Probe Microscope* (2015).
- [Nat12] National Instruments. *LabVIEW™ 2012, Service Pack 1* (2012).
- [Née67] Néel, L. *Étude théorique du couplage ferro-antiferromagnetique dans les couches minces*. Annales de Physique (Paris), 2, 61 (1967).
- [NKS02] Nakamura, M., M. Kimura, K. Sueoka und K. Mukasa. *Scanning magnetoresistance microscopy with a magnetoresistive sensor cantilever*. Applied Physics Letters, 80, 2713 (2002).
- [NLS96] Nogués, J., D. Ledermann, I. K. Schuller und K. V. Rao. *Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF₂-Fe bilayers*. Applied Physics Letters, 68, 3186 (1996).
- [Nol11] Nolting, W. *Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik*. Springer Verlag (2011).
- [NR09] Nolting, W. und A. Ramakanth. *Quantum Theory of Magnetism*. Springer Verlag (2009).

- [NSH05] Neuberger, T., B. Schöpf, H. Hofmann, M. Hofmann und B. von Rechenberg. *Superparamagnetic nanoparticles for biomedical applications: Possibilities and limitations of a new drug delivery system*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 293, 483 (2005).
- [NUK02] Nowak, U., K. D. Usadel, J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten und G. Güntherodt. *Domain state model for exchange bias. I. Theory*. Physical Review B, 66, 014430 (2002).
- [NW05] Nguyen, N.-T. und Z. Wu. *Micromixers - a review*. Journal of Micromechanics and Microengineering, 15, R1 (2005).
- [OFV10] O'Grady, K., L. Fernandez-Outon und G. Vallejo-Fernandez. *A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 322, 883 (2010).
- [OPL11] O'Brien, L., D. Petit, E. R. Lewis, R. P. Cowburn, D. E. Read, J. Sampaio, H. T. Zeng und A.-V. Jausovec. *Tunable Remote Pinning of Domain Walls in Magnetic Nanowires*. Physical Review Letters, 106, 087204 (2011).
- [OW04] Ottino, J. M. und S. Wiggins. *Introduction: mixing in microfluidics*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 362, 923 (2004).
- [Pae02] Paetzold, A. *Thermische Stabilität und Modifizierung der magnetischen Austauschanisotropie in Schichtsystemen*. Dissertation, Universität Kassel (2002).
- [Pam06] Pamme, N. *Magnetism and microfluidics*. Lab on a Chip, 6, 24 (2006).
- [PCJ03] Pankhurst, Q. A., J. Conolly, S. K. Jones und J. Dobson. *Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine*. Journal of Physics D: Applied Physics, 36, R167 (2003).
- [PHT08] Parkin, S. S. P., M. Hayashi und L. Thomas. *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*. Science, 320, 190 (2008).
- [PKJ13] Park, E. B., Y.-C. Kim, S.-U. Jang, J.-H. Kim, S.-W. Han und S.-J. Kwon. *Induced Magnetic Anisotropy in Permalloy Films Annealed with Magnetic Field*. Met. Mater. Int., 19, 129 (2013).
- [Pot70] Potter, R. I. *Analysis of Saturation Magnetic Recording Based on Arctangent Magnetization Transitions*. Journal of Applied Physics, 41, 1647 (1970).
- [PSD96] Proksch, R., G. D. Skidmore, E. D. Dahlberg, S. Foss, J. J. Schmidt, C. Merton, B. Walsh und M. Dugas. *Quantitative magnetic field measurements with the magnetic force microscope*. Applied Physics Letters, 69, 2599 (1996).
- [PSJ09] Park, J.-S., S.-H. Song und H.-I. Jung. *Continuous focusing of microparticles using inertial lift force and vorticity via multi-orifice microfluidic channels*. Lab on a Chip, 9, 939 (2009).

- [RB12] Rapoport, E. und G. S. D. Beach. *Dynamics of superparamagnetic microbead transport along magnetic nanotracks by magnetic domain walls*. Applied Physics Letters, 100, 082401 (2012).
- [RBW02] Rahm, M., J. Biberger und D. Weiss. *Micro-Hall-magnetometry*. In T. Chakraborty, F. Peeters und U. Sivan, Editoren, *Nano-Physics & Bio-Electronics: A New Odyssey*. Elsevier (2002).
- [RG04] Rida, A. und M. A. M. Gijs. *Manipulation of Self-Assembled Structures of Magnetic Beads for Microfluidic Mixing and Assaying*. Analytical Chemistry, 76, 6239 (2004).
- [RH00] Rave, W. und A. Hubert. *Magnetic Ground State of a Thin-Film Element*. IEEE Transactions on Magnetics, 36, 3886 (2000).
- [RIA02] Reyes, D. R., D. Iossifidis, P.-A. Auroux und A. Manz. *Micro Total Analysis Systems. 1. Introduction, Theory, and Technology*. Analytical Chemistry, 74, 2623 (2002).
- [RMG90] Rugar, D., H. J. Mamin, P. Guethner, S. E. Lambert, J. E. Stern, I. McFadyen und T. Yogi. *Magnetic force microscopy: General principles and application to longitudinal recording media*. Journal of Applied Physics, 68, 1169 (1990).
- [RSG04] Ryu, K. S., K. Shaikh, E. Goluch, Z. Fan und C. Liu. *Micro magnetic stir-bar mixer integrated with parylene microfluidic channels*. Lab on a Chip, 4, 608 (2004).
- [RZ08] Radu, F. und H. Zabel. *Magnetic Heterostructures*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2008).
- [SA06] Spurk, J. H. und N. Aksel. *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. Springer-Verlag (2006).
- [SB99] Schulthess, T. C. und W. H. Butler. *Coupling mechanisms in exchange biased films (invited)*. Journal of Applied Physics, 85, 5510 (1999).
- [Sbi12] Sbiaa, R. *Magnetoresistive Read Heads: Fundamentals and Functionality*. In S. N. Piramanayagam und T. C. Chong, Editoren, *Developments in Data Storage - Materials Perspective*. Wiley & Sons (2012).
- [Sch13] Schmidt, C. *Domänenwiderstandseffekt in künstlich erstellten Domänenwänden nach Ionenbeschuss von magnetischen Zweischichtsystemen*. Dissertation, Universität Kassel (2013).
- [SHV97] Swaminathan, R., C. P. Hoang und A. S. Verkman. *Photobleaching recovery and anisotropy decay of green fluorescent protein GFP-S65T in solution and cells: cytoplasmic viscosity probed by green fluorescent protein translational and rotational diffusion*. Biophysical Journal, 72, 1900 (1997).
- [SK01] Stone, H. A. und S. Kim. *Microfluidics: Basic Issues, Applications, and Challenges*. American Institute of Chemical Engineers Journal, 47, 1250 (2001).

- [Sko08] Skomski, R. *Simple Models of Magnetism*. Oxford University Press (2008).
- [SM99a] Stiles, M. D. und R. D. McMichael. *Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers*. Physical Review B, 59, 3722 (1999).
- [SM99b] Stiles, M. D. und R. D. McMichael. *Temperature dependence of exchange bias in polycrystalline ferromagnetic-antiferromagnetic bilayers*. Physical Review B, 60, 12950 (1999).
- [Smi56] Smith, D. O. *Development of a Vibrating-Coil Magnetometer*. Review of Scientific Instruments, 27, 261 (1956).
- [SOS04] Sandhu, A., A. Okamoto, I. Shibusaki und A. Oral. *Nano and micro Hall-effect sensors for room-temperature scanning hall probe microscopy*. Microelectronic Engineering, 73, 524 (2004).
- [SOW06] Sturman, R., J. M. Ottino und S. Wiggins. *The Mathematical Foundations of Mixing - The Linked Twist Map as a Paradigm in Applications : Micro to Macro, Fluids to Solids*. Cambridge University Press (2006).
- [SSS04] Sousa, J. B., J. A. M. Santos, R. F. A. Silva, J. M. Teixeira, J. Ventura, J. P. Araújo, P. P. Freitas, S. Cardoso, G. N. Kakazei und E. Snoeck. *Peculiar magnetic and electrical properties near structural percolation in metal-insulator granular layers*. Journal of Applied Physics, 96, 3861 (2004).
- [STD14] Sarella, A., A. Torti, M. Donolato, M. Pancaldi und P. Vavassori. *Two-Dimensional Programmable Manipulation of Magnetic Nanoparticles on-Chip*. Advanced Materials, 26, 2384 (2014).
- [TG08] Tannous, C. und J. Gieraltowski. *The Stoner-Wohlfarth model of ferromagnetism*. European Journal of Physics, 29(3), 475 (2008).
- [The11] The MathWorks. *MatLab R2011b, Version 7.13.0.564, 64-bit* (2011).
- [Tie11] Tierno, P. *Synchronization and beating in dipolarly coupled colloidal rotators*. The Journal of Physical Chemistry B, 115, 23 (2011).
- [TJF07] Tierno, P., T. H. Johansen und T. M. Fischer. *Magnetically Driven Colloidal Microstirrer*. The Journal of Physical Chemistry B, 111, 3077 (2007).
- [Tse08] Tseng, A. *Nanofabrication: Fundamentals and Applications*. World Scientific (2008).
- [TSJ09] Tierno, P., F. Sagués, T. H. Johansen und T. M. Fischer. *Colloidal transport on magnetic garnet films*. Physical Chemistry Chemical Physics, 11, 9615 (2009).
- [TWW06] Theis-Bröhl, K., M. Wolff, A. Westphalen, H. Zabel, J. McCord, V. Höink, J. Schmalhorst, G. Reiss, T. Weis, D. Engel, A. Ehresmann, U. Rücker und B. P. Toperverg.

- Exchange-bias instability in a bilayer with an ion-beam imprinted stripe pattern of ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces.* Phys. Rev. B, 73, 174408 (2006).
- [TWZ08] Theis-Bröhl, K., A. Westphalen, H. Zabel, U. Rücker, J. McCord, V. Höink, J. Schmalhorst, G. Reiss, T. Weis, D. Engel, A. Ehresmann und B. P. Toperverg. *Hyper-domains in exchange bias micro-stripe pattern.* New J. Phys., 10, 093021 (2008).
- [USK15] Ueltzhöffer, T., C. Schmidt, I. Krug, F. Nickel, D. Gottlob und A. Ehresmann. *Néel walls between tailored parallel-stripe domains in IrMn/CoFe exchange bias layers.* Journal of Applied Physics, 117, 123904 (2015).
- [VAC10] Vallejo-Fernandez, G., N. P. Aley, J. N. Chapman und K. O'Grady. *Measurement of the attempt frequency in antiferromagnets.* Applied Physics Letters, 97, 222505 (2010).
- [VKO11] Vallejo-Fernandez, G., B. Kaeswurm und K. O'Grady. *Defect and impurity effects in exchange bias systems.* Journal of Applied Physics, 109, 07D738 (2011).
- [VPS06] Van Waeyenberge, B., A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back und G. Schütz. *Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field.* Nature, 444, 461 (2006).
- [VSB11] Vock, S., Z. Sasvári, C. Bran, F. Thein, U. Wolff, N. S. Kiselev, L. Bogdanov, Alexei N. Schultz, O. Hellwig und V. Neu. *Quantitative Magnetic Force Microscopy Study of the Diameter Evolution of Bubble Domains in a (Co/Pd)₈₀ Multilayer.* IEEE Transactions on Magnetism, 47, 2352 (2011).
- [WAM10] Wang, J., H. Ahmad, C. Ma, Q. Shi, O. Vermesh, U. Vermesh und J. Heath. *A self-powered, one-step chip for rapid, quantitative and multiplexed detection of preoteins from pinpricks of whole blood.* Lab on a Chip, 10, 3157 (2010).
- [Was05] Waser, R. *Nanoelectronics and Information Technology - Advanced Electronic Materials and Novel Devices.* Wiley-VCH (2005).
- [Wei09] Weis, T. *Fernsteuerung superparamagnetischer Partikel und Charakterisierung von Magnetkraftmikroskopiespitzen in externen Magnetfeldern mit magnetisch strukturierten Substraten.* Dissertation, Universität Kassel (2009).
- [WFB05] Wirix-Speetjens, R., W. Fyen und G. Borghs. *A force Study of On-Chip Magnetic Particle Transport Based on Tapered Conductors.* IEEE Transactions on Magnetism, 41, 4128 (2005).
- [WKY05] Won, J., M. Kim, Y.-W. Yi, Y. H. Kim, N. Jung und T. K. Kim. *A Magnetic Nanoprobe Technology for Detecting Molecular Interactions in Live Cells.* Science, 309, 121 (2005).

- [WMC07] Wiese, N., S. McVitie, J. N. Chapman, A. Capella-Kort und F. Otto. *On the scaling behaviour of cross-tie domain wall structures in patterned NiFe elements*. Europhysics Letters, 80, 57003 (2007).
- [WWE12] Wittbracht, F., A. Weddemann, B. Eickenberg, M. Zahn und A. Hütten. *Enhanced fluid mixing and separation of magnetic bead agglomerates based on dipolar interaction in rotating magnetic fields*. Applied Physics Letters, 100, 7 (2012).
- [WZC08] Wang, Y., J. Zhe, B. T. F. Chung und P. Dutta. *A rapid magnetic particle driven micromixer*. Microfluidics and Nanofluidics, 4, 375 (2008).
- [YES07] Yellen, B. B., R. M. Erb, H. S. Son, R. Hewlin, H. Shang und G. U. Lee. *Traveling wave magnetophoresis for high resolution chip based separations*. Lab on a Chip, 7, 1681 (2007).
- [YF04] Yellen, B. B. und G. Friedman. *Programmable Assembly of Heterogeneous Colloidal Particle Arrays*. Advanced Materials, 16, 111 (2004).
- [YKK04] Yoon, M., Y. Kim, Y. M. Kim, H. Yoon, V. Volkov, A. Avilov, Y. J. Park und I.-W. Park. *Superparamagnetism of transition metal nanoparticles in conducting polymer film*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 272-276, e1259 (2004).
- [YS96] Yamamoto, S. Y. und S. Schultz. *Scanning magnetoresistance microscopy*. Applied Physics Letters, 69, 3263 (1996).
- [YS97] Yamamoto, S. Y. und S. Schultz. *Scanning magnetoresistance microscopy (SMRM): Imaging with a MR head*. Journal of Applied Physics, 81, 4696 (1997).
- [YV09] Yellen, B. B. und N. Virgin, Lawrence. *Nonlinear dynamics of superparamagnetic beads in a traveling magnetic-field wave*. Physical Review E, 80, 011402 (2009).
- [YVS96] Yamamoto, S. Y., D. C. Vier und S. Schultz. *High Resolution Contact Recording and Diagnostics with a Raster-Scanned MR Head*. IEEE Transactions on Magnetics, 32, 3410 (1996).
- [ZF82] Zieba, A. und S. Foner. *Detection coil, sensitivity function, and sample geometry effects for vibrating sample magnetometers*. Review of Scientific Instruments, 53, 1344 (1982).
- [ZFS04] Zutić, I., J. Fabian und S. D. Sarma. *Spintronics Fundamentals and applications*. Reviews of Modern Physics, 76, 323 (2004).
- [ZK97] Zvezdin, A. K. und V. A. Kotov. *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. CRC Press (1997).
- [ZN12] Zhu, G.-P. und N.-T. Nguyen. *Rapid magnetofluidic mixing in a uniform magnetic field*. Lab on a Chip, 12, 4772 (2012).
- [ZP06] Zhu, J.-G. und C. Park. *Magnetic tunnel junctions*. Materials Today, 9, 36 (2006).

Holzinger, D., Lengemann, D., Göllner, F., Engel, D. und A. Ehresmann. *Controlled movement of superparamagnetic bead rows for microfluid mixing*, Applied Physics Letters, 100, 153504 (2012)

Holzinger, D., Zingsem, N., Koch, I., Gaul, A., Fohler, M., Schmidt, C. and A. Ehresmann. *Tailored domain wall charges by individually set in-plane magnetic domains for magnetic field landscape design*, Journal of Applied Physics, 114, 013908 (2013)

Ahrend, F., Holzinger, D., Fohler, M., Pofahl, S., Wolff, U., DeKieviet, M., Schaefer, R. and A. Ehresmann. *Stray fields above artificial magnetic in-plane domains*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 381, 292 (2015)

Holzinger, D. and A. Ehresmann. *Diffusion enhancement in a laminar flow liquid by near-surface transport of superparamagnetic bead rows*. Microfluidics and Nanofluidics, DOI: 10.1007/s10404-015-1573-5 (2015)

Holzinger, D., Koch, I., Burgard, S. and A. Ehresmann. *Directed Magnetic Particle Transport above Artificial Magnetic Domains Due to Dynamic Magnetic Potential Energy Landscape Transformation*, ACS Nano, 9, 7323 (2015)

Im Rahmen der vorliegenden Promotionsarbeit wurden eine Diplomarbeit, eine Masterarbeit sowie drei Bachelorarbeiten betreut. Ein Teil der Ergebnisse dieser Arbeiten sind Bestandteil der präsentierten Ergebnisse.

Zum Abschluss möchte ich all denjenigen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Zunächst gilt mein Dank PROF. DR. ARNO EHRESMANN, der mir die Möglichkeit gegeben hat, die vorliegende Promotionsarbeit in seiner Arbeitsgruppe und unter seiner Anleitung durchführen zu dürfen. Seine offene und ehrliche Art in fachlichen Diskussionen und privaten Gesprächen haben während dieser Zeit zu einem sehr angenehmen und inspirierenden Arbeitsklima beigetragen und waren stets Motivation und Ansporn, auch scheinbar offensichtliche Dinge zu hinterfragen und aus einem anderen Blickwinkel zu betrachten. Bei DR. ULRIKE WOLFF möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit, die Aufnahme der Raster-HALL-Sonden-Messungen sowie die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken. PROF. DR. MANFRED ALBRECHT möchte ich für die entstandene Zusammenarbeit und insbesondere DMITRIY MITIN für die tatkräftige und stets motivierte Durchführung der Messungen im Kontext der Streufeldcharakterisierung mittels rastermagnetoresistiver Mikroskopie danken. PROF. DR. HILLMER und PROF. DR. REITHMAIER danke ich für die Nutzungsmöglichkeit des Reinraums am Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik, sowie YOUSUF KHAN und MUHAMMAD TAIMOOR für die Zusammenarbeit und Nutzungsmöglichkeit der Software COMSOL MULTIPHYSICS.

Ein herzlicher Dank gilt allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe EHRESMANN für das kooperative und freundschaftliche Arbeitsklima, die schönen gemeinsamen Feiern und Ausflüge sowie den beinahe täglichen Wahnsinn am Kicker. Ein besonderer Dank gilt unserem Techniker ANDREAS NEHLS, ohne dessen tatkräftige Unterstützung bei der Bewältigung von beruflichen und privaten Problemen sowie der Anfertigung der technischen Bauteile die Realisierung dieser Arbeit sicherlich nicht möglich gewesen wäre. Ein riesengroßes Dankeschön möchte ich meiner persönlichen Korrekturfee und langjährigen Büronachbarin IRIS KOCH aussprechen! Ohne ihre tatkräftige und teils verbissene Unterstützung im Kampf gegen die deutsche Rechtschreibung und Grammatik würden viele der vorliegenden Textpassagen deutlich anders aussehen. Ebenfalls möchte ich mich in diesem Zusammenhang bei meinem langjährigen Freund CHRISTIAN OZGA, NICOLAS MÜGLICH sowie meiner Noch-Bachelorandin MEIKE REGINKA für die wissenschaftlichen Diskussionen und die scharfsinnigen, formalen Korrekturen bedanken. Zudem möchte ich meinen

langjährigen Wegbegleitern und ehemaligen Studienkollegen bzw. Büronachbarn ALEXANDER GAUL und HENNING HUCKFELDT für die insgesamt schöne und unvergessliche Zeit danken! Ein weiterer Dank gilt DR. ANDRÉ KNIE für die vielen fachlichen Diskussionen und Motivationschübe - insbesondere während der Endphase meiner Arbeit. ANDREA WECKER und CAROLA PFITZMANN möchte ich dafür danken, dass ein Großteil der administrativen Unannehmlichkeiten einfach an mir vorbeigegangen ist. Ihr habt mir das Leben oftmals sehr erleichtert! Des Weiteren möchte ich allen meinen Bachelor-, Master- und Diplomanden für ihren tatkräftigen und motivierten Einsatz sowie die ausgezeichnete Zusammenarbeit danken.

Ein ganz wichtiger Faktor für das erfolgreiche Gelingen dieser Forschungsarbeit ist der private Rückhalt von meiner Familie und meinen Freunden gewesen, denen ich von Herzen ein ganz großes Dankeschön aussprechen möchte! Besonders hervorheben möchte ich meine Freundin ANNA HENKELMANN, mit der ich während dieser Zeit viele unvergessliche Momente und Abenteuer durchlebt habe. Danke, dass du immer für mich da bist! Ein ebenso großer Dank gilt meinen Eltern SYBILLE und DANIEL sowie meiner ganzen Familie, die in jeder Lebenslage ein Rückhalt für mich waren und stets an mich und meine Träume geglaubt haben. Danke!

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig, ohne unerlaubte Hilfe Dritter angefertigt und andere als die in der Dissertation angegebenen Hilfsmittel nicht benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder unveröffentlichten Schriften entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht. Dritte waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der Dissertation nicht beteiligt; insbesondere habe ich hierfür nicht die Hilfe eines Promotionsberaters in Anspruch genommen. Kein Teil dieser Arbeit ist in einem anderen Promotions- oder Habilitationsverfahren verwendet worden.

Ort, Datum

Unterschrift