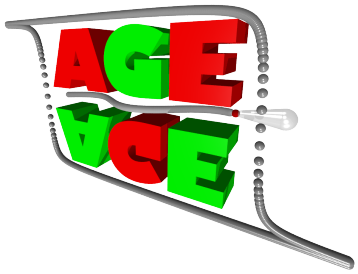
UNIKASSEL
VERSITÄT



Diplomarbeit

Herstellung und Charakterisierung von Riesenmagnetowiderstandssystemen

Sebastian Heß

Matrikelnummer: 27212994
Studiengang: Diplom Nanostrukturwissenschaften

vorgelegt beim Institut für Physik im Fachbereich Mathematik und Naturwissenschaften der Universität Kassel

Februar 2018

INHALTSVERZEICHNIS

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Grundlagen **3**

2.1 Riesenmagnetowiderstand 3

2.1.1 Leitfähigkeit von $3d$-Übergangsmetallen 4

2.1.2 Der anisotrope magnetoresistive Effekt 9

2.1.3 GMR-Effekt als Widerstandsschaltung 12

2.1.4 Einfluss der Bandstruktur auf den GMR-Effekt 14

2.2 Zwischenschichtaustauschkopplung 17

2.3 Exchange Bias 20

3 Experimentelle Methoden **25**

3.1 Probenherstellung durch Hochfrequenzkathodenzerstäubung 25

3.2 Kerr-Magnetometrie 26

3.3 Widerstandsmessung 28

4 Ergebnisse und Diskussion **31**

4.1 Aufbau des GMR-Schichtsystems 31

4.2 Einfluss des DC-Potentials beim Abscheidungsprozess 33

4.3 Datenauswertung und nichtlineare Regression 34

4.4 Vergleich der GMR- und L-MOKE Messungen 38

4.5 Disskussion der Messgraphen 38

4.6 Parameterstudie 42

4.6.1 Ferromagnete 42

4.6.2 Zwischenschicht 47

4.6.3 Antiferromagnet 51

4.6.4 Pufferschicht 53

4.6.5 Positionsabhängigkeit der L-MOKE-Messung 54

5 Zusammenfassung und Ausblick **59**

KAPITEL 1

EINLEITUNG

In der heutigen Informationsgesellschaft ist die Handhabung großer Datenmengen im Kontext von „Big Data“ und damit einhergehend die Bestrebung, die Dichte zur Verfügung stehender Speichertechnologie immer weiter zu erhöhen, allseits präsent. Trotz alternativer Technologien wie Flash-Speicher und Solid State Disks umfassen magnetische Festplatten aufgrund ihrer geringeren Ausfallwahrscheinlichkeit und erhöhten Lebensdauer immer noch einen Großteil des Markts. In magnetischen Festplatten werden digitale Informationen durch den Magnetisierungszustand nanoskaliger Domänen repräsentiert. Um die magnetischen Informationen auslesen zu können, wird eine entsprechend empfindliche Technologie benötigt. Das Ausleseprinzip der Leseköpfe magnetischer Festplatten basiert auf dem Riesenmagnetowiderstandseffekt (engl. giant magneto resistance, GMR), der 1988 von Grünberg und Fert nahezu zeitgleich entdeckt und später mit dem Nobelpreis in Physik gewürdigt wurde.[Tho08]

Dieser Effekt beschreibt eine starke Widerstandsänderung in speziellen Dünnschichtsystemen, die magnetischen Feldern mit bestimmter Größe und Richtung ausgesetzt werden. Dafür sind Systeme mit Schichtdicken in der Größenordnung von Nanometern nötig. Die Systeme bestehen aus mindestens zwei ferromagnetischen Schichten, die von je einer nicht magnetischen Schicht getrennt sind. Der Widerstand des Systems hängt dabei von der Orientierung der Magnetisierungen der Ferromagneten zueinander ab. Zeigen die Magnetisierungen in entgegengesetzten Richtungen, ist der Widerstand deutlich größer als bei einer parallelen Ausrichtung. Durch geschicktes Design können Systeme erhalten werden, bei denen nur eine der ferromagnetischen Elektroden in einem bestimmten Magnetfeld ummagnetisiert. Dadurch können Schaltelemente erzeugt werden, die schon bei kleinen Änderungen des Magnetfelds, wie zum Beispiel durch eine magnetische Domäne auf einem Datenträger, mit einer großen Änderung des elektrischen Wiederstands reagieren.

Neben dem Einsatz in magnetischen Speichertechnologien konnten in den vergangenen Dekaden weitere Anwendungsfelder im Bereich Sensorik erschlossen werden. Dabei sind GMR-Sensoren neben dem Einsatz in der Automobilindustrie vielversprechend für die Verwendung in magnetfeldbasierten Biosensoren. Hier können GMR-Sensoren gezielt dazu verwendet werden, hochempfindlich biochemische Interaktionsprozesse indirekt über den Nachweis magnetischer Trägereinheiten wie magnetische Mikro- und Nanopartikel zu detektieren, ohne die Biomoleküle dabei negativ zu beeinflussen.

Für Letzteres wurde in der Arbeitsgruppe Ehresmann ein Konzept entwickelt, mit dem sich magnetische Partikel über ein magnetisch strukturiertes, austauschverschobenes magnetisches Dünnschichtsystem gezielt transportieren und somit perspektivisch als Aktuatoren in sog. Lab-on-a-Chip-Systemen als Technologieplattform einsetzen lassen. Um diese Plattform in ihrer Funktionalität zu erweitern, sollen in einem nächsten Schritt empfindliche Sensoren wie bspw. GMR-Elemente mit dem Transportsystem verknüpft werden.

Ziel dieser Arbeit ist es daher, GMR-Systeme im Hinblick auf eine möglichst hohe Effektamplitude zu optimieren und experimentell zu charakterisieren. Hierzu soll ein sog. Spin-Ventil als Prototypsystem etabliert und durch Variation der Herstellungsparameter und Dicken der funktionalen Schichten optimiert werden. Eine wichtige Rahmenbedingung dabei ist, dass das Schichtsystem lediglich aus vier verschiedenen Materialien zusammengesetzt sein darf, was durch die bestehende Beschichtungsanlage vorgeben wird. Zur experimentellen Charakterisierung soll ein Messaufbau in Betrieb genommen und apparativ sowie softwaretechnisch weiterentwickelt werden.

KAPITEL 2

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Riesenmagnetowiderstand

Als Riesenmagnetowiderstand (engl. giant magnetoresistance, GMR) wird ein Effekt aus der magnetischen Dünnschichttechnologie bezeichnet, bei dem eine Änderung des elektrischen Widerstands in Abhängigkeit von der relativen Magnetisierungsrichtung zweier dünner, ferromagnetischer Elektroden beobachtet wird, die durch eine elektrische leitende, dünne, nichtmagnetische Zwischenschicht voneinander getrennt sind. Der Effekt wurde erstmals unabhängig von GRÜNBERG[BGS89] und FERT[BBF88] an Systemen aus Eisen und Chrom beobachtet, wobei für den Fall einer antiparallelen Ausrichtung der Schichtmagnetisierungen ein um 50% größerer Widerstand als für den Fall einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierungen festgestellt wurde.[BBF88] Die relative Änderung des elektrischen Widerstands $\Delta R_{max}/R$ wird dabei durch Differenzbildung aus den Widerständen für den antiparallelen und parallelen Fall, R_{max} und R_{min} und anschließende Normierung auf R_{min} erhalten, es ist:

$$\Delta R_{max}/R = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{min}}. \tag{2.1.1}$$

Andere typische Baumaterialien für GMR-Elemte sind Cobalt und Nickel sowie deren Legierungen (insbesondere mit Fe) in Verbindung mit Kupfer als Nichtmagnet. Da es sich bei allen diesen Materialien um $3d$-Übergangsmetalle handelt, soll zunächst im Folgenden auf die Leitfähigkeit und andere relevante Eigenschaften dieser Elemente eingegangen werden. Danach werden weitere relevante magnetoresistive Effekte beschrieben. Anschließend wird eine einfache Erklärung für den GMR-Effekt anhand einer Widerstandsschaltung geliefert und schließlich wird auf weitere Beiträge, wie den Einfluss der Bandstruktur auf den GMR, eingegangen. Da der GMR-Effekt nur in nanostrukturierten Materialien

auftritt und auf Elektronenspins und Bandstrukturen beruht, lässt er sich nur mit Hilfe der Quantenmechanik beschreiben. Unter Berücksichtigung der quantenphysikalischen Natur werden hier zum besseren Verständnis zusätzlich semiklassische Erklärungen angeführt.

2.1.1 Leitfähigkeit von $3d$-Übergangsmetallen

Elektronen in einem homogenen elektrischen Feld erfahren eine konstante Kraft, die in einem Vakuum zu einer konstanten Beschleunigung führen würde. Innerhalb des Metalls sorgen Streuprozesse dafür, dass die Elektronen bedingt durch die Kollisionen mit anderen Elektronen permanent Richtungsänderungen unterliegen und folglich neu beschleunigt werden müssen, um ihre Geschwindigkeit in Feldrichtung wiederzuerlangen.

Die durchschnittlich zurückgelegte Strecke, bevor ein Elektron gestreut wird, wird als mittlere freie Weglänge bezeichnet, die damit gleichbedeutend ein Maß für die Elektronenbeweglichkeit ist und folglich entscheidend die Leitfähigkeit eines Materials mitbestimmt. Die mittlere freie Weglänge kann als das Produkt aus der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen und der Zeit zwischen zwei Stößen, der sog. mittleren freien Flugzeit, zum Ausdruck gebracht werden, wobei Letzteres antiproportional von der Streuwahrscheinlichkeit abhängt.[Mat01]

Elektronen eines Metalls, deren Energie weit unterhalb der Fermienergie (E_F) liegt – d.h. der maximalen Energie der Elektronen im Grundzustand – , können aufgrund des Pauli'schen-Ausschlußprinzips – d.h. zwei Elektronen müssen sich mindestens in einer Quantenzahl voneinander unterscheiden – keine Energie durch schwache elektrische Felder aufnehmen, da alle energetisch darüber befindlichen Zustände bis zur Fermi-Energie besetzt sind. Die elektrische Leitfähigkeit eines Metalls wird folglich von jenen Elektronen bestimmt, die energetisch in der Nähe der Fermi-Energie liegen und demzufolge in höherenergetische Zustände angeregt werden können.[TP01]Die Form der elektronischen Bandstruktur an der Fermi-Kante bzw. die entsprechende Zustandsdichte (englisch density of states, DOS) hat einen großen Einfluss auf die Leitfähigkeit eines Materials; so bestimmt sie die kinetische Energie und damit die Fermi-Geschwindigkeit der Elektronen mit Fermi-Energie. Außerdem ist die Bandstruktur maßgeblich für die Zustandsdichtenverteilung, wie sie in folgender Abb. 2.1 dargestellt ist.[BZ05]

Die Streuwahrscheinlichkeit ist von dem durchschnittlichen Streupotential abhängig, welches durch Defekte, Fehlstellen und Gitterschwingungen hervorgerufen wird, sowie der Zahl der möglichen Zustände, in die die Elektronen streuen können. Wird von vollkommen elastischen Stößen ohne merkliche Energieverluste ausgegangen, so können die Elektronen lediglich in unbesetzte Zustände in der Nähe der Fermi-Kante streuen, deren Anzahl durch

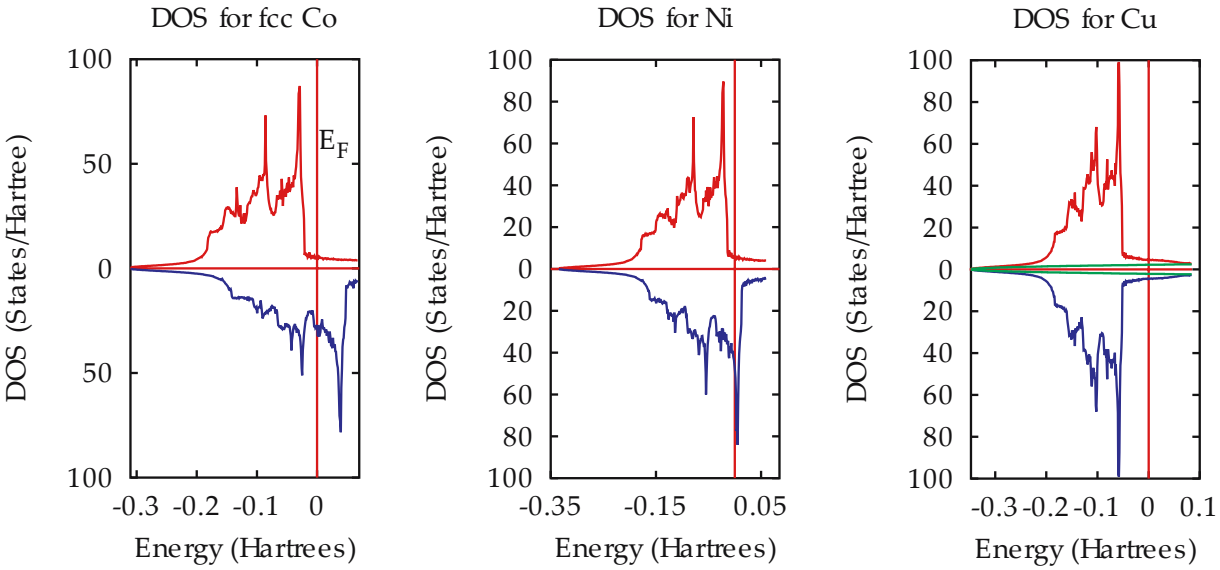


Abbildung 2.1: Zustandsdichte (DOS) für kubisch-flächenzentriertes Cobalt (links), Nickel (mitte) und Kupfer (rechts) mit Majoritäts-DOS in Rot und Minoritäts-DOS in Blau sowie einem s-Band von Kupfer in Grün und der Fermi-Energie (E_F) als rote vertikale Linien. 1 Hartrees entspricht dabei ungefähr 27 eV. (abgeändert übernommen aus [BZ05])

die Zustandsdichte in diesem Bereich gegeben ist. [TP01]

Bei nichtmagnetischen Metallen bewirkt ein externes Magnetfeld eine Erhöhung des elektrischen Widerstands. Die Leitungselektronen werden im Magnetfeld durch die Lorentz-Kraft auf Kreisbahnen gezwungen. Dadurch legen die Elektronen zwischen zwei Stößen eine geringere Strecke antiparallel zur Stromrichtung zurück. Die effektive mittlere freie Weglänge wird dadurch reduziert und der Widerstand erhöht. Da durch das Magnetfeld der Widerstand steigt, wird der Effekt als der „normale“ positive magnetische Widerstand bezeichnet. [Get08]

Bei den weiter oben genannten, für GMR-Schichtsysteme typischen Materialien Chrom, Eisen, Cobalt, Nickel und Kupfer handelt es sich um $3d$-Übergangsmetalle, welche sich dadurch auszeichnen, dass sie $4s$-, $4p$- und $3d$-Valenzzustände besitzen. Da die $3d$-Orbitale vergleichsweise stärker lokalisiert sind als die 4s- und $4p$-Orbitale, ist der räumliche Überlapp von $3d$-Orbitalen benachbarter Atome im Festkörper geringer, was zu einer höheren Zustandsdichte und schmalerem Band führt. [Mat01] Die $4s$- und $4p$-Zustände hybridisieren zu einem parabelförmigen und über einen weiten Energiebereich dispersiv verteilten sp-Band, was eine große Ähnlichkeit zu einem freien Elektronenband aufweist. Die Elektronen im sp-Band verfügen über vergleichsweise hohe Geschwindigkeiten, während die Zustandsdichte vergleichsweise gering ist. Das bedeutet, dass die sp-Elektronen eine größere mittlere freie Weglänge aufweisen und damit den überwiegenden Anteil zur elektrischen Leitfähigkeit in $3d$-Metallen beitragen. Die unregelmäßigen Strukturen in

den Zustandsdichteverteilungen in Abb.2.1 gehören zu den *d*-Bändern, die über einen schmaleren Energiebereich verteilt sind. In den d-Bänder verfügen die Elektronen über geringere Geschwindigkeiten und eine größere Dichte an Zuständen, in die sie streuen können, wodurch ihre mittlere freie Weglänge wiederum stark reduziert wird und sie dadurch einen vernachlässigbaren Anteil am elektrischen Strom besitzen.[TP01]

In den Bereichen, in denen sich die *sp*- und *d*-Bänder kreuzen, weisen die für die elektrische Leitfähigkeit verantwortlichen *sp*-Elektronen eine erhöhte Streuwahrscheinlichkeit auf, da in diesen Bereichen ebenfalls die Zustandsdichte der *d*-Elektronen für Streuprozesse zur Verfügung steht.[Coe91] Hier kann von einer Hybridisierung der *sp*- und *d*-Bänder mit einer deutlich reduzierten Leitfähigkeit in Vergleich zu einem reinen *sp*-Band ausgegangen werden.[TP01] Die energetische Lage des *d*-Bands dieser Metalle ist also maßgeblich für ihre Leitfähigkeit. Wenn das *d*-Band energetisch unterhalb des Fermi-Niveaus liegt, stammen alle Elektronen, die die Fermi-Energie besitzen, aus dem *sp*-Band, wodurch das Element ein guter Leiter wird. Sind sowohl freie *s*-, *p*- als auch *d*- Zustände vorhanden, d.h. schneidet das Fermi-Niveau also auch das *d*-Band, so ist die elektrische Leitfähigkeit reduziert. Neben dem diskutierten Einfluss auf die elektrische Leitfähigkeit sind die *d*-Bänder zusätzlich verantwortlich für die magnetischen Eigenschaften dieser Elemente.

Durch die starke Lokalisierung der *d*-Elektronen erfahren diese eine starke Coulomb-Abstoßung. Diese kann wiederum durch eine parallele Anordnung der Elektronenspins reduziert werden. Eine Erklärung hierfür liefert erneut das Pauli-Prinzip, da Elektronen mit paralleler Spinanordnung nicht die gleichen Orbitale besetzen können, wodurch sich ihr räumlicher Abstand erhöht, d.h. die Coulomb-Abstoßung wird reduziert.[TP01]Da die Orbitale nicht mehr doppelt besetzt werden können, kommt es gleichzeitig zu einer Erhöhung der kinetischen Energie, die umso größer ist, je weniger Zustände an der Fermi-Kante zur Verfügung stehen. Bei den ferromagnetischen $3d$-Übergangsmetallen ist dieses sog. Stoner-Kriterium aus großer Zustandsdichte und starker Lokalisierung bei den *d*-Elektronen erfüllt. Ihre *d*-Bänder sind für Spin-up und -down daher nicht mehr energetisch entartet, sondern um die Austauschenergie gegeneinander verschoben.[BKS05] Die parallelen und damit unkompensierten Spins der Elektronen beziehungsweise die ungleichmäßig besetzten Bänder sorgen somit als Resultat der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung für das magnetische Moment der ferromagnetischen Atome bzw. die ferromagnetische Ordnung im Festkörper[Wol15].

Durch die energetische Verschiebung der *d*-Bänder der Spin-up und Spin-down Elektronen im Ferromagneten relativ zur Fermi-Energie kann zwischen zwei Arten von Elektronen, welche am Ladungsträgertransport beteiligt sind, unterschieden werden. Elektronen, deren Spin-Projektion parallel zur örtlichen Magnetisierung ist (Spin-up) werden Majoritäts-

Elektronen genannt; Elektronen, die eine Spin-Komponente antiparallel zu der Quantisierungsachse haben (Spin-down), heißen Minoritäts-Elektronen.[Die04]

Diese Unterschiede haben nur so lange Bestand, bis die Elektronen ihren Spinzustand bspw. bei einem Streuprozess verändern. Für solch einen Spin-Flip-Vorgang benötigt das Elektron einen Interaktionspartner, dessen Spin sich ebenfalls um $\hbar$ (reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum) ändern muss. Relativ leichte Elemente wie die $3d$-Metalle verfügen lediglich über eine geringe Spin-Bahn-Kopplung. An Verunreinigungen mit schwereren Elementen wie Gold kann es aber aufgrund der größeren Spin-Bahnkopplung mit größerer Wahrscheinlichkeit zu einem Spin-Flip-Streuvorgang kommen.[TP01] Die Spin-Bahn-Kopplung ist dabei als quantenmechanischer Operator zu sehen, der es ermöglicht, die Spinquantenzahl eines Zustands um eins zu erhöhen oder zu erniedrigen, wenn gleichzeitig eine Änderung der Drehimpulsquantenzahl um eins in die entgegengesetzte Richtung bezüglich der Quantisierungsachse stattfindet.[GM04] Wenn einzelne magnetische Atome bei der Präparation eines GMR-Schichtsystems bspw. in die nichtmagnetische Zwischenschicht eindringen, können sie als Interaktionspartner für einen Spin-Umkehr-Prozess dienen, aber nur, wenn sie sich in einem ausreichend großen Abstand von den magnetischen Schichten entfernt befinden, damit keine Kopplung der elektronischen Spins an diesen erfolgt, sondern diese vielmehr frei rotieren können. Des Weiteren können Elektronen an sog. Spinwellen (Magnonen) – eine sich als Wellenpaket fortbewegende, thermische Anregung der gekoppelten Spins in einem Ferromagneten, die semiklassisch als Präzession der atomaren magnetischen Momente betrachtet werden kann[BKS05]– im Ferromagneten streuen. Beim Erzeugen oder Vernichten der Spinwelle ändert sich die Richtung des Spins des Elektrons[Mat01]. Letzteres gewinnt aber erst bei höheren Temperaturen vergleichbar zu der Curie-Temperatur an Bedeutung. Insgesamt sind diese Spin-Flip-Streuprozesse in $3d$-Metallen aber deutlich seltener als Streuprozesse unter Spin-Erhaltung.[TP01]

Wenn also die für die Leitfähigkeit relevante mittlere freie Weglänge kürzer ist als die Spindiffusionslänge, kann davon ausgegangen werden, dass die Majoritäts- und Minoritätselektronen unabhängig voneinander zum Ladungstransport beitragen.[Die04]Das sog. Zwei-Strom-Modell nach Mott (im Englischen „two-current model" genannt) beschreibt dann die elektronische Struktur der ferromagnetischen Metalle als eine Parallelschaltung von Minoritäts- und Majoritätsband. Zum Beispiel können Cobalt und Nickel als Parallelschaltung von einem überwiegend *sp*-hybridisierten Majoritätsband und einem *spd*-hybridisierten Minoritätsband veranschaulicht werden. Der größere Widerstand durch die Streuwahrscheinlichkeit in die *d*-Zustände des Minoritätsbands wird dabei von dem besser leitenden Majoritätsband überbrückt, welches damit den größeren Beitrag zur Leitfähigkeit liefert.[Mot36]

Kühlt man ein ferromagnetisches Metall wie z.B. Nickel ab, so sinkt unterhalb der Curie-Temperatur der spezifische Widerstand durch Einsetzen der ferromagnetischen Ordnung deutlich schneller als zum Beispiel beim paramagnetischen Übergangsmetall Palladium (siehe Abb. 2.2). Dieses liegt in der gleichen Gruppe unterhalb von Nickel im Periodensystem und hat damit eine vergleichbare elektronische Struktur, weist aber nicht die gleiche Aufspaltung der energetischen Bänder nach ihren Spinzuständen aufgrund der fehlenden ferromagnetischen Ordnung auf, da die magnetischen Momente im Paramagneten als isoliert und nicht gekoppelt betrachtet werden können.[Col58] Da der Widerstand mit steigender magnetischer Ordnung sinkt, wird dieser Effekt „normaler“ negativer Magnetowiderstand genannt.[Get08]

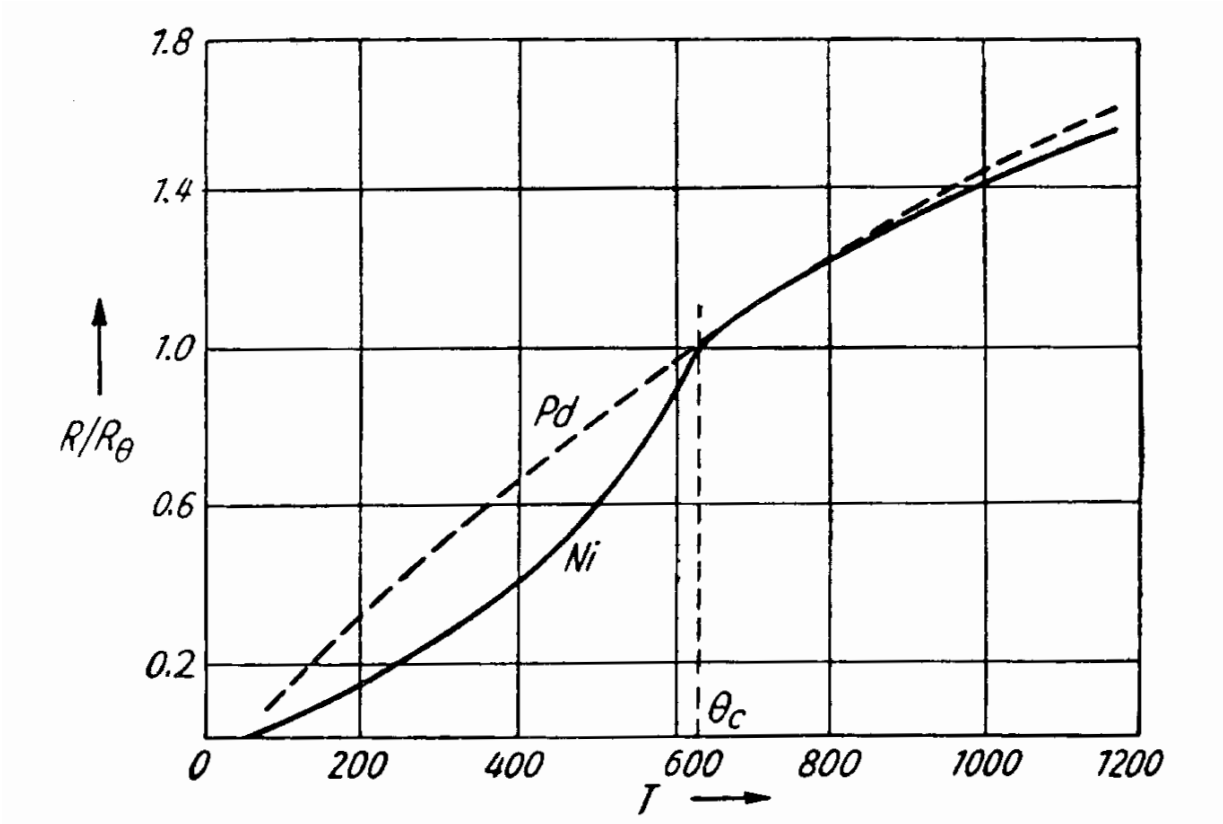


Abbildung 2.2: Relativer spezifischer Widerstand R/R_Θ normiert auf die Curie-Temperatur Θ_c von Ni.[Col58]

Zusammenfassend ist die elektrische Leitfähigkeit der ferromagnetischen $3d$-Übergangsmetalle geringer als diejenige von Kupfer, dessen Spinkanäle energetisch entartet sind und quasi keine freien d-Zustände aufweisen. Beim Zwei-Strom-Modell nach Mott wird davon ausgegangen, dass der ganze Ferromagnet in (etwa) eine Richtung magnetisiert ist. Wird die Richtung der Magnetisierung gedreht, zum Beispiel durch ein externes Magnetfeld, ändert sich die Zugehörigkeit der Elektronen zu den Majoritäts- und Minoritätsladungsträgern, die Leitfähigkeit von dem jeweiligen Majoritäts- und Minoritätsband ändert sich jedoch

nicht und damit auch nicht die Leitfähigkeit der Parallelschaltung. Das ist die Ursache dafür, warum der GMR-Effekt nur in Strukturen auftritt, in denen es mehrere ferromagnetische Bereiche gibt, die von nichtmagnetischen Schichten getrennt sind, sodass ihre Magnetisierungsrichtung unabhängig voneinander veränderlich ist.

2.1.2 Der anisotrope magnetoresistive Effekt

William Thomson, 1. Baron Kelvin hat 1857 entdeckt, dass sich der Widerstand eines einzelnen ferromagnetischen Körpers sehr wohl ändert, wenn sich der Winkel zwischen Magnetisierung und Stromrichtung ändert.[Tho56] Dieser anisotrope magnetoresistive Effekt $\Delta\rho_{AMR}/\rho$ (im Englischen anisotropic magnetoresistance – AMR) wird maximal, wenn der Strom parallel oder antiparallel zur Magnetisierung fließt ($\rho_\parallel$) und wird minimal, wenn Strom und Magnetisierung senkrecht zu einander stehen ($\rho_\perp$).

Wird ein Ferromagnet mit zunächst uneinheitlicher Magnetisierung einem externen Magnetfeld ausgesetzt, so nimmt der AMR-Effekt mit steigender Feldstärke und damit einhergehender Ausrichtung der Magnetisierung im Ferromagneten zu. Die Effektamplitude zwischen paralleler und senkrechter Anordnung von Strom zu Magnetfeld wird ab dem Erreichen der Sättigungsmagnetisierung maximal. Da der Effekt meistens mit dem (positiven oder negativen) normalen Magnetowiderstand überlagert wird, müssen die spezifischen Widerstandswerte bei der Sättigungsmagnetisierung auf Werte ohne Magnetfeld extrapoliert werden (siehe Abb. 2.3). Die spezifischen Widerstände zwischen den Extremwerten $\rho_\parallel$ und $\rho_\perp$ ändern sich mit dem Kosinusquadrat des Winkels θ zwischen Magnetisierung und Stromrichtung; es ist:

$$\Delta\rho_{AMR}/\rho = \rho_\perp + (\rho_\parallel - \rho_\perp) \cdot \cos^2(\theta). \tag{2.1.2}$$

Im Modell von Mott wird ausschließlich die Wirkung des magnetischen Felds auf die Elektronenspins und daraus resultierend eine Aufspaltung der Bandstruktur berücksichtigt. Da die Bänder jedoch als isotrop angenommen werden (oder zumindest der Symmetrie der Kristallstruktur folgen), lässt sich damit alleine noch nicht die anisotrope Änderung des elektrischen Widerstands erklären.[MP75] Neben der Entartung der Spinquantenzahl wird durch ein magnetisches Feld auch die Entartung der magnetischen Quantenzahl des Bahndrehimpulses der Elektronen aufgehoben. Auch wenn die Spin-Bahn-Kopplung in leichten Elementen relativ schwach ist, muss sie zur Erklärung des AMR-Effektes herangezogen werden. Wie bereits erwähnt, kann es durch Spin-Bahn-Kopplung zu Spin-Flip-Prozessen kommen. Bei Nickel oder Cobalt liegt das Majoritäts-*d*-Band unter dem Fermi-Niveau, wodurch das Majoritätsband über eine vergleichsweise hohe Leitfähigkeit verfügt. Durch Spin-Bahn-Kopplung können nun Elektronen aus dem Majoritätsband

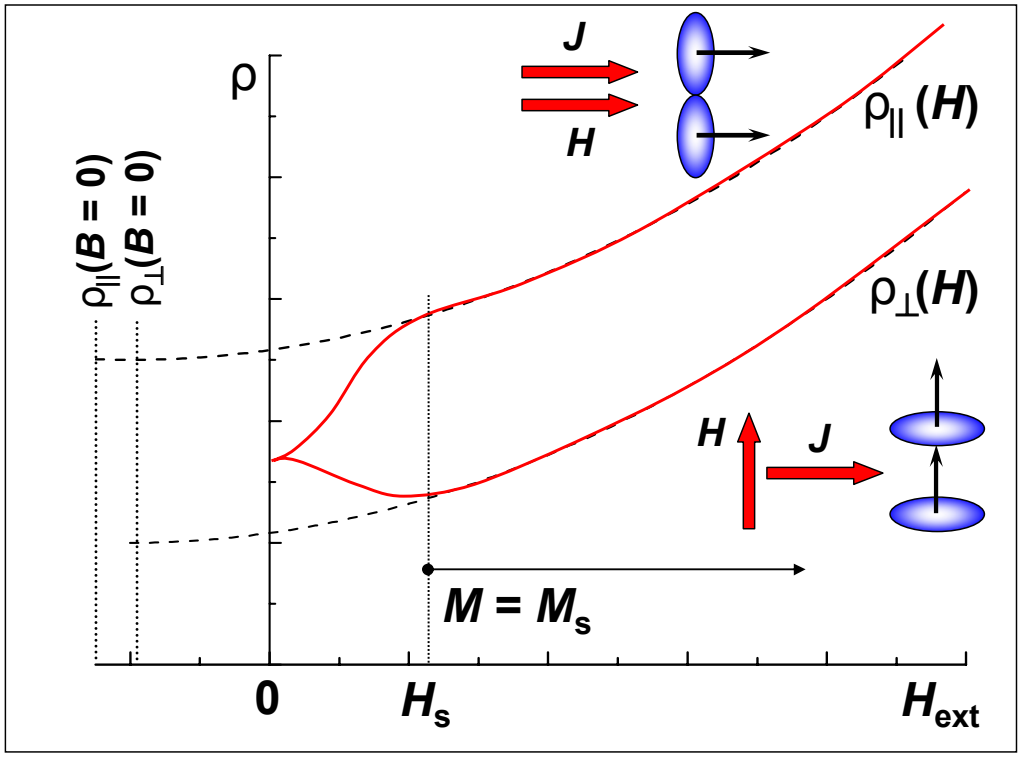


Abbildung 2.3: Typische Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands $\rho(H)$ eines ferromagnetischen Metalls hervorgerufen durch den anisotropen magnetoresistiven Effekt und den positiven normalen Magnetowiderstand. In Blau ist die asymmetrische Ladungsverteilung der d-Orbitale als Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu sehen. Zur Bestimmung der intrinsischen Werte für $\rho\|\perp$ und $\rho_\perp$ kann der Verlauf der Abhängigkeiten von hohen Flussdichten auf $B = 0$ extrapoliert werden, um den positiven (oder negativen) Magnetowiderstandsbeitrag zu eliminieren. J ist die Stromrichtung, M die Magnetisierung M_S ist die Sättigungsmagnetisierung. [GM04]

in das Minoritätsband gelangen. Wenn zum Beispiel Leitungselektronen aus dem Majoritätsband-s-Band in das Minoritäts-d-Band streuen können, erhöht sich dadurch direkt der Widerstand. Für den Fall, dass Majoritäts-d-Elektronen wiederum in das Minoritätsband streuen, entstehen auch im Majoritäts-d-Band Löcher, in die Majoritäts-s-Elektronen streuen können, was ebenfalls die Leitfähigkeit reduziert. Da durch das Magnetfeld die Energie der verschiedenen d-Orbitale aber nicht mehr entartet ist, ist dieser Prozess nicht für alle Bewegungsrichtungen der Elektronen gleich wahrscheinlich.

Sollen die Zustände des d-Bandes nach ihrer jeweiligen Ausdehnungsrichtung eingeteilt werden, so eignet sich als Modellvorstellung das Bild der klassischen d-Atomorbitale. Dabei soll als Quantisierungsachse und als z-Achse des Koordinatensystems die Richtung des Magnetfeldes gewählt werden (siehe Abb. 2.4). Smit konnte zeigen, dass im Majoritäts-d-Band weniger Löcher in xy- und $x^2 - y^2$- Geometrie entstehen, welche die größte Komponente

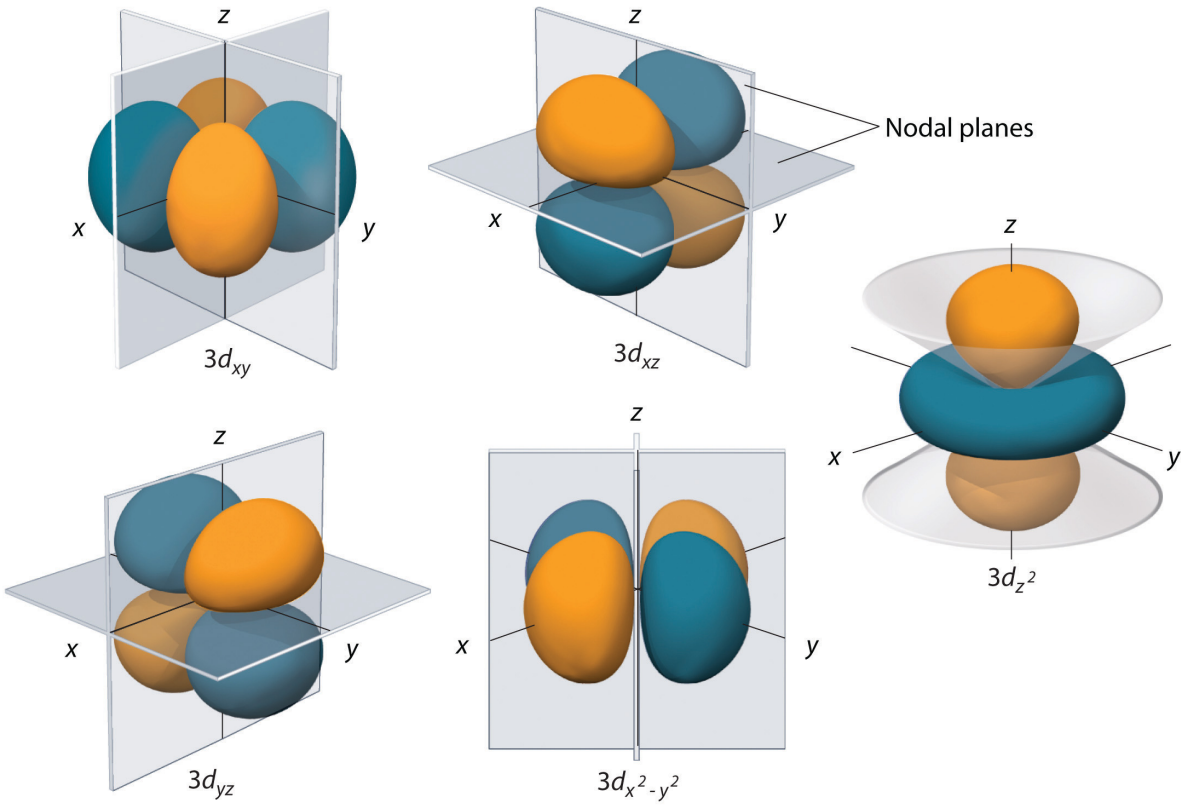


Abbildung 2.4: 3*d*-Atomorbitale mit Quantisierungsachse in *z*-Richtung. Die Flächen zeigen 90% der Aufenthaltswahrscheinlichkeit für ein Elektron in diesen Orbitalen im Wasserstoff. [HSJ17]

des Bahndrehimpulses in *z*-Richtung, also eine magnetische Quantenzahl von ± 2 haben, als in xz-, yz- oder z^2-Geometrie. Aus Impulserhaltungsgründen können Elektronen nur in Zustände streuen, wenn der Impuls der Elektronen in der Ausdehnungsebene der Orbitale liegt. Das heißt Elektronen, die einen Impuls parallel zur *z*-Achse haben, können nur in xz-, yz- und z^2-Zustände streuen, nicht aber in xy- oder $x^2 - y^2$-Zustände. Das wiederum bedeutet, dass Majoritäts-Elektronen, die sich in Richtung des Magnetfeldes bewegen, eine größere Anzahl an Löchern im *d*-Band „sehen“ als Ladungsträger, die sich senkrecht zum Magnetfeld bewegen. [Smi51]

Die relative Widerstandsänderung des AMR-Effekts kann in Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) und ähnlichen Legierungen 3%-5% erreichen. Die Verwendung von AMR-Dünnschichtsystemen in Magnetfeldsensorköpfen seit 1992 war ein großer Fortschritt in der Speichertechnologie und ein Wegbereiter für die deutlich leistungsfähigeren GMR-Sensoren, die seit 1998 in Festplattenleseköpfen Anwendung fanden. [Die04]

2.1.3 GMR-Effekt als Widerstandsschaltung

Bewegt sich ein Majoritätselektron aus einer ferromagnetischen Schicht in andere ferromagnetische Schichten, deren Schichtmagnetisierung parallel zur ersten Schicht ausgerichtet ist, dann ist es auch in diesen Schichten ein Majoritätselektron - das Gleiche gilt für ein Minoritätselektron. Die Leitfähigkeit in solch einer Struktur verhält sich dadurch ähnlich wie die Leitfähigkeit in einem gewöhnlichen Ferromagneten, d.h. dass der besser leitende Spinkanal den schlechter leitenden kurzschließt. Sind die Magnetisierungen antiparallel zueinander, erfährt jedes Leitungselektron, welches die Schichten durchquert, abwechselnd Majoritäts- und Minoritätsbänder, also Bereiche mit höherer und geringerer Leitfähigkeit.

Es können nun zwei Zustände unterschieden werden: Bei dem ferromagnetischen Zustand sind die Magnetisierungen der ferromagnetischen Elektroden parallel angeordnet und die unterschiedlich leitenden Majoritäts- und Minoritätsbänder bilden eine Kurzschlussschaltung. Bei dem antiferromagnetischen Zustand stehen die Magnetisierungen antiparallel zueinander und die Leitfähigkeit wird durch eine Parallelschaltung zweier gleich gut leitender Spinbänder verursacht. Der GMR-Effekt $\Delta R_{\max}/R$ entspricht dem Unterschied zwischen dem Widerstand der Kurzschlussschaltung im ferromagnetischen Zustand $R_{\min}$ und dem Widerstand der Parallelschaltung des antiferromagnetischen Zustands $R_{\max}$.

Bei GMR-Strukturen wird zwischen zwei unterschiedlichen Messgeometrien unterschieden. Bei der sog. CPP-Geometrie (engl. current perpendicular to plane, CPP) fließt der Strom senkrecht zu den Schichtebenen durch den Schichtstapel. In der CIP-Anordnung (engl. current in plane, CIP) fließt der Strom parallel zur Schichtebene. Die CPP-Geometrie zeigt größere relative GMR-Effektamplituden als die CIP-Geometrie. Dafür ist die CPP-Anordnung experimentell schwerer zugänglich. Der absolute Widerstand beim Messen durch ein wenige Nanometer dickes Schichtsystem ist deutlich geringer parallel zur Schichtebene, deren laterale Dimensionen gewöhnlich im Mikro- bis Zentimeterbereich liegen.[Mat01]. Bei der Herstellung eines GMR-Systems in CPP-Geometrie sind zusätzliche lithographische Schritte notwendig, um die Struktur auf der Ober- und Unterseite zu kontaktieren, während die CIP-Anordnung im einfachsten Fall nur auf der Oberseite des Schichtstapels kontaktiert werden muss, bspw. in Form einer sog. Vierpunktmessung.[Die04]

Vereinfacht kann die CPP-Messanordnung als Reihenschaltung der einzelnen Schichten veranschaulicht werden. Ist die Spindiffusionslänge größer als die Dicke des Schichtstapels, wird eine Parallelschaltung aus den beiden Schichtreihenschaltungen für Spin-up $R_{\uparrow}$ und Spin-down $R_{\downarrow}$ erhalten. Im Folgenden soll ein GMR-System aus zwei gleichen ferromagne-

tischen Schichten betrachtet werden. Bei der Parallelschaltung für die ferromagnetische Anordnung $R_{\min}$ erhält man folgenden Zusammenhang:

$$R_{\min} = \left(\frac{1}{2R_{\uparrow}} + \frac{1}{2R_{\downarrow}} \right)^{-1} = \frac{2R_{\uparrow}R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}. \tag{2.1.3}$$

Der Widerstand der antiferromagnetischen Anordnung $R_{\max}$ ist dementsprechend:

$$R_{\max} = \left(\frac{1}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} + \frac{1}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} \right)^{-1} = \frac{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}{2}. \tag{2.1.4}$$

Durch Einsetzen von $R_{\min}$ und $R_{\max}$ in Formel 2.1.1 wird

$$\Delta R_{max}/R = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{min}} = \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{4R_{\uparrow}R_{\downarrow}} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha} \tag{2.1.5}$$

erhalten. Es ist ersichtlich, dass der GMR-Effekt mit besonders großem und besonders kleinem Quotienten der Widerstände $\alpha = R_{\uparrow}/R_{\downarrow}$ für die beiden Spin-Richtungen steigt.

Stellt man sich GMR-Systeme in CIP-Geometrie als Sandwichstrukturen mit makroskopischen Schichtdicken vor, ist davon auszugehen, dass hier die einzelnen Schichten parallel geschaltet sind. Für den Fall, dass sowohl die Schichten als auch die Spinkanäle zueinander parallel geschaltet sind, würde es keinen Unterschied mehr zwischen der parallelen und antiparallelen Magnetisierungskonfiguration geben, da jeweils die gleichen Widerstände (reziprok) aufaddiert werden und der GMR-Effekt in der CIP-Anordnung somit in Summe null entsprechen würde.[Mat01] Auch ohne die durch ein elektrisches Feld hervorgerufene Driftgeschwindigkeit parallel zu diesem bewegen sich die Leitungselektronen statistisch mit der Fermi-Geschwindigkeit im Metall. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Summe über alle Geschwindigkeitsvektoren jedoch null, wodurch kein Nettostrom fließt.[BKS05] Dadurch verfügen jedoch die einzelnen Leitungs-Elektronen im elektrischen Feld ebenfalls über Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zum Stromfluss und senkrecht zur Schichtebene. Ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen größer als die Dicke des Schichtstapels, bleiben die Elektronen nicht im Bereich einer Schicht lokalisiert, sondern können sich durch mehrere Schichten ausbreiten und erfahren im Durchschnitt alle Schichten mit ihren jeweiligen Schichtdicken und Streuwahrscheinlichkeiten. Die Widerstände der einzelnen Schichten können daher analog zur CPP-Geometrie als in Reihe geschaltet betrachtet und aufaddiert werden.[Mat01]

2.1.4 Einfluss der Bandstruktur auf den GMR-Effekt

Der Ursprung des GMR-Effekts ist auf spinabhängige Unterschiede des elektrischen Widerstands zurückzuführen. Die Differenz der spezifischen Widerstände in den ferromagnetischen Schichten (siehe Kapitel 2.1.1) liefert dazu einen entscheiden Beitrag. Die mittlere freie Weglänge in den Schichten hängt neben der Fermi-Geschwindigkeit in den jeweiligen Spin-Bändern vor allem von der Streuwahrscheinlichkeit im Volumen ab. Je nach Art der Streuzentren können Teile des Streupotentials vom Spin abhängig sein wie bspw. bei magnetischen Verunreinigungen in verdünnten magnetischen Legierungen wie Permalloy oder Cobalteisen. In realen GMR-Systemen überwiegen jedoch die vom Spin unabhängigen Streupotentiale durch Gitterfehler oder Korngrenzen. Da die Streuwahrscheinlichkeit aber auch von der im Ferromagneten spinpolarisierten Zustandsdichte abhängt, tragen auch diese Streuzentren zum GMR-Effekt bei.

Neben der Differenz in der mittleren freien Weglänge der Leitungselektronen im Volumen, für die ein Vergleich in der Struktur der Spinbänder in den ferromagnetischen Schichten durchzuführen ist, sind in GMR-Dünnschichtsystemen auch Elektronenübergänge zwischen benachbarten Schichten nicht zu vernachlässigen. Bei der Transmission von der nichtmagnetischen in eine der ferromagnetischen Elektroden und umgekehrt erfahren die Elektronen unterschiedliche Bandstrukturen. Werden die Bandstrukturen von Kupfer mit den Minoritätsbändern von Cobalt oder Nickel verglichen, so unterscheiden sich diese stark, während sich die Majoritätsbänder von den Metallen deutlich ähnlicher sind (siehe Abb. 2.1).[Die04] Das hat zur Folge, dass die Minoritätselektronen eine deutlich größere Potentialbarriere an den Materialübergängen erfahren als die Majoritätselektronen. Während die Majoritätselektronen eine hohe Wahrscheinlichkeit haben, die Cobalt/Kupfer-Grenze zu überwinden, hat die Potentialbarriere bei den Minoritätselektronen zur Folge, dass deren Transmissionswahrscheinlichkeit deutlich kleiner als eins ist. Die nicht transmittierten Elektronen werden dadurch in der Regel an der Grenzschicht reflektiert.[BZ05]

In CPP-Geometrie müssen die Leitungselektronen die Potentialbarrieren überwinden, wodurch diese direkt zu einer Erhöhung des elektrischen Widerstands führen. Die Höhe dieses Grenzflächenwiderstands hängt von der Höhe der Potentialstufen ab.[Die04] Die Grenzflächenwiderstände sind wiederum spinabhängig und erhöhen damit den GMR-Effekt. In der Widerstandsmodellbeschreibung werden die Grenzflächenwiderstände zu den Volumenwiderständen in Reihe geschaltet.[Mat01]

Verläuft der Ladungstransport parallel zur Schichtebene (CIP-Anordnung), so führt eine rein spekulare Reflexion an einer perfekten Grenzschicht lediglich zu einer Änderung der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Ladungstransport, also zu keiner direk-

ten Widerstandsänderung. Um einen Einfluss auf den GMR-Effekt in CIP-Geometrie zu haben, muss die Grenzfläche eine gewisse Rauigkeit aufweisen, das heißt es muss einen Übergangsbereich geben, in dem sich die nichtmagnetischen und ferromagnetischen Atome vermischen. Die Grenzfläche kann dann als ein räumlich ausgedehnter Übergangsbereich mit einer gewissen Schichtdicke, Materialzusammensetzung und folglich einem spinabhängigen spezifischen Widerstand angenommen werden.[Mat01]

Analog zu den angesprochenen Volumendefekten sorgen Rauigkeit und Materialdurchmischungen dafür, dass es besonders an Grenzflächen zu diffusen Streuvorgängen kommt.[TP01] Bei einem diffusen Streuvorgang kann sich im Gegensatz zu einer rein spekularen Reflexion neben der Richtung auch der Betrag der Geschwindigkeit des Elektrons ändern, was wiederum dazu führen kann, dass das Elektron weniger (bzw. mehr) oder nicht mehr zum Stromtransport beiträgt. In Reflexion treten dabei häufiger diffuse Streuungen auf als in Transmission. An einer Kupfer/Cobalt-Grenzfläche werden Minoritätselektronen deutlich häufiger gestreut als Majoritätselektronen,[BZ05] da erstere eine größere Potentialdifferenz zwischen den Atomsorten und eine größere Zustandsdichte im Ferromagneten erfahren.[LP00]

In der CIP-Geometrie können die spinabhängigen Grenzflächentransmissionswahrscheinlichkeiten einen weiteren Beitrag zum GMR-Effekt liefern. Aufgrund von unterschiedlichen Fermi-Geschwindigkeiten in den angrenzenden Schichten können die Elektronen Brechungseffekte erfahren, das heißt ein Elektron kann seine Geschwindigkeit, auch ohne an einem Defekt gestreut zu werden, ändern.[LP00] Auch die spinabhängige Reflexion kann den GMR-Effekt in CIP-Geometrie weiter verstärken. So können durch die Potentialstufen zwischen den Schichten Potentialtöpfe entstehen. Beispielsweise können bei einer parallelen Magnetisierung eines Co/Cu/Co-GMR-Systems Minoritätselektronen an beiden Co/Cu-Grenzen reflektiert werden, während sie in Feldrichtung driften, wodurch sie in der Kupferschicht lokalisiert werden. Aufgrund der besseren Leitfähigkeit für beide Spinkanäle in Kupfer führt dies zu einer Reduzierung des Widerstands in der parallelen Konfiguration.[Die04] Ein anderes Beispiel ist das Majoritätsband für das gleiche Materialsystem. Da die Fermi-Flächen von Kupfer und Majoritäts-Cobalt Bandstrukturen nicht vollständig identisch sind, weil bspw. die Fermi-Fläche von Kupfer größer ist, existieren elektronische Zustände im Kupfer, die keine Entsprechung im Majoritätsladungsträgerband von Cobalt haben und daher vollständig an der Grenzfläche reflektiert werden (während sie eine endliche Transmissionswahrscheinlichkeit im Minoritätsband haben). Wenn die Grenzfläche auf atomarer Ebene hinreichend glatt und damit die diffuse Streuwahrscheinlichkeit gering ist, bleiben diese Elektronen ebenfalls in der Kupferschicht lokalisiert.[BZ05] Insbesondere bei streifendem Einfall (geringe Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Ebene) verschwindet die diffuse Streuwahrscheinlichkeit und es kommt zur fast vollständig spekularen Reflexion.[Los05] Dies hat zur Folge, dass auch der Widerstand des Majoritätsbands in der

ferromagnetischen Konfiguration sinkt. Diese Effekte, bei denen Elektronen analog zu Lichtwellen, die in einem Wellenleiter lokalisiert sind, in der besser leitenden Schicht der parallelen Magnetisierungskonfiguration in CIP-Geometrie kanalisiert werden, wird im Englischen als *channeling effect* bezeichnet.[BZ05]

Für den GMR-Effekt ist es daher entscheidend, magnetische und nichtmagnetische Materialen mit passenden elektronischen Bandstrukturen auszuwählen. Nickel und Cobalt, aber auch manche Fremdatome von anderen Übergangsmetallen in diesen Metallen, wie sie bspw. in verdünnten Legierungen wie Permalloy oder Cobalteisen vorkommen, weisen ähnliche Majoritätsbänder wie die von Kupfer mit einem vollständig gefüllten d-Band im Grundzustand auf (siehe Abb. 2.5).[Mer99]

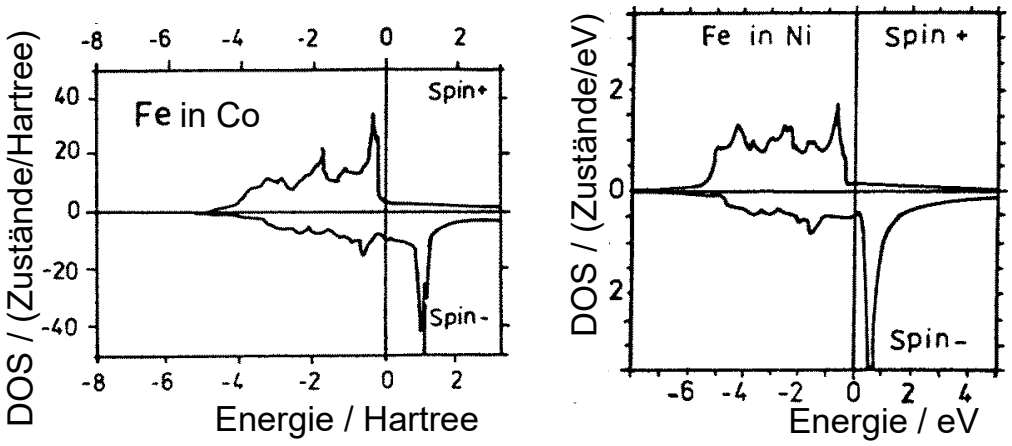


Abbildung 2.5: Zustandsdichte (DOS) für Eisen-Fremdatome in Ni (links) und Co (rechts) mit Majoritäts-DOS oberhalb und Minoritäts-DOS unterhalb der Energie-Achse sowie der Fermi-Energie (E_F) als vertikale Linien. 1 Hartree entspricht dabei ungefähr 27 eV. (abgeändert übernommen aus[Mer99])

Reines Eisen hat hingegen eine niedrigere Zustandsdichte und damit einen niedrigeren spezifischen Widerstand im Minoritätsband, welches darüber hinaus eine ähnliche Bandstruktur hat wie das nichtferromagnetische Material Chrom (siehe Abb. 2.6).[Mat01] Daher ist es nicht verwunderlich, dass der GMR-Effekt ausgerechnet an dieser Materialkombination entdeckt worden ist.

Der Ummagnetisierungsprozess der magnetischen Schichten des GMR-Systems, also der Wechsel von paralleler zu antiparalleler Magnetisierungskonfiguration verkompliziert die Theorie. Sind die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten nicht exakt parallel oder antiparallel ausgerichtet, sondern stehen in einem anderen Winkel zueinander, gilt das Zwei-Strom-Modell nach Mott nicht mehr uneingeschränkt. In diesem Fall koppeln die zwei Spinkanäle, die innerhalb einer Schicht definiert wurden, mit denen der

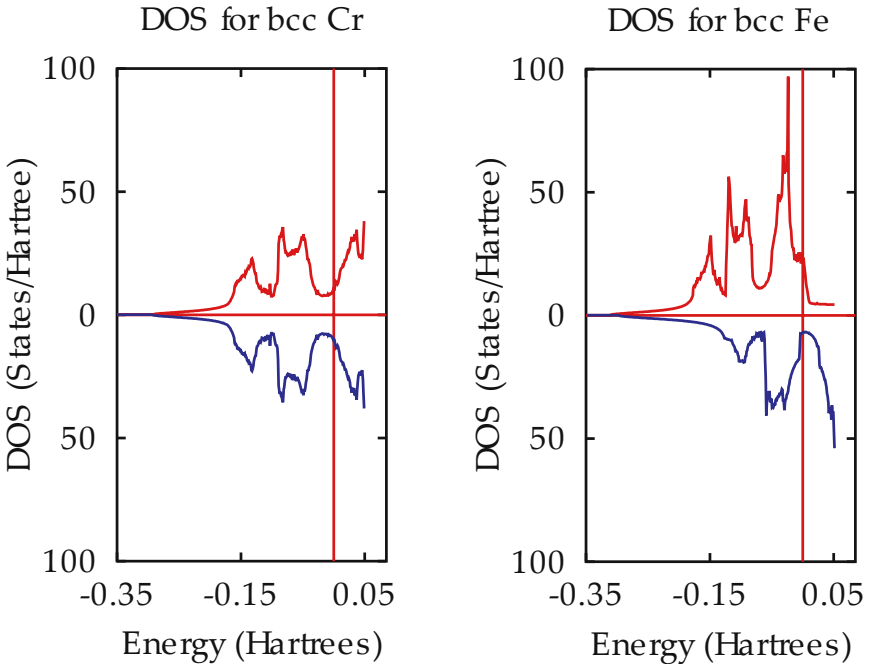


Abbildung 2.6: Zustandsdichte (DOS) für kubisch-raumzentriertes Chrom (links) und Eisen (rechts) mit Majoritäts-DOS in Rot und Minoritäts-DOS in Blau sowie der Fermi-Energie (E_F) als rote vertikale Linien. 1 Hartrees entspricht dabei ungefähr 27 eV. (abgeändert übernommen aus [BZ05])

anderen Schicht und können nicht mehr voneinander getrennt betrachtet werden. [BZ05] Es ist jedoch offensichtlich, dass die Widerstandsänderung zwischen den zwei Extrema paralleler und antiparalleler Konfiguration mit dem Winkel zwischen den ferromagnetischen Schichtmagnetisierungen korrelieren muss. Theoretische Rechnungen haben ergeben und experimentelle Untersuchungen zeigten, dass sich der Widerstand $\Delta R(\theta)$ mit dem Kosinus des Winkels θ ändert: [Die04]

$$\Delta R(\theta)/R = \Delta R_{max}/R \cdot \frac{(1-\cos\theta)}{2}. \tag{2.1.6}$$

2.2 Zwischenschichtaustauschkopplung

Ein GMR-System besteht aus mindestens zwei dünnen ferromagnetischen Schichten, die durch eine dünne, nichtmagnetische Zwischenschicht voneinander getrennt sind. Für den Fall, dass die beiden ferromagnetischen Elektroden aus einem sehr weichmagnetischen Material bestehen würden und sich ihre Schichtmagnetisierung folglich ausschließlich parallel zum externen Magnetfeld ausrichten, wäre die Magnetisierungskonfiguration des GMR-Systems stets parallel bzw. ferromagnetisch orientiert und es ließe sich keine Änderung des elektrischen Widerstands beobachten.

GRÜNBERG et al. haben bereits 1986, also 2 Jahre vor der Entdeckung des GMR-Effekts, gezeigt, dass zwei dünne ferromagnetische Schichten durch eine dünne nichtmagnetische Schicht miteinander wechselwirken können.[GSP86] Die Stärke und das Vorzeichen dieser Wechselwirkung oszilliert dabei mit der Schichtdicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht, wobei die Stärke der sog. Zwischenschichtaustauschkopplung generell mit zunehmender Zwischenschichtdicke abnimmt. Das heißt es gibt bestimmte Abstände zwischen den ferromagnetischen Elektroden, bei denen eine ferromagnetische, d.h. eine parallele Magnetisierungskonfiguration oder eine antiferromagnetische Konfiguration mit antiparalleler Magnetisierungsausrichtung energetisch bevorzugt ist. Die Wellenlänge dieser Oszillation liegt im Bereich der Größenordnung von Monolagen, weshalb dieser Effekt besonders empfindlich gegenüber der Schichtdicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht ist.[Grü00]

Eine Erklärung dieses Phänomens wird durch die RUDERMAN-KETTEL-KASUYA-YOSHIDA-Wechselwirkung (RKKY-Wechselwirkung) gegeben. Die RKKY-Wechselwirkung beschreibt die indirekte Kopplung magnetischer Momente, die voneinander durch nichtmagnetische Atome getrennt sind. Dabei polarisieren die magnetischen Momente die Leitungselektronen mit der entsprechenden Spinorientierung der nichtmagnetischen Atome (siehe Abb. 2.7).[Grü00] Die Abstandsabhängigkeit der Wechselwirkung zwischen den Elektronen lässt sich am besten im reziproken Raum beschreiben. Der Abstand im reziproken Raum, der zwischen einem gegebenem Zustand auf der Fermi-Kugel zu einem dazu parallelen Zustand auf der entgegengesetzten Seite der Fermi-Kugel liegt, entspricht folglich dem doppelten Fermi-Wellenvektor. Da ein Übergang zwischen solchen Zuständen energetisch bevorzugt wird, hat die elektrische Suszeptibilität bei diesem Wert für den Wellenvektor eine Singularität. Diese Singularität im reziproken Raum entspricht einer Oszillation der Polarisation mit entsprechender Wellenlänge im Ortsraum.[BKS05]

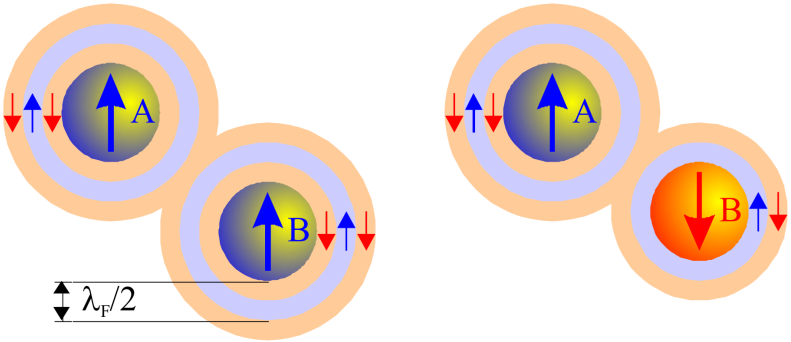


Abbildung 2.7: RKKY-Wechselwirkung. Je nach Abstand der magnetischen Störstellen A und B ergibt sich ferromagnetische (links) oder antiferromagnetische Ordnung (rechts). (λ_F - Fermi-Wellenänge)[GM04]

Ein neuerer Erklärungsansatz basiert auf Quanteninterferenzeffekten. Er greift dabei die bei der Theorie des GMR-Effekts beschriebene Spinabhängigkeit der Refelexion an den Schichtübergängen auf. Beispielsweise „sehen“ Minoritätselektronen im Leitungsband einer Kupferschicht, die von zwei parallel magnetesierten Cobalt-Schichten umgeben wird, größere Potentialstufen an den Schichtgrenzen als die entsprechenden Majoritätselektronen. Die Zwischenschicht wird dabei zu einem quantenmechanischen Potentialtopf. Wegen der Einschränkung des Ortes in Richtung der Schichtnormalen besitzen die Elektronen aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation eine endliche Impulskomponente senkrecht zur Schichtebene.[GM04] Es kommt zur Ausbreitung von stehenden Wellen zwischen den Potentialen und damit zur Quantisierung der Energieniveaus zwischen den Potentialbarrieren. Die Lage der Energieniveaus für eine Spinrichtung hängt nun von der Ausrichtung der Magnetisierungen in den Ferromagneten zueinander, also der Art der Potentialbarrieren, sowie von der Schichtdicke der nichtmagnetischen Schicht, d.h. der Breite des Potentialtopfs, ab. Vergrößert man die Schichtdicke der Zwischenschicht, verringert sich die Energie der diskreten Zustände der Elektronen. Wird die Schichtdicke weiter erhöht, gelangen neue Zustände unter das Fermi-Niveau. Bei dieser Schichtdicke ist also die Energie der besetzten Energieniveaus maximal und aus Gründen der Energieminimierung wird damit die andere Kopplungsgeometrie bevorzugt (siehe Abb. 2.8)[BKS05].

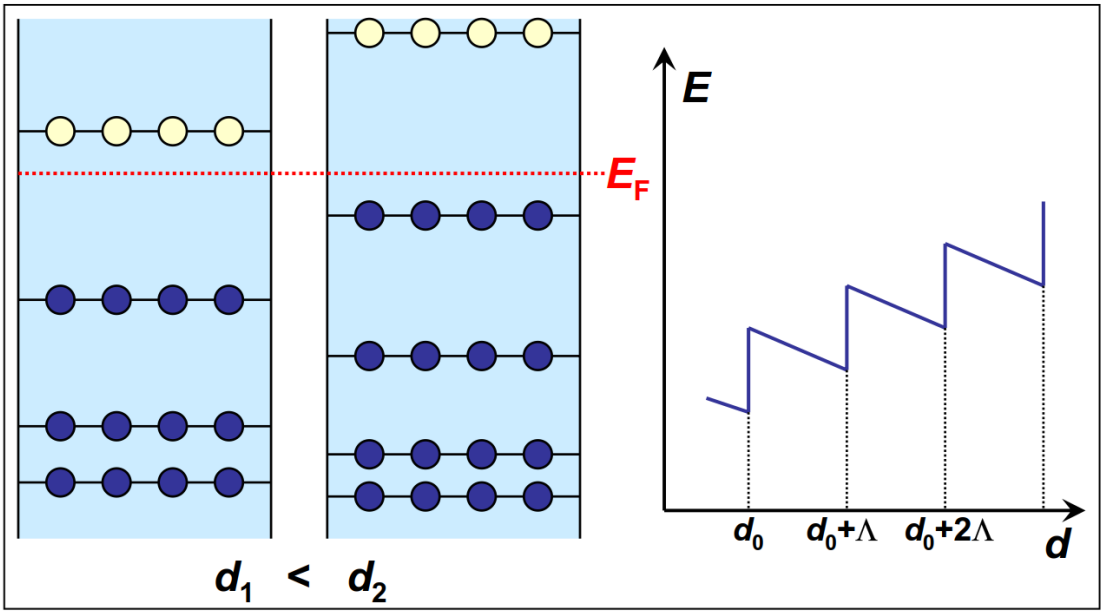


Abbildung 2.8: Änderung der Energieniveaus der Elektronenzustände und der Gesamtenergie E in der Zwischenschicht in Abhängigkeit von deren Schichtdicke d in der Nähe der Fermi-Energie E_F.[GM04]

Um ein funktionelles GMR-Element zu erhalten, sollte eine Zwischenschichtdicke gewählt werden, die eine antiferromagnetische Kopplung bevorzugt. Dieses System zeigt dann ohne externes Magnetfeld einen maximalen Riesenmagnetowiderstand. Bringt man das System

in ein externes Magnetfeld, folgen die Magnetisierungen dem äußeren Magnetfeld und reduzieren dadurch den Winkel zwischen ihren Magnetisierungsausrichtungen, wodurch der elektrische Widerstand reduziert wird. Werden die Ferromagneten in Feldrichtung gesättigt, sind die entsprechenden Schichtmagnetisierungen parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet, wodurch der Widerstand minimal wird. Typischerweise werden in diesem Zusammenhang Mehrfachschichtsysteme genutzt, in denen eine Vielzahl an ferromagnetischen Schichten (in Abhängigkeit von der Wiederholungszahl) jeweils von einer dünnen, nichtmagnetischen Zwischenschicht getrennt werden und paarweise antiferromagnetisch gekoppelt sind.

2.3 Exchange Bias

Eine weitere Möglichkeit, um GMR-Elemente zu erzeugen, bei der der Übergang zwischen antiparalleler und paralleler Magnetisierungsgeometrie gesteuert werden kann, ist das Anheften bzw. Fixieren der remanenten Schichtmagnetisierung einer der ferromagnetischen Schichten durch eine dünne Schicht aus einem antiferromagnetischen Material durch den Austauschverschiebungseffekt (englisch Exchange Bias EB).

Der Exchange Bias Effekt wurde 1956 von Meiklejohn und Bean entdeckt.[MB56] Phänomenologisch kann er als die Verschiebung der Hysteresekurve (gegenüber dem feldfreien Raum) einer ferromagnetischen Schicht, die eine gemeinsame Grenzfläche zu einer geordeneten antiferromagnetischen Schicht ausbildet, entlang der Magnetfeldachse beschrieben werden. Beim EB-Effekt handelt es sich im Unterschied zur uni- bzw. multiaxialen Anisotropie, bspw. bei der magnetokristallinen Anisotropie, um eine unidirektionale Anisotropie, die qualitativ als internes Magnetfeld durch die Austauschwechselwirkung an der AF/F-Grenzfläche aufgefasst werden kann. Ein Antiferromagnet besitzt zwei Sorten von magnetischen Elementarmomenten, wovon die Momente jeder Sorte jeweils untereinander eine ferromagnetische Ordnung aufweisen. Dabei sind die Momente unterschiedlicher Sorten antiparallel zueinander ausgerichtet, wobei diese üblicherweise als sog. Untergitter bezeichnet werden. Im Volumen kompensieren sich jeweils zwei Momente, wodurch das Material in Summe makroskopisch nichtmagnetisch erscheint. An der Grenzfläche können jedoch unkompensierte magnetische Momente auftreten, die wiederum mit den magnetischen Momenten des Ferromagneten über Austauschwechselwirkung koppeln können. Da der Antiferromagnet eine geringere magnetische Suszeptibilität als der Ferromagnet besitzt, wird seine Magnetisierung weniger durch ein externes Magnetfeld beeinflusst und kann dadurch der Magnetisierung des Ferromagneten eine Vorzugsrichtung als eine Art interner Memory-Effekt vorgeben. Um die magnetische Ordnung im Antiferromagneten festzulegen, werden EB-Systeme üblicherweise auf eine Temperatur oberhalb der

Néel-Temperatur (über die Blocking-Temperatur in polykristallinen Systemen) des Antiferromagneten, aber noch unterhalb der Curie-Temperatur des Ferromagneten erhitzt. Dabei wird die antiferromagnetische Ordnung (einiger Körner) der einen Schicht aufgehoben, der Antiferromagnet wird paramagnetisch, während die ferromagnetische Ordnung in der anderen Schicht beibehalten wird. Lässt man dieses System in einem externen Magnetfeld unter die Néel-Temperatur (bzw. Bloching-Temperatur) abkühlen (Feldkühlverfahren), so richten sich die ferromagnetischen Momente entlang des externen Magnetfeldes und die antiferromagnetische Momente, vermittelt durch Austauschwechselwirkung, an den ferromagnetischen Momenten aus (siehe Abb. 2.9). Die energetische Anregung des Antiferromagneten bzw. die Festlegung von dessen Ordnungszustand kann jedoch auch auf andere Weise erfolgen, indem das Schichtsystem bspw. durch Heliumionenbeschuss in einem äußeren Magnetfeld behandelt wird. Eine andere Möglichkeit, den Ordnungszustand im Antiferromagneten festzulegen, besteht darin, den Antiferromagneten bei der Herstellung in einem externen Magnetfeld abzuscheiden. Dabei werden insbesondere dann vergleichsweise hohe Austauschverschiebungsfelder erreicht, wenn der Antiferromagnet im Magnetfeld und direkt auf dem Ferromagneten abgeschieden wird.

Werden polykristalline Antiferromagnete betrachtet, können vier verschiedene Korngrößen-Kategorien unterschieden werden. Die Magnetisierung der kleinsten Körner kann bereits durch thermische Anregung bei Raumtemperatur während der Messung zur Rotation angeregt werden, wobei eine Vielzahl an sog. Spin-Flip-Prozessen auf der experimentellen Zeitskala erfolgt. Dadurch verhalten sich diese AF-Körner superparamagnetisch und verändern damit die Hysteresekurve des Ferromagneten nicht. Um die Vorzugsrichtung der nächstgrößeren AF-Kornklasse zu drehen, muss während der Messung zusätzlich zur Rotation des Ferromagneten Energie aufgewendet werden, wodurch die Hysteresekurve verbreitert und damit das Koerzitivfeld H_{C} erhöht wird. Die drittgrößte Kornklasse ist thermisch stabil und (im Durchschnitt) entlang der durch den Herstellungsprozess festgelegten Vorzugsrichtung des AF-Ordnungszustands ausgerichtet und behält diese Richtung während der Messung bei. Das System erhält dadurch insgesamt eine unidirektionale Anisotropie und der Mittelpunkt der Hysteresekurve verschiebt sich entlang der Magnetfeldachse. Die größten Körner lassen sich nicht in einem Feldkühlverfahren mit limitierter Maximaltemperatur in die gewünschte Vorzugsrichtung ausrichten. Ihre Magnetisierungen sind daher statistisch verteilt und haben im Durchschnitt keinen Einfluss auf die Hysterese des Ferromagneten.

Experimente haben gezeigt, dass der Betrag des Austauschverschiebungsfeldes H_{ex} sowie des Koerzitivfeldes H_{c} antiproportional von der Schichtdicke des Ferromagneten abhängen (siehe Abb. 2.10).[NS99] Oberhalb einer gewissen, von dem Materialsystem abhängigen Mindestschichtdicke hat die Schichtdicke des Antiferromagneten keinen weiteren Einfluss

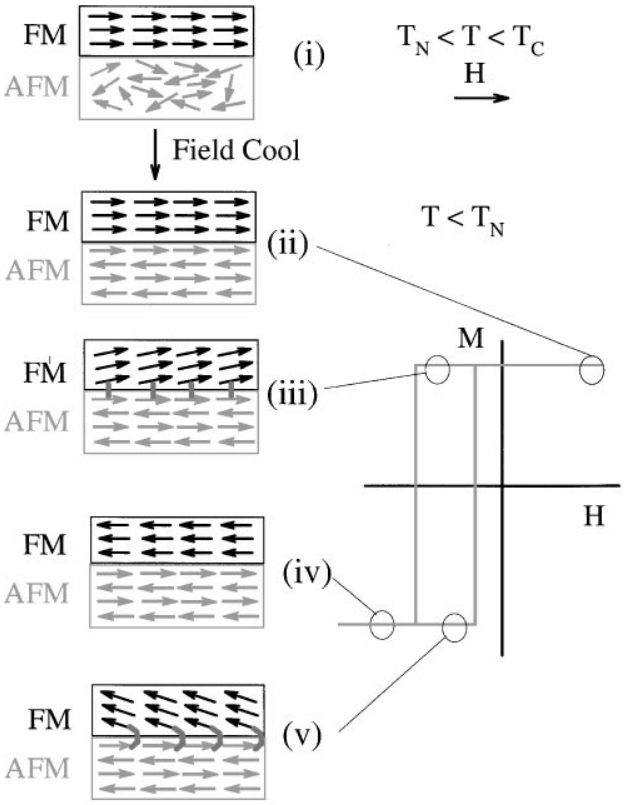


Abbildung 2.9: Schematisches Diagramm von einem EB-System vor dem Feldkühlen (i) und an verschiedenen Stellen im Verlauf einer Hysteresekurve (ii-v).[NS99]

auf H_c und H_{ex}-Feld. Unterhalb dieser Grenze wird jedoch eine nichtlineare Abhängigkeit beobachtet, wobei der EB-Effekt unterhalb einer kritischen Minimalschichtdicke im Antiferromagneten vollständig verschwindet.[NS99]

GMR-Systeme, bei denen eine der ferromagnetischen Schichten durch eine angrenzende antiferromagnetische Schicht gepinnt ist, werden Spinventile genannt (im Englischen spin-valves, SV). Wird ein Spinventil in ein antiparallel zur Vorzugsrichtung der Exchange Bias Schichten ausgerichtetes Magnetfeld gebracht, folgt zuerst die freie ferromagnetische Schicht dem externen Feld, während die durch den Exchange Bias gepinnte Schicht erst bei größeren Feldstärken ummagnetisiert. Dadurch liegt ein Bereich des äußeren Magnetfelds vor, in dem die Schichten antiparallel zueinander ausgerichtet sind und daher einen größeren Widerstand aufweisen.

In Abhängigkeit davon, ob die obere oder untere ferromagnetische Schicht Exchange Bias gepinnt ist, spricht man von einem Top- oder Bottom-Spinventil. Spinventile, bei denen die freie ferromagnetische Schicht von zwei nichtmagnetischen Schichten und diese jeweils von zwei weiteren, jeweils an einen Antiferromagneten gepinnten Ferromagneten begrenzt werden, bezeichnet man als Dual-Spinventile[AHM00]. Neuere Entwicklungen ersetzen den gepinnten Ferromagneten durch sogenannte künstliche Antiferromagneten, die aus zwei ferromagnetischen Schichten bestehen, von denen die äußere durch einen Antiferromagne-

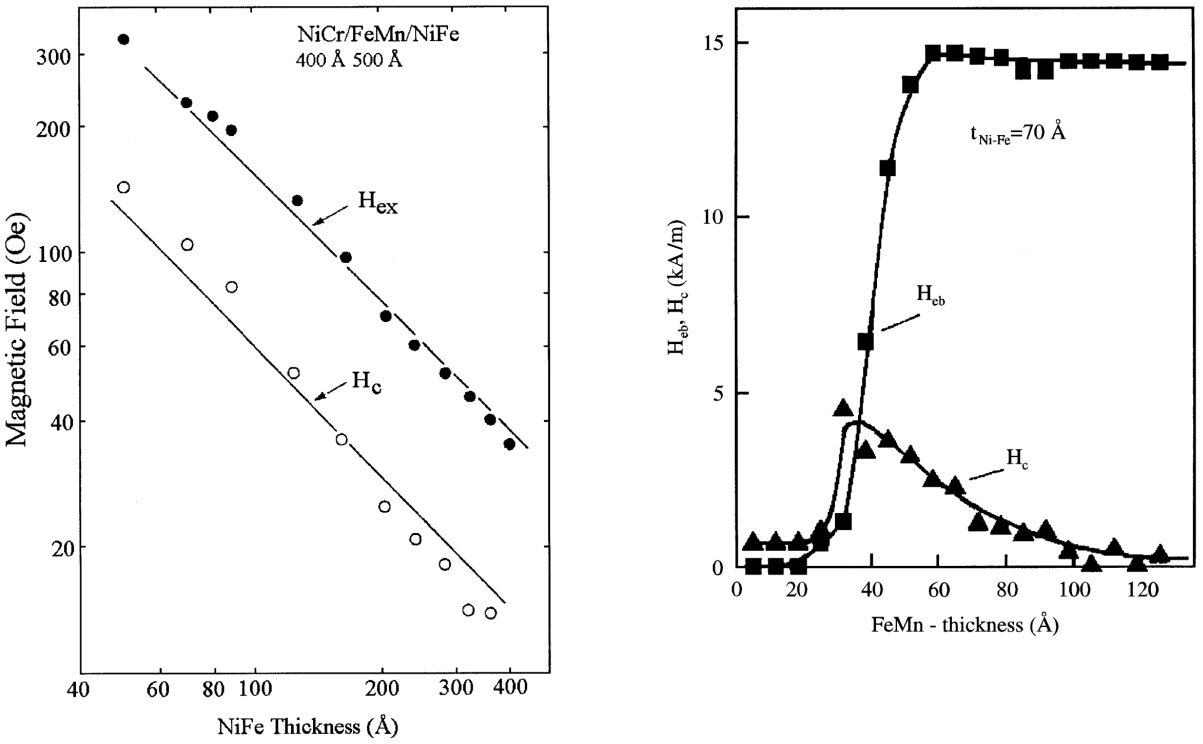


Abbildung 2.10: Abhängigkeit des Austauschverschiebungsfelds H_{ex} und Koerzitivfelds H_{c} von der Schichtdicke des Ferromagneten (links) sowie die Abhängigkeit für H_{ex} und H_{c} von der Schichtdicke des Antiferromagneten (rechts).[NS99]

ten gekoppelt ist und die innere durch eine dünne, nichtmagnetische Schicht (meist aus Ruthenium) stark antiferromagnetisch zwischenschichtaustauschgekoppelt ist.[Die04]

KAPITEL 3

EXPERIMENTELLE METHODEN

3.1 Probenherstellung durch Hochfrequenzkathodenzerstäubung

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden mit einer Leybold-Hereaus Z400 HF-Dioden Sputteranlage hergestellt. Die Anlage arbeitet nach dem Verfahren der Hochfrequenz-Kathodenzerstäubung (englisch high frequency sputter deposition). Dabei wird der Rezipient auf einen Druck unterhalb von 10^{-6} mbar evakuiert und anschließend mit Argon als Inertgas auf einen Druck von 10^{-2} mbar gefüllt. An zwei Elektroden in der Reaktionskammer wird eine Wechselspannung mit der Radiofrequenz von 13.56 MHz angelegt. Durch Gasstoß wird ein Argonplasma gezündet. Die Elektronen haben ein viel geringeres Masse-zu-Ladungs-Verhältnis im Vergleich zu den Argonionen, wodurch sie durch die Wechselspannung zu weiteren Bewegungen angeregt werden und auf die Elektroden treffen. Die Targetelektrode ist mit der Hochfrequenzspannungsquelle über einen in Reihe geschalteten Kondensator verbunden. Durch den Kondensator können die auftreffenden Elektronen nicht abfließen, weswegen die Targetelektrode zur Kathode wird. Zwischen der Targetkathode und der Substratelektrode entsteht ein Gleichspannungspotential (DC-Potential), dem die schwereren Argonionen folgen können. Die Argonionen werden in dem Potential beschleunigt und treffen auf die Targetelektrode, wo sie das Targetmaterial zerstäuben. Das größtenteils elektrisch neutrale Material setzt sich auf dem gegenüberliegenden Substrat ab (siehe Abb. 3.1).

Für die Proben in dieser Arbeit wurden 1 cm x 1 cm große Substrate aus einkristallinem Silizium verwendet. Jeweils zwei Proben pro Charge wurden per Anschlag auf den Substrathalter positioniert und mit Kaptonband fixiert. 15 Minuten vor der Herstellung

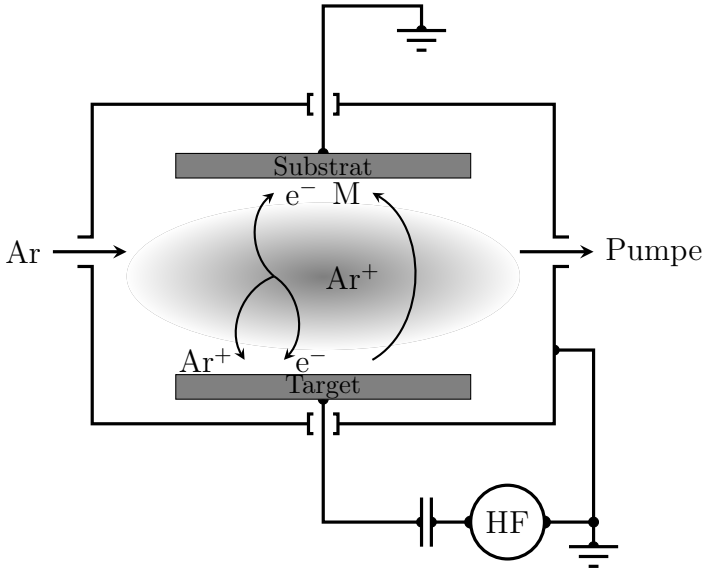


Abbildung 3.1: Schema eines HF-Kathodenzerstäubungs-Aufbau.[Huc11]

jeder Einzelschicht wurde das Plasma in einem anderen Teil der Anlage gezündet, um Verunreinigung des Targetmaterials auszuschließen und eine konstante Sputterrate zu gewährleisten. Zu Beginn der Schichtherstellung wurde die Targetelektrode mit dem Plasma über das Substrat geschwenkt. Während der Herstellung wurden der Druck und das DC-Potential konstant gehalten, wobei die Proben einem homogenen Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche mit einer Feldstärke von 28 kA/m ausgesetzt waren.

3.2 Kerr-Magnetometrie

Kerr-Magnetometrie ist ein etabliertes Verfahren zur oberflächensensitiven Messung von Magnetisierungskurven eines Materials und eignet sich daher insbesondere zur Untersuchung von magnetischen Dünnschichtsystemen. Der dabei genutzte magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) beschreibt die Änderung der Polarisation von linear polarisiertem Licht bei der Reflexion an einer magnetischen Oberfläche. Der Effekt ist benannt nach John Kerr, der diesen 1877 entdeckt hat[Ker77], und ist das Pendant zum Farraday-Effekt, der den Einfluss eines transparenten magnetischen Mediums auf einen linear polarisierten Lichtstrahl bei der Transmission beschreibt.

Ein linear polarisierter Lichtstrahl, der auf eine glatte, leitende Metalloberfläche auftrifft, ruft in dieser eine Oszillation der Leitungselektronen hervor, die wiederum als Hertz'scher Dipol wirken und eine elektromagnetische Welle abstrahlen. Ist der einfallende Strahl genau parallel zur Einfallsebene linear polarisiert (p-Geometrie) oder exakt senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiert (s-Geometrie) und existiert kein magnetisches Feld in dem

reflektierenden Material, ändert sich die Polarisation des reflektierten Lichts nicht.[Dem13]

Neben dem Faraday- und Kerr-Effekt existiert noch der Voigt-Effekt, der weitere quadratische Einflüsse der Magnetisierungsrichtung auf die Lichtpolarisation bei anisotropen, kristallinen Medien zeigt. Wird eine möglicherweise vorhandene Kristallstrukur vernachlässigt und nur die beiden ersten Effekte betrachtet, so lassen sich die Einflüsse der Magnetisierung auf die Polarisation durch das Wirken der Lorentzkraft auf die elektrische Flussdichte beschreiben:

$$D = \epsilon(E + iQm \times E). \tag{3.2.1}$$

Die elektrische Flussdichte D enthält nun neben der normalen (linearen in isotropen Medien) Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E und der (linearen) Permittivität ϵ auch einen Term für die Lorentzkraft mit der relativen (um die Sättigungsmagnetisierung gekürzten) Magnetisierung m und der spin- und materialabhängigen Voigt-Konstante Q als Proportionalitätsfaktor. Die Permittivität $\tilde{\epsilon}$ wird damit zu einem Tensor zweiten Grades:

$$D = \epsilon \begin{pmatrix} 1 & -iQm_3 & iQm_2 \\ iQm_3 & 1 & -iQm_1 \\ -iQm_2 & iQm_1 & 1 \end{pmatrix} E. \tag{3.2.2}$$

Gibt es eine elektrische Feldkomponente des linear polarisierten Lichtes, die senkrecht zur Magnetisierungsrichtung liegt, so ergibt sich eine resultierende elektrische Oszillation senkrecht zur Polarisationsebene und Magnetisierung. Nach dem Huygens'schen Prinzip ist die ausgestrahlte Welle nun eine Superposition aus der Welle mit der ursprünglichen Polarisation und den dazu senkrechten Komponenten. Der neue Strahl hat bei entsprechender Geometrie also eine elliptische, zur Ursprungsrichtung gedrehte Polarisation.

Beim MOKE kann zwischen drei einfachen Geometrien unterschieden werden: Bei der polaren Geometrie werden nur die Magnetisierungkomponenten senkrecht zur Oberfläche betrachtet. Ist die Magnetisierungsrichtung parallel zur Oberfläche und Einfallsebene, spricht man vom longitudinalen MOKE, und bei einer Magnetisierung parallel zur Oberfläche, aber senkrecht zur Reflexionsebene spricht man von einem transversalen Effekt. Des Weiteren kann man zwischen linear s- und p-polarisiertem Licht unterscheiden, dessen elektrische Polarisationsrichtung senkrecht oder parallel zur Einfallsebene steht.[HS98]

In dieser Arbeit wurde mit einem Kerr-Magnetomer in longitudinaler Geometrie mit s-polarisiertem Licht (L-MOKE) gemessen, da transversale Komponenten der Magneti-

sierung parallel zur s-Polarisation sind und daher keinen Effekt hervorrufen und polare Komponenten der Magnetisierungen in dünnen Schichten aus $Co_{70}Fe_{30}$ vernachlässigt werden können.

Das Licht stammte dabei aus einem Laser mit einer Wellenlänge von 635 nm[Müg16], welches in einem Polarisator linear polarisiert wird (senkrecht zur Einfallsebene). Das Licht traf dabei im 55° Winkel auf die Probenoberflächen. Der reflektierte Strahl wurde mit einem Linsensystem fokussiert und mit einem zweiten Polarisator wieder linear polarisiert. Der zweite Polarisator ist dabei um (fast) 90° gegenüber der ursprünglichen Polarisationsrichtung gedreht und filtert daher die Intensitätskomponenten in dieser Richtung heraus. Eine Photodiode misst die proportional zu dem MOKE-Effekt auftretende Änderungen der Intensität.

Zum Start der Messung wurde die Probe mit einem Elektromagnet bestehend aus zwei Spulen mit Eisenkern parallel zur Einfallsebene aufmagnetisiert. Während der Messung wurde das Magnetfeld reguliert, um die Hysterese der Probe zu durchlaufen. Gleichzeitig wurden Intensitätsänderungen an der Photodiode und die Stärke des Magnetfelds mit einer Hallsonde in Nähe der Probe detektiert. Auf jeder Probe wurden die Messungen dabei an 3×3 Punkten in einer Fläche von 6 mm × 6 mm wiederholt. Durch eine Fixiervorrichtung wurde die Ausrichtung der einzelnen Proben konstant gehalten. Die Abstände der Messpunkte auf einer Probe konnten mit einem computergesteuerten Verschiebetisch präzise eingestellt werden. Der Startpunkt unterlag durch die bei der Herstellung unterschiedlich abgeklebten Fläche einer Schwankung von ungefähr 2 mm von Probe zu Probe.

3.3 Widerstandsmessung

Die Riesenmagnetowiderstandsmessungen in dieser Arbeit wurden mit der 4-Punkt-Methode durchgeführt. Die 4-Punkt-Methode dient zum Messen von Flächenwiderständen, bei denen der Widerstand von Kontakten oder Zuleitungen die Messung beeinflussen würde. Diese Methode wurde bereits 1915 zur Messung des elektrischen Widerstands von Erdreich durch Wenner et al.[Wen15] und 1952 von Valdest et al.[Val52] zur Vermessung von Halbleiterwiderständen verwendet.

Dabei wird die Probe durch vier Spitzen in gleichen Abständen in einer Linie kontaktiert (siehe Abb.3.2). Die äußeren beiden Kontakte werden an eine Konstantstromquelle angeschlossen, die dafür sorgt, dass ein konstanter Strom durch die Schicht fließt. An den zwei inneren Kontakten wird der Potentialabfall über die Schicht zwischen den inneren Spitzen bestimmt. Besitzt das Spannungsmessgerät einen ausreichend großen Innenwiderstand,

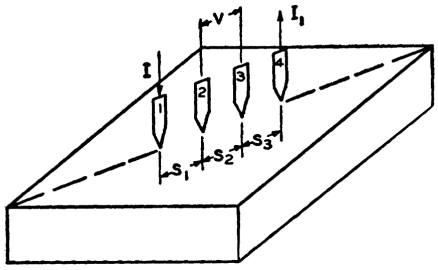


Abbildung 3.2: 4-Punkt-Messung in der Geometrie nach WENNA et al. und VALDES et al mit 4 äquidistanten Spitzen, wobei die äußeren zwei Spitzen stromführend sind und die inneren zwei Spitzen zur Potentialmessung dienen (verändert nach[Val52]).

kann der Strom, der durch das Spannungsmessgerät fließt, im Vergleich zu dem Strom, der durch die Probe fließt, vernachlässigt werden. Damit können die Widerstände der Messkontakte und Zuleitungen vernachlässigt werden und die gemessene Potentialdifferenz entspricht der Potentialdifferenz auf der Probe. Der Strom zwischen den inneren Kontakten kann dann als gleich dem Strom zwischen den äußeren Kontakten angenommen werden und damit der Ohm'sche Widerstand zwischen den inneren Kontakten erhalten werden. Wird die Messung in einem veränderlichen externen Magnetfeld parallel zur Oberfläche durchgeführt, lässt sich die Widerstandsänderung aufgrund des GMR-Effektes in CIP-Geometrie bestimmen.

Für diese Arbeit wurde der in der Arbeitsgruppe vorhandene Messstand für magnetoresistive Effekte genutzt. Die Widerstandsmessung wird dabei mit einem in der AG EHRESMANN entwickelten Messkopf mit vier vergoldeten Federstiften durchgeführt. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Kontakten beträgt jeweils 2 mm. Durch einen Elektromagneten mit einem Eisenkern, der als Magnetfeldleiter nach dem Prinzip eines „magnetischen Kreises“ mit Luftspalt im Messbereich erzeugt, kann die Widerstandsmessung in einem homogenen Magnetfeld durchführt werden.

In Rahmen dieser Arbeit wurde die Probenauflage um eine Halterung für eine Hallsonde ergänzt, um während der Messung die magnetische Flussdichte unmittelbar im Bereich der Probe zu vermessen (siehe Abb. 3.3). Störquellen in der elektrischen Kontaktierung wurden auf ein Minimum reduziert. Die vorhandene Messsoftware, geschrieben in *LabVIEW* von *National Instruments*, wurde weiterentwickelt und komplett überarbeitet. Dabei wurde unter anderen die Genauigkeit der Magnetfeldmessung, die Protokollierung von Messdaten, die Automatisierung und die Benutzeroberfläche optimiert sowie die Funktionalität der Software erweitert.

Das Magnetfeld lag während der Messungen parallel zu der bei der Herstellung vorgegebe-

nen unidirektionalen Anisotropie des EB-Systems im Spinventil an. Die Widerstandsmessung wurde senkrecht zum Magnetfeld durchgeführt, um den anisotropen magnetoresistiven Effekt (AMR) zu minimieren. Das Ansprechverhalten des Eisenkerns auf die Änderung des Magnetfelds wurde untersucht und aufgrund dessen folgender Kompromiss aus Messgeschwindigkeit und Messgenauigkeit für diese Arbeit gewählt: Nach jeder Änderung des Spulenstroms wird dem Eisenkern ein Zeitraum 100 ms Zeit gegeben, um eine konstante Feldstärke einzustellen. Dann werden über weitere 100 ms jeweils 100 Datensätze für Spannungs- und Magnetfeldmessung aufgenommen und für je einen Datenpunkt gemittelt. Die Proben wurden jeweils in der Mitte der Oberfläche vermessen, um Widerstandsänderungen durch die Ränder zu vermeiden. Der Fehler für die Positionierung des Messkopfes von der Mitte beträgt in etwa 2 mm und weniger als 3° für den Winkel. Jede Probe wurde mindestens durch zwei unabhängige Messungen untersucht.

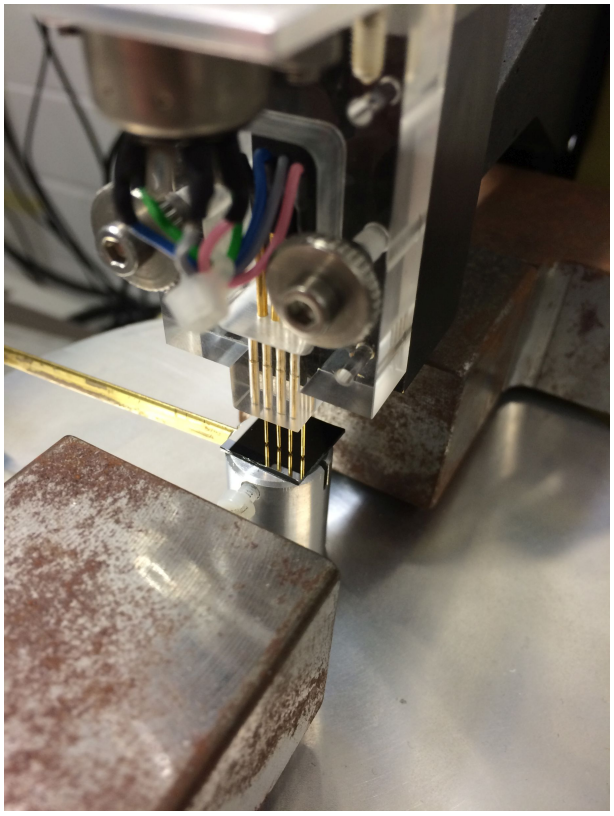


Abbildung 3.3: Messstand für Magnetoresistive-Effekte: Die zwischen den Polschuhen des Elektromagneten befindliche Probe wird mit vier Federstiften kontaktiert. Die magnetische Flussdichte wird mittels einer Hallsonde (links vom Probenhalter) gemessen.

KAPITEL 4

ERGEBNISSE UND DISKUSSION

4.1 Aufbau des GMR-Schichtsystems

Ziel dieser Arbeit ist es, ein GMR-System mit möglichst großer Effektamplitude zu etablieren, um dieses perspektivisch zum sensitiven Nachweis von mikroskopischen magnetischen Partikeln verwenden zu können. Eine wichtige Randbedingung für das Design des GMR-Systems ist die limitierte Anzahl an Targetmaterialien in der Beschichtungsanlage der Arbeitsgruppe, wobei lediglich vier Materialien ohne Vakuumbruch abgeschiedenen werden können. Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Materialien handelt es sich um den Ferromagneten Cobalteisen ($Co_{70}Fe_{30}$), den Antiferromagneten Iridiummangan ($Ir_{17}Mn_{83}$), das diamagnetische Halbedelmetall Kupfer (Cu) und das Übergangsmetall Tantal (Ta).

Aus dem Ferromagneten $Co_{70}Fe_{30}$ und dem Antiferromagneten $Ir_{17}Mn_{83}$ können sog. austauschverschobene magnetische Dünnschichtsysteme hergestellt werden, die eine ausgeprägte Verschiebung der Hysteresekurve des Ferromagneten entlang der Magnetfeldachse um das Austauschverschiebungsfeld H_{ex} aufweisen.[USK15] Legierungen aus Cobalt und Eisen, die einen hohen Anteil an Cobalt aufweisen, eignen sich dabei besonders für die Herstellung von GMR-Strukturen mit hohen Änderungen des elektrischen Widerstands, da diese Legierungen eine höhere Sättigungsmagnetisierung aufweisen als bspw. NiFeCo, jedoch eine niedrigere magnetische Anisotropie als reines Cobalt. Zudem sind im Gegensatz zu Nickel weder Eisen noch Cobalt in Kupfer löslich, wodurch Grenzflächendurchmischungseffekte und damit Spin-Flip-Streuprozesse reduziert werden. Dadurch ist eine Optimierung der Grenzflächen durch Cobalt, wie sie bei NiFe/Cu-Systemen üblich ist, nicht erforderlich.[Wan97] [Die04] Kupfer eignet sich aufgrund seiner dem Majoritätsladungsträgerband von Cobalteisen ähnlichen Bandstruktur gut als Material für die nichtmagnetische Trennschicht zwischen den ferromagnetischen Elektroden des GMR-Systems. Als Deckschichtmaterial verhindert Tantal einerseits Oxidationsprozesse an der freien ferromagnetischen Elektrode.

Andererseits kann Tantal als Pufferschicht zwischen Silizumsubstrat und dem Schichtsystem der Referenzelektrode dienen und unterstützt durch das Ausbilden einer möglichst glatten Oberfläche und eines geeigneten Kristallgitters die Wachstumsbedingungen für die darüberliegenden Schichten. [Die04]

Verschiedene GMR-Systeme, bei denen in der Literatur beschriebene Schichtaufbauten [AHM00] [FFC07] [CLD17] an die zur Verfügung stehenden Materialien der Beschichtungsanlage angepasst wurden, zeigten keinen signifikanten GMR-Effekt.

Umemoto et al. haben im Jahr 1998 CoFe/IrMn-Top-Spin-Ventile vorgestellt, bei denen die Tantal-Pufferschicht durch eine dünne Kupferschicht mit nominalen Schichtdicken unterhalb von einem Nanometer ergänzt wurde. Die Autoren führen an, dass bei ihren Herstellungsparameter für eine nominale Kupferschichtdicke von 0.75 nm noch keine geschlossene Kupferschicht ausgebildet wird, sondern es stattdessen zu Inselwachstum kommt, welches im Rahmen der untersuchten Systeme die kristalline Ordnung der darüberliegenden Schichten reduziert. Im Vergleich zu dem ursprünglichen GMR-System, das lediglich Tantal als Pufferschicht hat, ist die GMR-Effektamplitude auf das 1.8-fache (auf circa 4.75%) verbessert. [UMO98]

Eine Variation des Systems von Umemoto et al., das im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurde, zeigte auf Anhieb einen GMR-Effekt von 9% und wird im Folgenden als Standardsystem bezeichnet (siehe Abb.4.1).

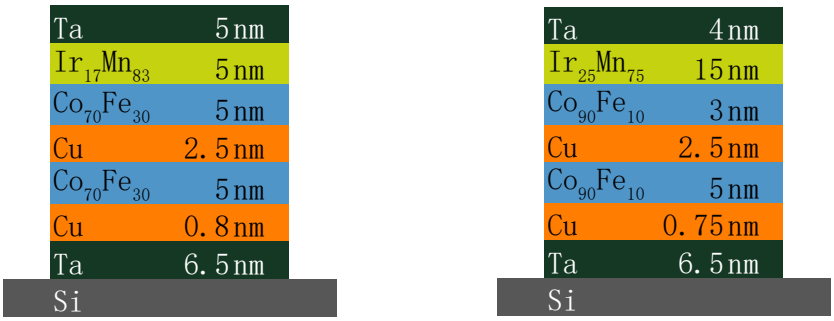


Abbildung 4.1: Vergleich des Aufbaus der Schichtsysteme des Standardsystems (links) mit jenem von Umemoto et al. (rechts).

4.2 Einfluss des DC-Potentials beim Abscheidungsprozess

Da bei dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Standardsystem (Abb. 4.1) vergleichsweise geringe Schichtdicken im Bereich weniger Nanometer bis Subnanometer vorkommen, sind in Abhängigkeit von der jeweiligen Materialabscheiderate die entsprechenden Beschichtungszeiten vergleichsweise kurz. Beispielsweise beträgt die Beschichtungsdauer bei der Herstellung einer Kupferschicht mit einer nominellen Schichtdicke von 0.8 nm bei einer Abscheiderate von 6 nm/min lediglich 8 Sekunden. Dadurch, dass das Ausgangsmaterial-Target mit dem gezündeten Plasma zu Beginn der Herstellung der jeweiligen Schicht über das Substrat rotiert wurde, ergibt sich eine Unsicherheit des Startzeitpunkts von einigen Sekunden beziehungsweise eine ungleichmäßige Beschichtung während des Einschwenkvorgangs. Diese Unsicherheit ist bei der Herstellung der Kalibrierproben zur Charakterisierung der Abscheideraten mit Schichtdicken im Bereich von 300 nm und mehr üblicherweise von untergeordneter Bedeutung, besitzt jedoch beim Abscheiden von dünnen bis ultradünnen Schichten einen signifikanten Einfluss auf die strukturellen und magnetischen Eigenschaften des jeweiligen Materials.

Um die Unsicherheit des Einschwenkvorgangs zu minimieren, wurden Proben bei möglichst niedrigen DC-Potentialen und dementsprechend vergleichsweise geringen Abscheideraten hergestellt. Auch wenn einige Proben selbst bei sehr niedrigen DC-Potentialen (vgl. Tab. 4.1 und Abb. 4.2) noch GMR-Effekt-Amplituden von bis zu 7% und mehr zeigten, war wiederum bei Chargen mit nahezu identischen Herstellungsparametern kein signifikanter GMR-Effekt quantifizierbar. Zudem führten geringfügige Abweichungen im Bereich von bis zu einem Nanometer in den jeweiligen Schichtdicken in Vorversuchen dazu, dass kein GMR-Effekt mehr festgestellt werden konnte. Es konnte dadurch herausgestellt werden, dass sich die angeführten Abscheidekonditionen bei geringen DC-Potentialen trotz einer damit einhergehenden Reduzierung des systematischen Fehlers beim Einschwenkvorgang nicht für eine weitere Parameterstudien eignen.

Weitere Voruntersuchungen haben zudem gezeigt, dass ausschließlich unter Verwendung von vergleichsweise hohen DC-Potentialen von 750 V für IrMn sowie 600 V für Cu und CoFe eine hohe Reproduzierbarkeit zwischen Chargen mit nahezu identischen Herstellungsbedingungen gewährleistet werden kann, wobei die erhaltenen GMR-Effekt-Amplituden stets Werte im Bereich von 8%-10% erreichten. Aufgrund dessen wurden diese Herstellungsparameter für die nachfolgende Parameterstudie des Spin-Ventils bzgl. der relevanten Schichtdicken, der beiden ferromagnetischen Elektroden, der Zwischenschicht und des Antiferromagneten verwendet.

DC-	GMR-	DC-Potential /V						
Potential	Amplitude	Ta(6.5)	Cu(0.8)	CoFe(5)	Cu(2.5)	CoFe(5)	IrMn(5)	Ta(5)
sehr hoch	0.1-7.0%	550	800	600	800	700	800	550
hoch	8.1-10.0%	550	600	600	600	600	750	550
niedrig	0.2-9.8%	550	350	500	350	500	600	550
sehr niedrig	0.0-7.7%	550	300	350	300	350	450	550

DC-	GMR-	Abscheiderate /nm/min						
Potential	Amplitude	Ta(6.5)	Cu(0.8)	CoFe(5)	Cu(2.5)	CoFe(5)	IrMn(5)	Ta(5)
sehr hoch	0.1%-7.0%	2.23	11.28	3.24	11.28	4.46	6.06	2.23
hoch	8.1%-10.0%	2.23	6.03	3.24	6.03	3.24	5.73	2.23
niedrig	0.2%-9.8%	2.04	1.82	2.01	1.82	2.01	3.52	2.04
sehr niedrig	0.0%-7.7%	2.1	1.25	1.02	1.25	1.02	1.91	2.1

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der verwendeten Herstellungsparameter. Der Argon-Gasfluss bei der Herstellung betrug 140 sccm.

Generell kann der Einfluss des DC-Potentials auf den GMR-Effekt der Spin-Ventil-Systeme mit der thermischen Stabilität des der durch den Exchange Bias Effekt festgelegten Referenzelektrode korreliert werden. Ein wesentliches Kriterium in der Beschreibung des EB in polykristallinen Materialsystemen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, ist die Korngrößenverteilung und Anisotropie im Antiferromagneten, wobei Arbeiten von O'Grady[OFOVF10] et al. gezeigt haben, dass sich durch Variation des DC-Potentials der laterale Korndurchmesser beeinflussen lässt. Somit ist anzunehmen, dass bei geringen DC-Potentialen ein kleinerer mittlerer Korndurchmesser vorliegt, was wiederum gleichbedeutend mit einem vergleichsweise höheren Anteil an AF-Körnern ist, die entweder thermisch instabil sind oder zu einer Vergrößerung des Koerzitivfeldes beitragen, und der Anteil an Körnern, die zu einem thermisch stabilen EB-Effekt beitragen, geringer ist. Weitere Einflussgrößen auf den EB-Effekt sind neben der Korngrößenverteilung die Grenzflächenrauigkeit sowie das Kristallwachstum in der AF-Schicht, wobei Letzteres ebenfalls maßgeblich durch die Abscheidungsbedingungen sowie die Struktur der Pufferschicht beeinflusst wird.

4.3 Datenauswertung und nichtlineare Regression

Ein übliches Verfahren zur analytischen Darstellung der M(H)-Abhängigkeit einer ferromagnetischen Schicht, die bspw. bei einer longitudinalen MOKE-Messung entlang der leichten Richtung des Materials aufgenommen wurde, ist die Annäherung der experimentellen Daten durch Arkustangens-Funktionen.[Müg16] Die Vorteile des Verfahrens bestehen darin, dass auf Basis einer zuvor erfolgten Separation der Datenpunkte aus den beiden unterschiedlichen Ästen der Hysterese (Hin- und Rückweg) eine gesamte Messung, in der u.a.

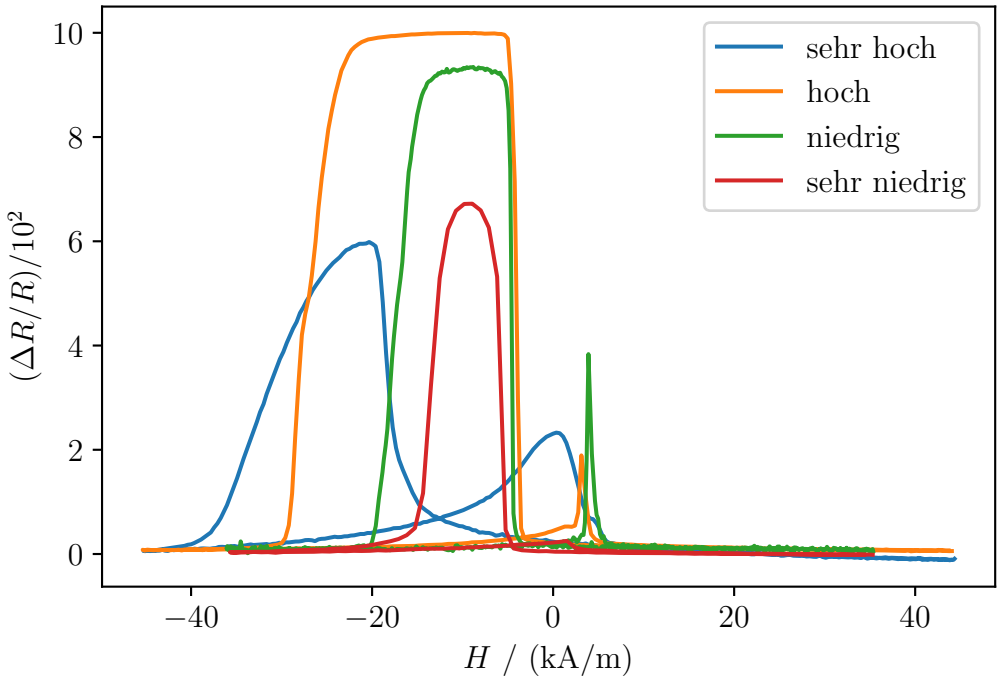


Abbildung 4.2: GMR-Messkuven für verschiedene DC-Potentiale.

auch mehrere Teilhysteresekurven auftreten können, durch eine analytische Funktion (siehe Funktion 4.3.1) dargestellt werden können. Dabei werden die interessierenden Kenngrößen des Materials wie Koerzitiv- oder das Austauschverschiebungsfeld durch Kopplung des Ferromagneten an eine antiferromagnetische Schicht direkt aus den Fitparametern der Funktion erhalten (siehe Abb. 4.3).

$$\begin{aligned} M(H) = \Delta M_1 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \tan^{-1}\left(\frac{(H + H_{\mathrm{ex,P}} \pm H_{\mathrm{c,P}})}{A_1}\right) \\ + \Delta M_2 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \tan^{-1}\left(\frac{(H + H_{\mathrm{ex,F}} \pm H_{\mathrm{c,F}})}{A_2}\right) \end{aligned} \tag{4.3.1}$$

Bei den Formeln ist M Magnetisierung abhängig vom externen Feld (auf das Signal bei magnetischer Sättigung normiert). ΔM sind die Hübe der Hysteresen. A sind zur Streckung der Arkustangesfuntkion benötigte Fitfaktoren.

Um eine gute Vergleichbarkeit der Messdaten zu erreichen, wurde für diese Arbeit ein ähnliches Verfahren für das Annähern der GMR-Kurven entwickelt. Analog zur nichtlinearen Regression bei Doppelhysteresekurven durch Superposition zweier Arkustangens-Funktionen wurden die relativen Widerstandsänderungen bei dem Auftreten des GMR-Effekts durch die Differenz zweier Arkustangens-Funktionen angenähert (siehe Funktion

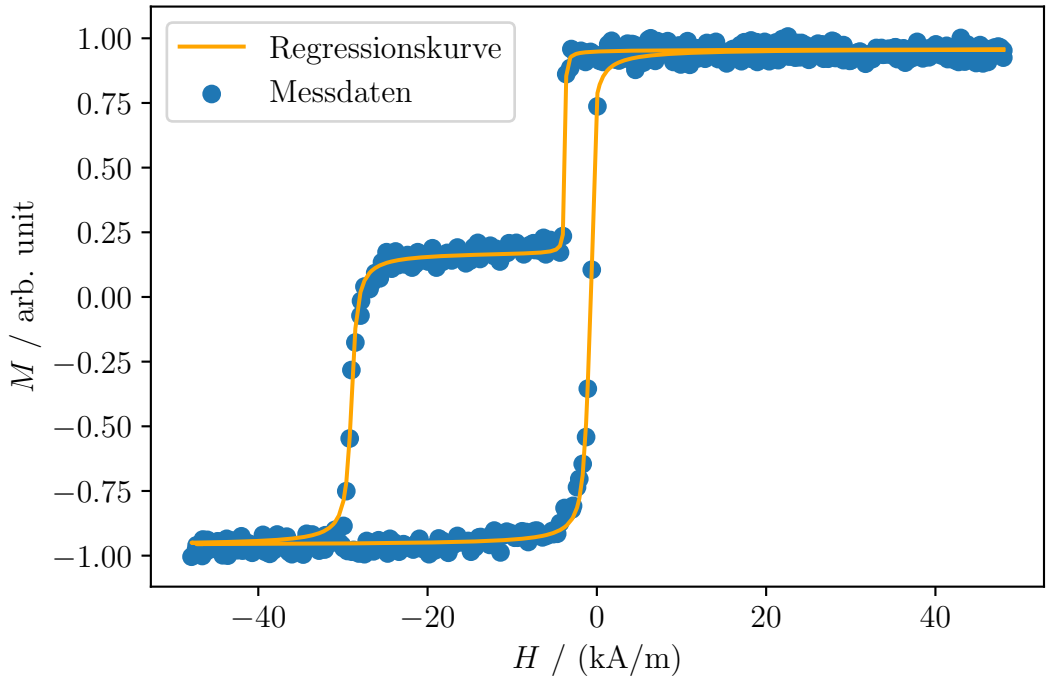


Abbildung 4.3: Beispiel einer nichtlinearen Regression von MOKE-Messdaten.

4.3.2). Mit Hilfe von Funktion 2.1.1 lassen sich direkt die Messwerte des absoluten Widerstands fitten (siehe Abb. 4.4):

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta R_{\text{max}}}{R} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \left| \tan^{-1}\left(\frac{(H + H_{\text{ex,P}} \pm H_{\text{c,P}})}{A_1}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{(H + H_{\text{ex,F}} \pm H_{\text{c,F}})}{A_2}\right)\right|, \tag{4.3.2}$$

$$R(H) = R_{\text{min}} \cdot \left(1 + \frac{\Delta R}{R}\right) \tag{4.3.3}$$

Analog zu der in Kapitel 2.1.4 besprochenen Winkelabhängigkeit aus Formel (2.1.6) besteht eine weitere Möglichkeit darin, die relativen Änderungen des elektrischen Widerstands in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld durch den Kosinus aus der Differenz der Arkustangens-Funktionen anzunähern; es ist:

$$R(H) = R_{\text{min}} \cdot \left(1 + \frac{\Delta R_{\text{max}}}{R} \cdot 0.5 \cdot \left(1 - \cos\left(\tan^{-1}\left(\frac{(H + H_{\text{ex,P}} \pm H_{\text{c,P}})}{A_1}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{(H + H_{\text{ex,F}} \pm H_{\text{c,F}})}{A_2}\right)\right)\right)\right). \tag{4.3.4}$$

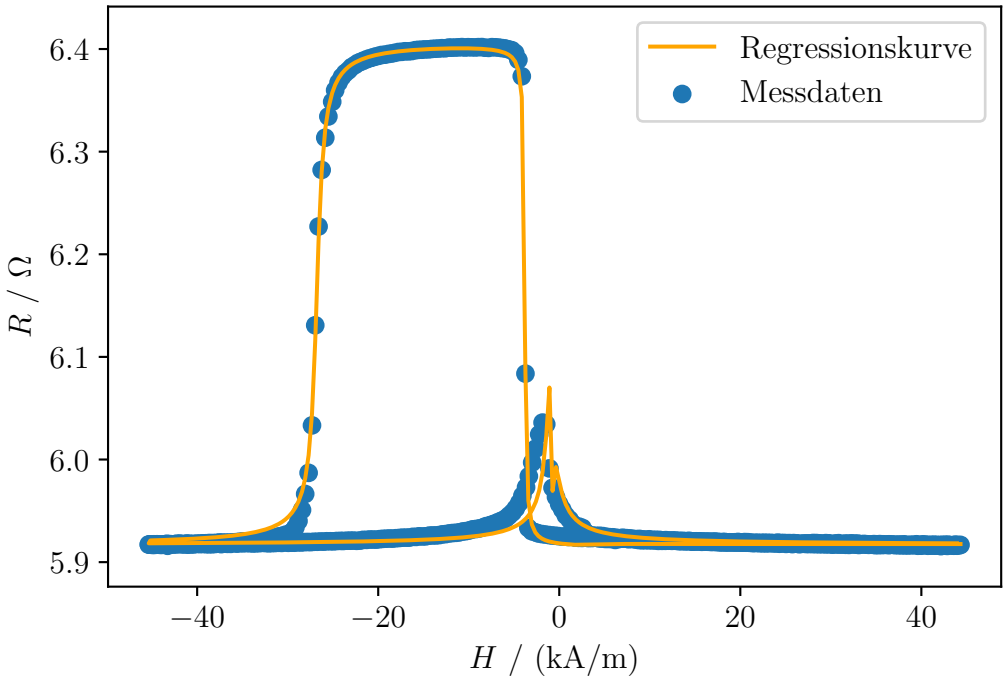


Abbildung 4.4: Beispiel einer nichtlinearen Regression von GMR-Messdaten.

Der Wechsel von der Differenzdarstellung (Formel 4.3.3) zum Kosinus der Differenz (Formel 4.3.4) der Arkustangens-Funktionen ändert das Bestimmtheitsmaß R^2 (Formel 4.3.5) des Fits von durchschnittlich 0.994 ± 0.002 auf 0.997 ± 0.001. Die größten Änderungen der Fitwerte zwischen den beiden Funktionen bei einer Messung treten bei dem Fitparamter A auf, der die Form der Arkustangens-Funktion beeinflusst und ein Maß dafür ist, wie hoch die sog. Squareness des Kurvenverlaufs ist, d.h. wie eckig oder abgerundet die Hystereseschleife verläuft. Die durchschnittliche Änderung der verbleibenden Fitwerte durch die Wahl der Fitfunktion beträgt in der Regel weniger als 3%. Qualitativ wirkt sich die Wahl der Fitfunktion zudem darauf aus, wie gut die Feinstruktur des Nebenpeaks beschrieben werden kann. Eine Möglichkeit, Nebenpeaks stärker im Fitprozess zu berücksichtigen, besteht bspw. darin, eine erhöhte Dichte der Messpunkte in diesen Feldbereichen aufzunehmen, sodass diese bei der Festlegung des Bestimmtheitsmaßes nicht unterrepräsentiert werden:

$$R^2 = 1 - \frac{\sigma_{\text{res}}^2}{\sigma_{\text{tot}}^2}. \tag{4.3.5}$$

Dabei bezeichnet σ_{res}^2 die Varianz der Messwerte von der Fitfunktion und σ_{tot}^2 die Varianz der Messwerte vom arithmetischen Mittel. Da für die Analyse die vorhandene Software nur für Doppelhysterese reiner EB-Systeme optimiert ist und keine Software für die Analyse von magnetfeldabhängiger Widerstandsmessung vorhanden war, wurden alle für diese

Arbeit benötigten Analysewerkzeuge in Python entwickelt.

4.4 Vergleich der GMR- und L-MOKE Messungen

Da das aufgenommene Signal bei einer L-MOKE-Messung proportional zur Summe der Magnetisierungskomponenten der ferromagnetischen Schichten in Richtung des externen Magnetfelds verläuft und die GMR-Effektamplitude wiederum mit dem Differenzwinkel zwischen der magnetfeldabhängigen Magnetisierung der freien und Referenzelektrode ist, lässt sich der L-MOKE-Signalverlauf qualitativ mit der relativen Änderung des elektrischen Widerstands als Funktion des äußeren Magnetfelds vergleichen.

Aus den nichtlinearen Regressionen der GMR- und L-MOKE-Messungen ergeben sich jeweils die Werte für das Austauschverschiebungsfeld $H_{\mathrm{ex,P}}$ und für das Koerzitivfeld $H_{\mathrm{c,P}}$ des gepinnten Ferromagneten sowie des freien Ferromagneten $H_{\mathrm{ex,F}}$,$H_{\mathrm{c,F}}$. Zum Vergleich der beiden Messmethoden werden die jeweiligen Parameter aller Messungen je Charge der Parameterstudie gemittelt und anschließend die Abweichung zwischen den Mittelwerten der GMR- und MOKE-Messung bestimmt. Dabei ergeben sich im Durchschnitt um $0.6 \pm 1.2 kA/m$ größere Werte für das Austauschverschiebefeld des gepinnten Ferromagneten $H_{\mathrm{ex,P}}$ bei der GMR-Messung als bei der MOKE-Messung. Die durchschnittliche Abweichung für das Koerzitivfeld des gepinnten Ferromagneten $H_{\mathrm{c,F}}$ beträgt $0.6 \pm 0.9 kA/m$. Für den freien Ferromagneten sind dagegen im Durchschnitt die Werte $H_{\mathrm{ex,F}}$,$H_{\mathrm{c,F}}$ bei der MOKE-Messung um jeweils $0.1 \pm 0.4 kA/m$ größer. Da die Standardabweichung der Differenzen jeweils größer als der Mittelwert der Differenzen der Messmethoden ist, kann ein systematischer Fehler durch Bevorzugen der einen oder anderen Messmethode ausgeschlossen werden. Wie in dem Bild 4.5 zu sehen ist, ist die Abweichung zwischen den Messmethoden in der gleichen Größenordnung wie die Standardabweichung zwischen den einzelnen Messungen der gleichen Charge und kleiner als die Abweichung zwischen unterschiedlichen Chargen, die mit identischen Parametern hergestellt worden.

4.5 Disskussion der Messgraphen

Ein anschaulicher Vergleich von der Hystersekurve und Magnetowiderstandskennlinie eines Spin-Ventils ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Dabei sind unterscheidbare Bereiche, die jeweils in beiden Kurven vorkommen, mit der gleichen römischen Zahl markiert. Die Erklärung für die Lage und für die Werte der einzelnen Bereiche soll im Folgenden diskutiert werden.

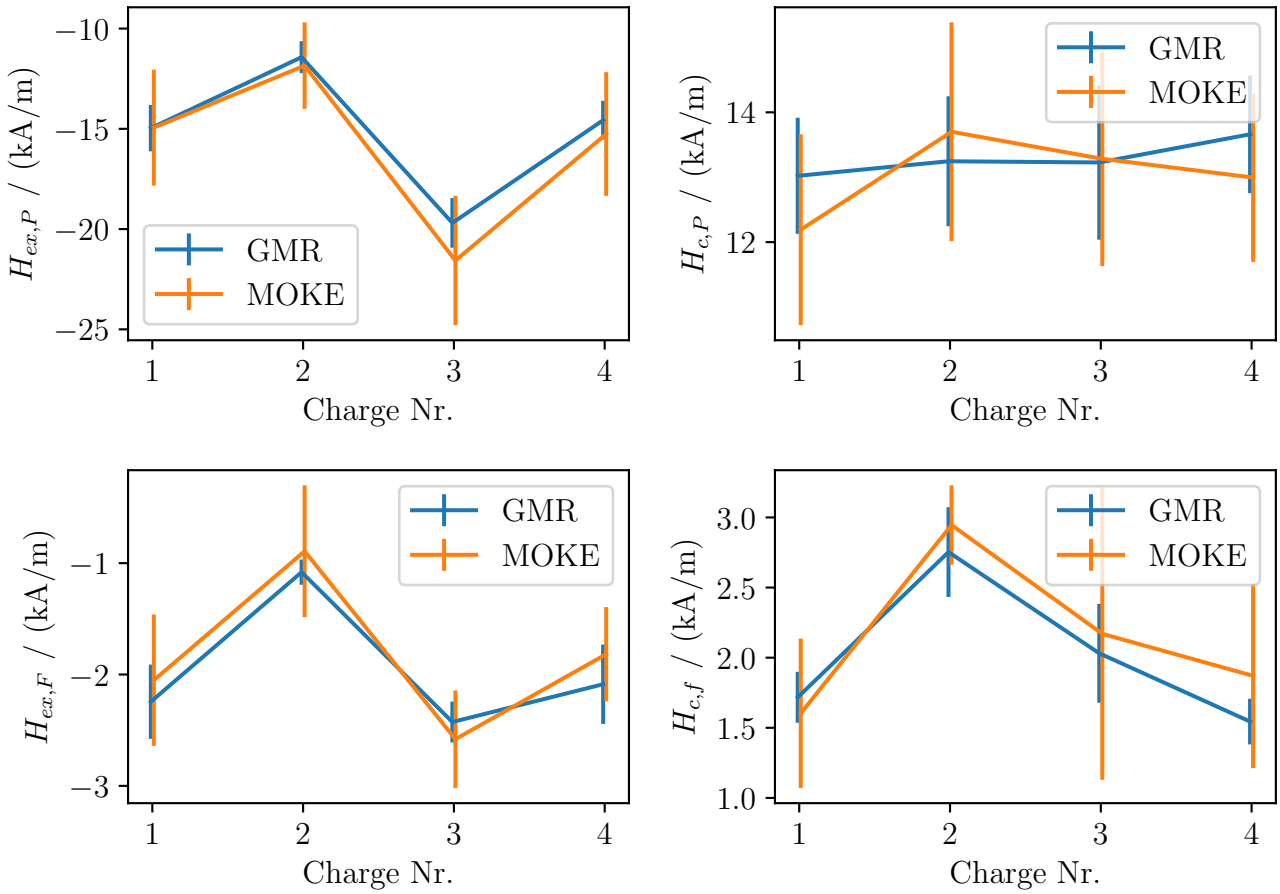


Abbildung 4.5: Messmethoden-Vergleich der Koerzitiv- und Austauschverschiebungsfelder der Chargen des Standardsystems ermittelt durch GMR- und MOKE-Messungen.

Im Bereich I sind die ferromagnetischen Schichten parallel zueinander sowie parallel zu der Richtung des externen Magnetfelds und parallel zur unidirektionalen Anisotropie des Exchange Bias Systems in der Referenzelektrode des Spin-Ventils in Sättigung. Das L-MOKE-Signal ist auf die Maximalwerte in diesem Bereich normiert. Die GMR-Amplitude ist in diesem Bereich entsprechend null.

Im Bereich II, im „Hin“-Arm der Hysteresekurve, magnetisiert die freie ferromagnetische Schicht bei geringen negativen externen Magnetfeldern um, während die Richtung der EB-gepinnten Schicht weiterhin größtenteils von ihrer unidirektionalen Anisotropie vorgegeben wird. Die Anordnung der Magnetisierung der beiden Ferromagneten zueinander ändert sich dabei von parallel/ferromagnetisch zu antiparallel/antiferromagnetisch. Das ist der Bereich mit der größten Steigung der GMR-Effektamplitude, d.h. $d(\Delta R/R)/dH$. Da dieser Bereich bei schwachen externen Feldern liegt und am empfindlichsten auf Änderungen des externen Magnetfelds reagiert, eignet er sich am besten für Sensorapplikationen. Ein weiteres wichtiges Kriterium für Letzteres ist in diesem Zusammenhang eine hohe Linea-

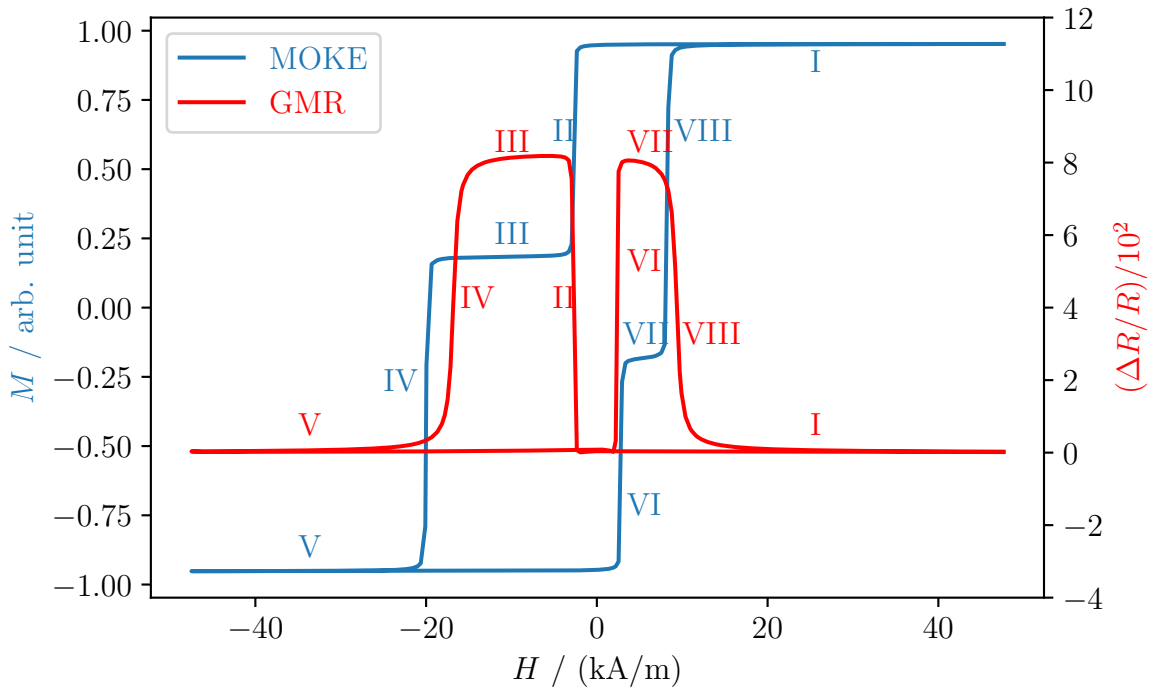


Abbildung 4.6: Vergleich der Hysteresekurve und Magnetowiderstandskennlinie. Dabei sind unterscheidbare Bereiche, die jeweils in beiden Kurven vorkommen, mit der gleichen römischen Zahl markiert.

rität in der GMR-Effektamplitude, um so eine möglichst quantitative Interpretation des Sensorsignals zu ermöglichen und Fehler zu reduzieren. Der Abstand des Wendepunkts im L-MOKE- und Magnetowiderstandssignal von der Nullachse des externen Magnetfelds beträgt $-H_{\mathrm{ex,F}} + H_{\mathrm{c,F}}$.

Im Bereich III sind die beiden Ferromagneten in antiparalleler bzw. antiferromagnetischer Anordnung zueinander magnetisiert, da der freie Ferromagnet parallel zum externen Magnetfeld und der gepinnte Ferromagnet parallel zur unidirektionalen Anisotropie des EB Systems der Referenzelektrode ausgerichtet ist. In diesem Bereich ist der GMR-Effekt maximal. Für den Fall, dass es sich wie bei den meisten in dieser Arbeit verwendeten Spin-Ventilen um sog. Top-Spin-Ventile handelt, deren beide Ferromagnete aus den gleichen Materialien bestehen und identische Dimensionen aufweisen, ist das L-MOKE-Signal in der antiparallelen Konfiguration der Elektroden nicht null sondern entlang der Ordinate hin zu positiven Magnetisierungswerten verschoben. Die Verschiebung kommt durch die dichtere Platzierung des gepinnten Ferromagneten an der Oberfläche des Schichtstapels zustande, was stärker zum Gesamtsignal beiträgt, da die Eindringtiefe des Lasers in das Material exponentiell abklingt. Bei den Proben, die mit hohen DC-Potentialen hergestellt wurden, liegt in diesem Magnetfeldbereich für die relative Widerstandsänderung ein stabiler Plateaubereich vor, wohingegen bei den Proben, die mit geringeren DC-Potentialen hergestellt

wurden, lediglich peakartige Strukturen mit geringerer Effektamplitude beobachtet wurden.

Im Bereich IV magnetisiert auch der vorher gepinnte Ferromagnet um und folgt dem externen Magnetfeld. Die GMR-Effektamplitude geht aufgrund der parallelen Magnetisierungskonfiguration der ferromagnetischen Elektroden erneut auf null zurück und das L-MOKE-Signal erreicht aufgrund der erneuten Sättigung seinen negativen Maximalwert. Die Lage des Wendepunkts hängt dabei entscheidend von der Stärke des Exchange Bias Effekts $H_{\mathrm{ex,P}}$ sowie des Koerzitivfeldes $H_{\mathrm{c,P}}$ des an den antiferromagneten gekoppelten Ferromagneten ab. Im Bereich V sind beide Ferromagneten in (negativer) Sättigung.

Im Bereich VI, im „Rück“-Arm der Hysteresekurve, magnetisiert zunächst der gepinnte Ferromagnet in Richtung seiner durch den Ordnungszustand des Antiferromagneten vorbestimmter unidirektionalen Anisotropie um. Die Lage dieser Ummagnetisierung um die Nullachse des externen Magnetfelds wird durch die Differenz von (negativem) EB-Feld und Koerzitivfeld $-H_{\mathrm{ex,P}} - H_{\mathrm{c,P}}$ festgelegt.

Im Bereich VII kann das sog. Nebenplateau des „Rück“-Arms im GMR-Signal auftreten. Treten wie hier die Bereiche VI und VIII der erneuten Ummagnetisierung der Ferromagneten bei deutlich unterschiedlichen Magnetfeldstärken auf, gibt es einen klar definierten Bereich VII mit antiparalleler Ausrichtung und GMR-Effektamplituden, die mit denen des Hauptplateaus in Bereich III vergleichbar sind (diese Messung stammt von einem Spin-Ventil mit einer 2.7 nm dicken Zwischenschicht aus Kupfer). Drehen sich die Magnetisierungen der beiden Ferromagneten bei ähnlichen Magnetfeldstärken zurück, wie im überwiegenden Teil der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Spin-Ventile, ergibt sich im Gegensatz dazu ein deutlich schmalerer Peak mit geringerer Effektamplitude. Wenn kein Wert des externen Magnetfelds zwischen den Bereichen VI und VIII existiert, bei denen die Ferromagneten komplett antiparallel zueinander ausgerichtet sind, erreicht der Peak dementsprechend geringere relative Widerstandsänderungen, wobei die Bereiche VI und VIII des L-MOKE-Signals ineinander übergehen. Sind die Bereiche VI und VIII über einen vergleichsweise größeren Magnetfeldbereich ausgedehnt, sodass am Anfang von VI der gepinnte Ferromagnet nur langsam und teilweise ummagnetisiert und am Ende von VIII der freie Ferromagnet ebenfalls langsam ummagnetisiert, dann ergibt sich im GMR-Signal in diesen Bereichen ein Doppelpeak mit geringerer Effektamplitude. Verlaufen beide Ummagnetisierungsvorgänge abrupt und/oder parallel zueinander ab, verschwindet der Nebenpeak ganz. Das Verhalten und die Form des Nebenpeaks hängt insgesamt von der Art und Stärke der Kopplung zwischen den Schichten und der Form des Ummagnetisierungsprozesses in den ferromagnetischen Schichten ab.

Der Bereich VIII beschreibt die Rotation der Magnetisierung des freien Ferromagneten zurück in den Ausgangszustand. Die Lage des Wendepunkts wird durch die Differenz zwischen der Verschiebung der Hysterese des freien Ferromagneten $H_{\mathrm{ex,F}}$ und seiner Koerzitivität $H_{\mathrm{c,F}}$ festgelegt. Da der freie Ferromagnet an keine andere magnetische Schicht grenzt, kann $H_{\mathrm{ex,F}}$ nur durch eine Kopplung mit dem gepinnten Ferromagneten ausgelöst werden (bspw. Zwischenschichtaustauschkopplung). Ist $H_{\mathrm{ex,F}}$ vom Betrag kleiner als $H_{\mathrm{c,F}}$ (oder positiv), dann liegt VIII im leicht positiven Feldbereich.

4.6 Parameterstudie

Um den Einfluss der jeweiligen Schichtdicken auf das GMR-System zu untersuchen, wurde eine Parameterstudie durchgeführt. Dabei sollten erste Anhaltspunkte erhalten werden, gegen welche Schichtänderungen das System besonders empfindlich bzw. unempfindlich ist, in welchen Bereichen gegebenenfalls weitere Optimierungsmöglichkeiten zu finden sind und welche Möglichkeiten bestehen, bestimmte Eigenschaften (bspw. die GMR-Effektamplitude oder der Linearitätsbereich der freien Elektrode) zukünftiger Systeme maßzuschneidern. Um andererseits die Empfindlichkeit der zur Verfügung stehenden Herstellungs- und Messgeräte sowie das GMR-System als solches zu testen, wurden systematische Änderungen mit relativ kleinen Schrittweiten vorgenommen.

Zur Charakterisierung der Reproduzierbarkeit des „Standard“-Systems 4.7 wurden zunächst vier Chargen mit jeweils zwei Proben mit identischen Herstellungsparametern abgeschieden. Die Chargen zeigten dabei GMR-Effektamplituden $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ von 8-10%. Dabei zeigte sich, dass die Abweichungen innerhalb einer Charge deutlich kleiner sind als zwischen unterschiedlichen Chargen, die mit identischen Einstellungen hergestellt wurden.

Ausgehend von dem Standardsystem wurde bei jeder Charge jeweils die Dicke einer funktionalen Schicht in 0.2 nm Schritten verändert. Dabei wurden der EB-gepinnte Ferromagnet, der freie Ferromagnet, die nichtmagnetische Zwischenschicht und der Antiferromagnet untersucht. Des Weiteren wurde ein zusätzlicher Ansatz verfolgt, bei dem eine Charge ohne die von Umemoto et al. vorgeschlagene Kupferschicht im Puffersystem hergestellt wurde, um deren Einfluss auf das Gesamtsystem zu untersuchen.

4.6.1 Ferromagnete

Da der GMR-Effekt entscheidend von der Bandstruktur und der Leitfähigkeit der ferromagnetischen Schichten abhängt, ist es naheliegend, dass auch ihre Schichtdicke einen

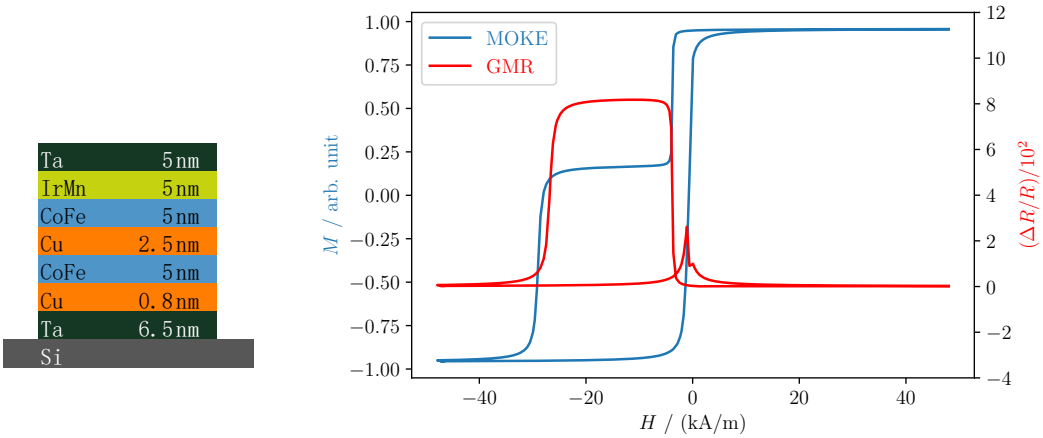


Abbildung 4.7: Standardschichtsystem (links), Vergleich von der Hysteresekurve und Magnetowiderstandskennlinie eines Standardschichtsystems (rechts).

Einfluss haben sollte. DIENY et al. haben ein semiklassisches Modell entwickelt, welches den Einfluss der ferromagnetischen Schichtdicken auf die GMR-Effekt-Amplitude in der CIP-Geometrie der beschriebenen Spin-Ventil-Systeme quantitativ erfasst:[Die04].

$$\Delta R_{\max}/R = \frac{1 - \exp\left(\frac{-t_F}{l_F}\right)}{\left(1 + \frac{t_F}{t_{REST}}\right)} \tag{4.6.1}$$

dabei ist t_F die Schichtdicke eines Ferromagneten, t_F ist die Abklinglänge, eine Länge in der Größenordnung der halben mittleren freien Weglänge der Elektronen im Ferromagneten. Dabei hängt die Abklinglänge von der mittleren freien Weglänge der Majoritätsladungsträger ab, wenn an den jeweils außen liegenden Grenzschichten der Ferromagneten (also zum Puffer und Antiferromagneten) ausschließlich diffuse Streuung auftritt. Wird an diesen Grenzflächen ausschließlich von spekularer Reflexion ausgegangen, so hängt die Abklinglänge von der mittleren freien Weglänge der Minoritätsladungsträger ab. T_{REST} entspricht dabei einer Schichtdicke, die eine Schicht mit dem gleichen spezifischen Widerstand wie der Ferromagnet bräuchte, um den gleichen Widerstand zu haben wie das restliche Schichtsystem ohne die ferromagnetische Schicht.

Die Schichtdicke des freien Ferromagneten wurde ausgehend vom Standardsystem [Bild] in einer Messreihe von 4 bis 6 nm in 0.2 nm Schritten variiert. Die Schichtdicke des gepinnten Ferromagneten wurde von 4.1 bis 5.9 in 0.2 nm Schritten untersucht. Dieser Abschnitt wurde gewählt, da im Vergleich zu den Schichtdicken der von DIENY et al. vermessenen Systeme (siehe 4.9) für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materialsysteme eine Lage des GMR-Systems in einem Bereich großer Änderung (linke Flanke des Graph) oder in der Nähe des Maximums angenommen wurde, sodass die vorgenommenen Variationen in den jeweiligen Schichtdicken eine möglichst große Änderung des GMR-Effekt-Amplitude

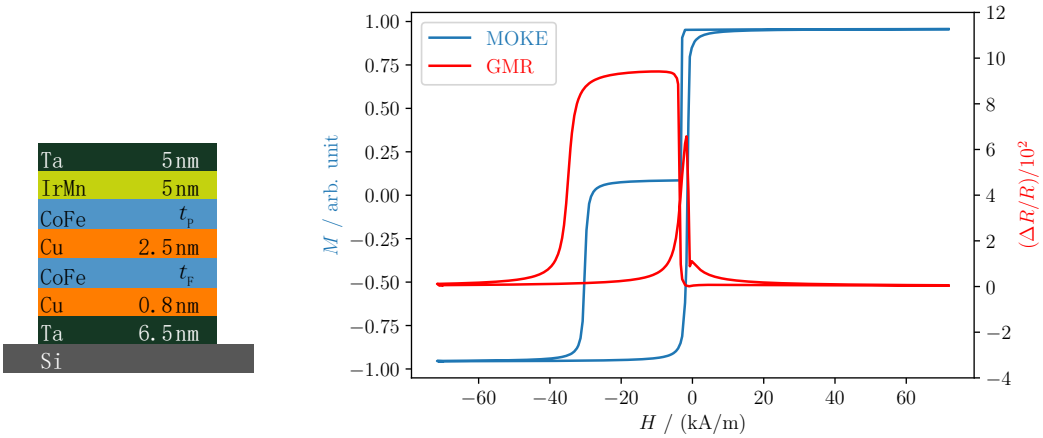


Abbildung 4.8: Schichtdickenvariation der Ferromagneten (links), Vergleich von der Hysteresekurve und Magnetowiderstandskennlinie eines Spin-Ventils mit $t_P = 4.3$ nm (rechts).

bewirken. Letzteres dient insbesondere dazu, die Empfindlichkeiten der zur Verfügung stehenden Messtechnik zu charakterisieren.

In Bild 4.10 sind die Ergebnisse der Widerstandsmessungen dargestellt. Dabei entsprechen die einzelnen Fehlerbalken der Standardabweichung der GMR-Effekt-Amplitude $\Delta R_{\max}/R$ der Messungen innerhalb einer Charge. Bei der Schichtdicke 5 nm ist die mittlere GMR-Effekt-Amplitude des Standardsystems aufgetragen, der Fehlerbalken an dieser Stelle stellt daher die Standardabweichung über mehrere Chargen dar. Die Abhängigkeit der GMR-Effekt-Amplitude von der ferromagnetischen Schichtdicke übersteigt dabei die Standardabweichung zwischen verschiedenen Chargen mit der gleichen Schichtdicke. Die Messwerte beider Parameterreihen wurden mit einer einzigen Ausgleichskurve mit der (siehe Formel 4.6.1) angenähert. Dabei zeigen die einzelnen Datenpunkte Abweichungen von der Regressionskurve auf, die deutlich größer als die Standardabweichungen innerhalb einer Charge sind, aber in der gleichen Größenordnung liegen wie die Standardabweichung über mehrere Chargen und in der gleichen Größenordnung wie die Abweichung der experimentellen Daten von dem Modell von Dieny et al. (siehe Abb. 4.9). Um zu bestätigen, dass das hier vorgestellte Spin-Ventilsystem, welches auf Cobalteisen und Iridiummangan basiert und eine etwa doppelt so große GMR-Effektamplitude aufweist, dem Modell folgt, sind weitere Untersuchungen im Schichtdickenbereich weit oberhalb des Maximums der Modellfunktion (vgl. Abb. 4.9) erforderlich.

Aus den Parametern der Regressionskurve lässt sich die mittlere freie Weglänge von $Co_{70}Fe_{30}$ auf $25 \pm 1nm$ abschätzen, was in der gleichen Größenordnung liegt wie die von Dieny et al. bestimmte mittlere freie Weglänge für die Majoritätsladungsträger einer reinen Cobaltschicht von 9 nm. Der restliche Teil des Spin-Ventils ohne Hinzunahme der

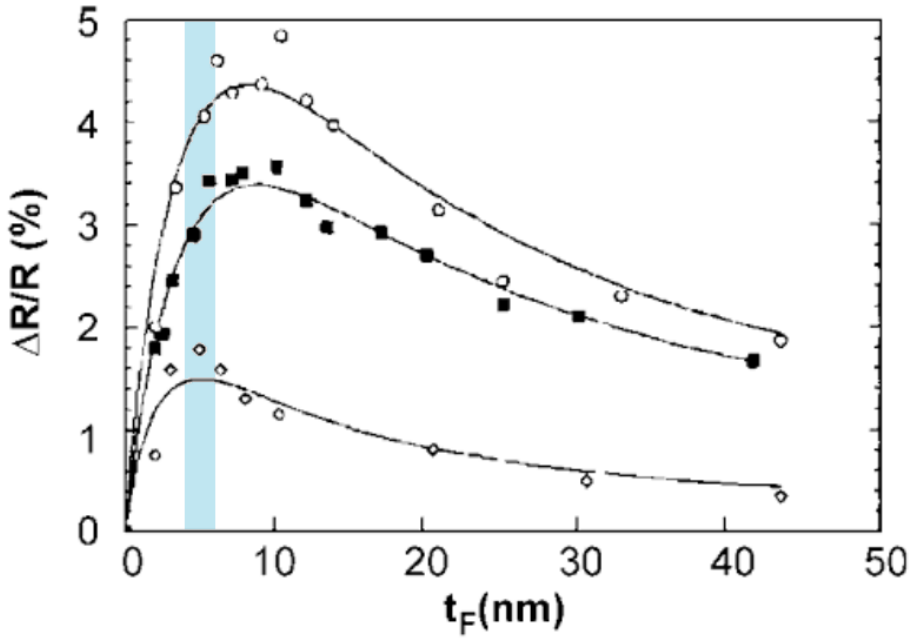


Abbildung 4.9: GMR-Effekt-Amplitude in Abhängigkeit der Schichtdicke der freien ferromagnetischen Elektrode t_F von Spin-Ventilen mit einer freien ferromagnetischen Elektrode aus Eisen (offene Rauten), Cobalt (offene Kreise) und Nickeleisen (geschlossene Quadrate). Dabei wurde der Schichtdickenbereich der Parameterstudie von dieser Arbeit blau markiert. (verändert nach [Die04])

betrachteten ferromagnetischen Schicht hätte demnach einen äquivalenten Widerstand wie 9.6 ± 0.8 nm CoFe. Demnach liegen die Schichtdicken bereits in der Nähe des Optimums für die maximale GMR-Effek-Amplitude, welches bei etwas größeren Schichtdicken um 9 nm vermutet wird.

Es ist aus experimentellen Untersuchungen und Vergleich mit theoretischen Modellen aus der Literatur bekannt, dass die Stärke des Exchange-Bias-Effekts und damit $H_{\mathrm{ex,P}}$ einen antiproportionalen Zusammenhang zu der Schichtdicke eines EB-gepinnten Ferromagneten zeigt (siehe Abb. 2.10 in Kapitel 2.3). Die aus L-MOKE und Magnetowiderstandsmessungen gemittelten Werte der Chargen für das Austauschverschiebungsfeld des gepinnten Ferromagneten $H_{\mathrm{ex,P}}$ wurden in 4.11 in Abhängigkeit der Dicke der gepinnten ferromagnetischen Schicht t_{P} aufgetragen. Dabei ist zu sehen, dass die aus der nichtlinearen Regression erhaltenen Daten für $H_{\mathrm{ex,P}}$ statistisch um eine $1/t_{\mathrm{P}}$-Abhängigkeit streuen, mit einer Abweichung, die in der gleichen Größenordnung wie die Standardabweichung des $H_{\mathrm{ex,P}}$-Wertes über mehrere Chargen liegt. Eine weitere Erklärung für die Schwankungen ist, dass die Proben keinem Feldkühlvorgang zur nachträglichen Festlegung des Ordnungszustands im Antiferromagneten unterzogen wurden, was ein übliches Verfahren zur Herstellung von EB-Schichtsystemen ist. Durch den Feldkühlvorgang werden die zu H_{ex} beitragenden Körner im Antiferromagneten entsprechend der eingestellten Temperatur

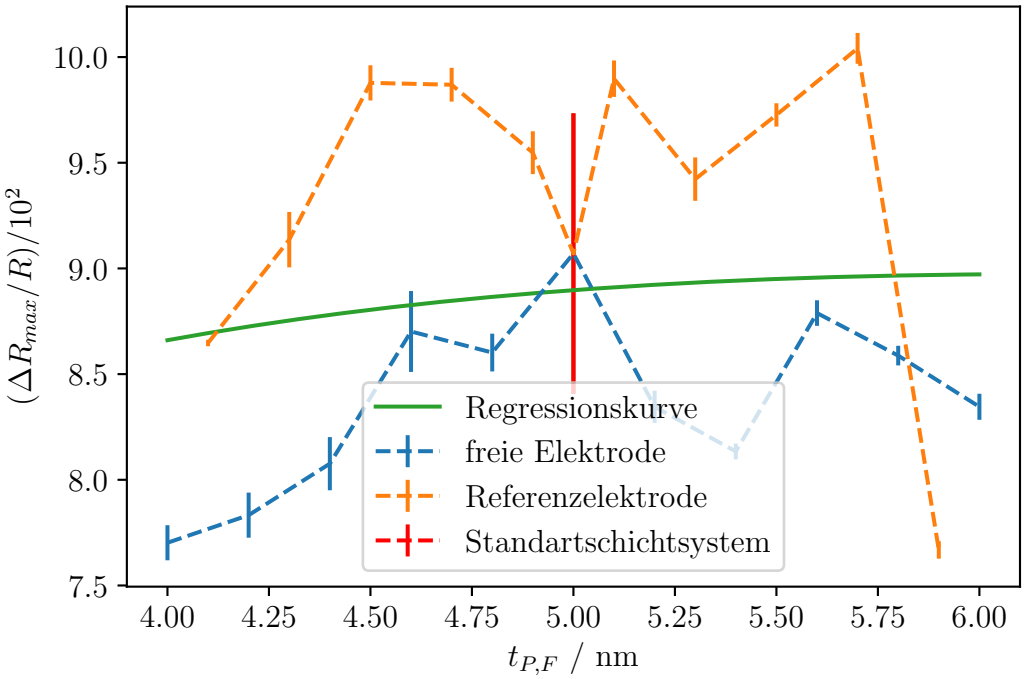


Abbildung 4.10: GMR-Effektamplitude $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke der freien ferromagnetischen Elektrode t_F und der Referenzelektrode t_P.

entlang des während des Vorgangs angelegten äußeren Magnetfelds ausgerichtet, wodurch der EB-Effekt einerseits initialisiert und vergrößert und andererseits der Ordnungszustand im Antiferromagneten genau festgelegt werden kann (siehe Kapitel 2.3). Daher ist in Proben, die keinem Feldkühlvorgang unterzogen wurden, eine schlechtere Definition des AF Ordnungszustands zu erwarten. Da für die Spin-Ventile in dieser Arbeit ein größerer Fokus auf die GMR-Effektamplitude $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ als auf den EB-Effekt selbst $H_{\mathrm{ex,P}}$ gelegt wird und u.a. Anderson et al. eine Erhörung der $H_{\mathrm{ex,P}}$ Werte bei gleichzeitiger Verringerung der GMR-Effektamplitude $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ in Spin-Ventilen mit ähnlichem Schichtaufbau durch Feldkühlen berichtet haben[AHM00], wurde in der Parameterstudie auf dieses Verfahren verzichtet.

In Spin-Ventilen kann die Referenzelektrode zusätzlich zu der Austauschwechselwirkung mit dem Antiferromagneten auch Zwischenschichtaustauschwechselwirkung mit der freien Elektrode erfahren. Daher ist davon auszugehen, dass das Austauschverschiebungsfeld der Referenzelektrode $H_{ex,p}$in Spin-Ventilen eine komplexere Abhängigkeit zeigt, als das Austauschverschiebungsfeld in reinen EB-Systemen.

Für die Koerzitivfeldstärke in Exchange Bias Systemen $H_{\mathrm{c,P}}$ wird ebenfalls eine $1/t_p$-Abhängigkeit erwartet (siehe Abb. 2.10 in Kapitel 2.3). Die entsprechenden Werte aus den

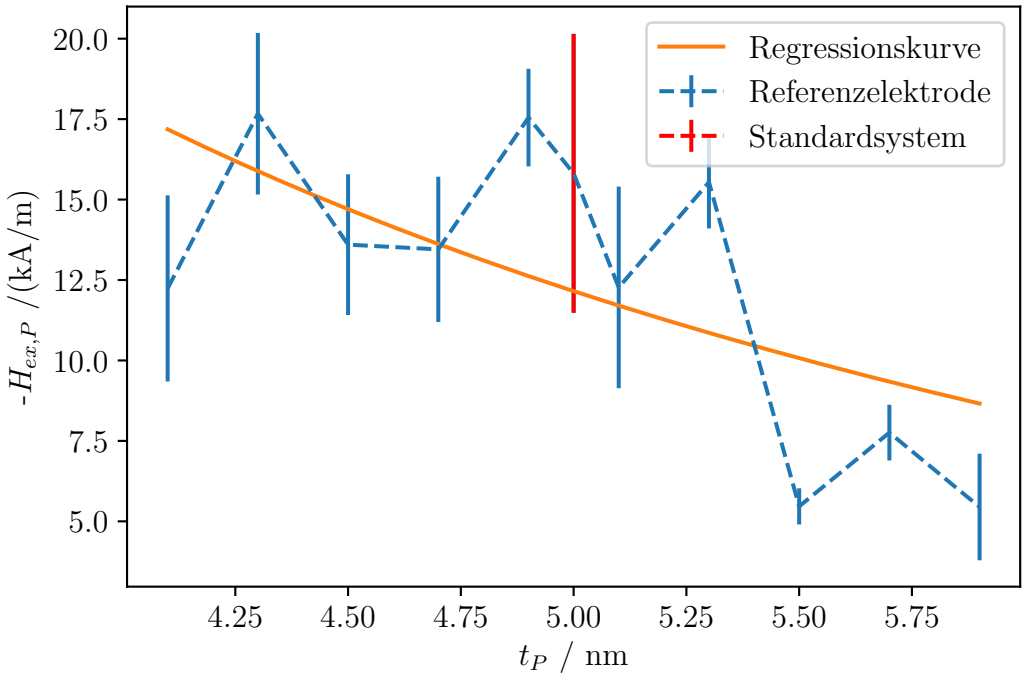


Abbildung 4.11: Austauschverschiebungsfeldstärke der Referenzelektrode in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Referenzelektrode t_P.

Widerstands- und Hysteresemessungen sind in Abbildung 4.12 zu sehen. Die Schichtdickenabhängigkeit zeigt eine gute Übereinstimmung mit der nicht linearen Regressionskurve. Auffällig dabei ist, dass für diesen Parameter die Standardabweichung innerhalb einer Probe in der gleichen Größenordnung liegt, wie die Standardabweichung über mehrere Chargen. Das deutet darauf hin, dass räumliche Inhomogenitäten der Proben den größten Anteil an der Varianz hervorrufen. Die geringe Abweichung der $H_{\mathrm{c,P}}$-Messwerte von dem aus der Literatur erwarteten Verlauf für reine EB-Systeme (die einem Feldkühlverfahren unterzogen werden) im Vergleich zu den $H_{\mathrm{ex,P}}$-Werten, lässt sich dadurch erklären, dass die Festlegung des AF-Ordnungszustands während des Feldkühlvorgangs primär einen Einfluss auf die zu H_{ex} beitragenden AF Körner der Klasse III und weniger auf den Anteil der zu H_{c} beitragenden AF-Körner hat, unter der Annahme, dass sich die Grenze zwischen den Klasse I und II sowie den Klasse III und IV AF-Körnern sowie die strukturelle AF-Korngrößenverteilung als solches (bspw. hervorgerufen durch thermische Ausheilprozesse o.ä.) während des Feldkühlvorgangs nicht ändert.

4.6.2 Zwischenschicht

Für die Entstehung des GMR-Effekt ist eine nichtmagnetische Zwischenschicht zwingend erforderlich. Die elektronische Bandstruktur der Zwischenschicht liefert durch ihren Einfluss

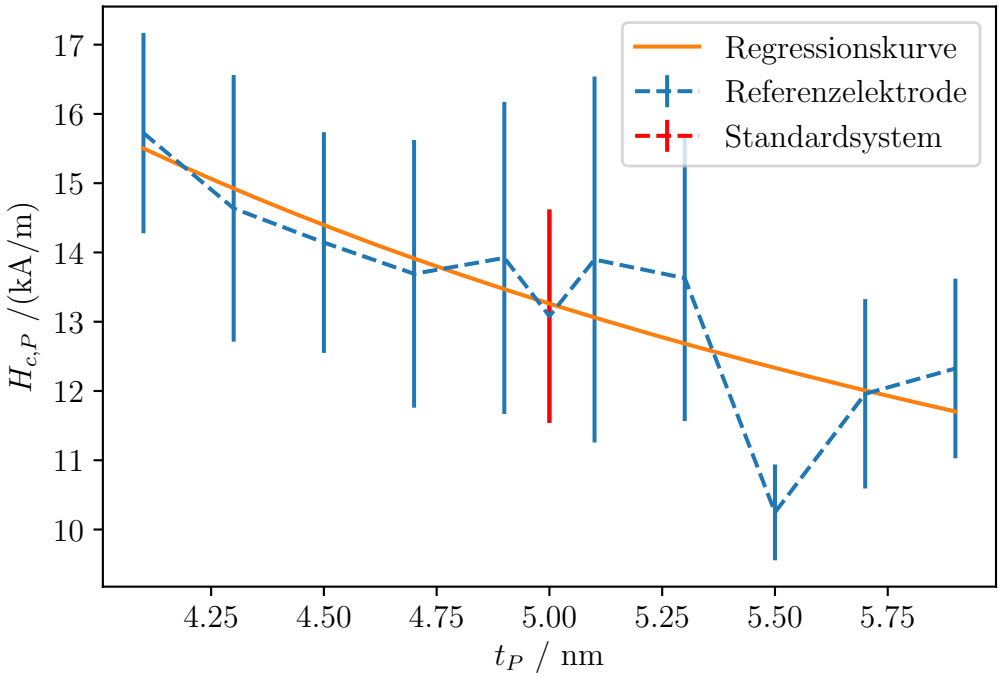


Abbildung 4.12: Koerzitivfeldstärke der Referenzelektrode in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Referenzelektrode t_P.

auf die spinabhängige Streuung an den Schichtübergängen oder dem sog. Channeling-Effekt einen entscheidenden Beitrag zum GMR-Effekt. Im reinen Widerstandsmodell, bei der nur die spinabhängige Streuung im Volumen betrachtet wird, reduziert die Zwischenschicht den Zeitraum innerhalb dessen die Leitungselektronen spinabhängige Streuwahrscheinlichkeiten erfahren können. Des Weiteren kann die Zwischenschicht durch die bessere Leitfähigkeit von Kupfer bei höheren Schichtdicken den GMR-Effekt in der CIP-Geometrie kurzschließen. Im Modell von DIENYet al.[Die04] sinkt daher die GMR-Amplitude $\Delta R/R_{\max}$ monoton mit der Schichtdicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht t_{NM} (siehe Formel 4.6.2 und Abb.4.14).

$$\Delta R_{\max}/R = \frac{\exp\left(\frac{-t_{\mathrm{NM}}}{l_{\mathrm{NM}}}\right)}{\left(1+\frac{t_{\mathrm{NM}}}{t_{\mathrm{REST}}}\right)} \tag{4.6.2}$$

l_{NM} ist die Abklinglänge, eine Länge in der Größenordnung der halben mittleren freien Weglänge der Elektronen im der nichtmagnetischen Zwischenschicht.
t_{REST} entspricht dabei einer Schichtdicke, die eine Schicht mit dem gleichen spezifischen Widerstand wie der Nichtmagnet bräuchte, um den gleichen Widerstand zu haben, wie

das restliche Schichtsystem ohne die ferromagnetisch Schicht.

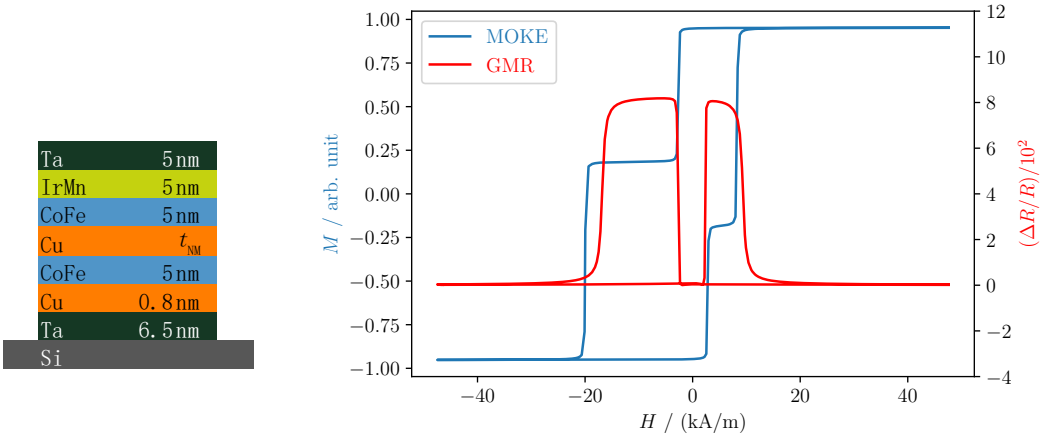


Abbildung 4.13: Schichtdickenvariation der Nichtmagnetischen Zwischenschicht (links), Vergleich von der Hystersekurve und Magnetowiderstandskennlinie eines Spin-Ventil mit $t_{NM} = 2.7$ nm (rechts)

Die Schichtdicke der Nichtmagnetischen Zwischenschicht t_{NM}, die im hier beschriebenen „Standard“-System 4.13 2.5 nm beträgt, wurde im Bereich von 1.9 nm bis 2.9 nm in 0.2 nm Schritten variiert. Im Vergleich mit den Ergebnissen von Dieny et al., wird in diesem Bereich eine stark abfallende GMR-Effektamplitude $\Delta R_{max}/R$ für zunehmende Schichtdicken t_{NM} erwartet. Da angenommen wurde, dass das System relativ empfindlich gegenüber Veränderung an der Zwischenschicht ist, wurde die Untersuchung lediglich in einem Bereich von 1 nm vorgenommen.

In Abbildung 4.15 sind die gemessenen GMR-Effektamplituden $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ gegen t_{NM} aufgetragen. Dabei ist der Wert für das „Standard“-System bei 2.5 nm mit dem Fehler über mehrere Chargen, die anderen Werte hingegen lediglich mit der Abweichung innerhalb einer Charge behaftet. Die Daten zeigen größtenteils den erwartet monoton fallenden Verlauf. Der Wertebereich ist jedoch zu klein, um mit Hilfe von Gleichung 4.6.2 die Größenordnung der mittleren freien Weglänge von Kupfer abzuschätzen. Werden die Werte für die mittlere freie Weglänge der nichtmagnetischen Zwischenschicht auf das doppelte der oben bestimmten mittleren freien Weglängen der Ferromagneten beschränkt, wird erhält durch nichtlineare Regression einen Widerstand für den Schichtstapel des Spin-Ventiles ohne Zwischenschicht erhalten, vergleichbar zu $t_{\mathrm{REST}} = 0.23 \pm 0.17$ nm Kupfer. Anhand der Regressionskurve sind größere GMR-Effektamplituden bei dünneren Zwischenschichten zu erwarten. Zukünftige Untersuchungen bzgl. des Einflusses der Schichtdicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht t_{NM} können Aufschluss darüber geben, ob die zu erwartenden Steigerungen von $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ bei kleineren t_{NM} Werten zu Lasten der Reproduzierbarkeit geht, wie beispielsweise bei der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Charge mit $t_{\mathrm{NM}}=$

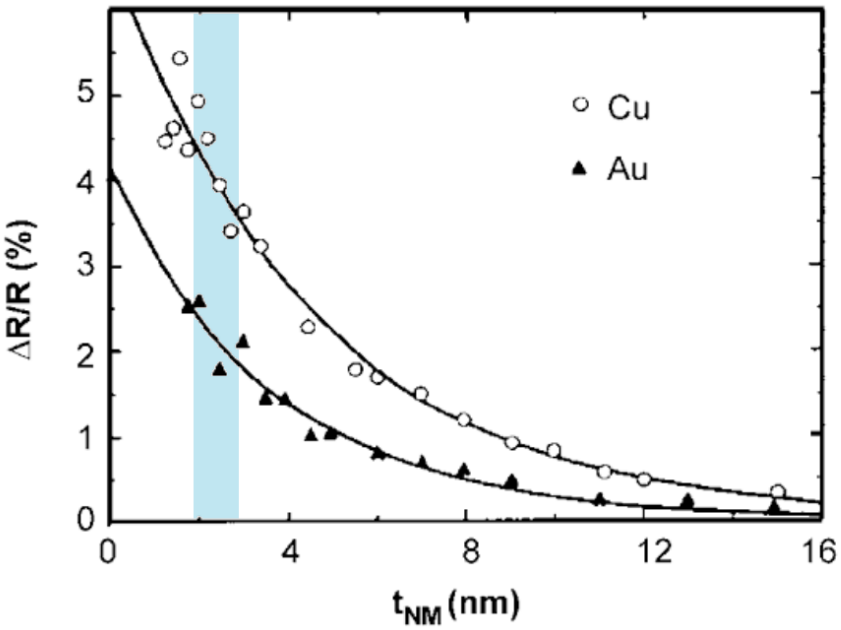


Abbildung 4.14: GMR-Effektamplitude in Abhängigkeit der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht t_{NM}von Spin-Ventilen mit einer Zwischenschicht Kupfer (offene kreise) und Gold (geschlossene Dreiecke). Dabei wurde der Schichtdickenbereich der Parameterstudie von dieser Arbeit blau markiert(verändert nach [Die04]).

1.9 nm, die den niedrigsten Wert für $\Delta R_{\max}/R$ der gesamten Parameterstudie zeigte. Dabei ist zu bedenken, dass bei kleineren Werten für t_{NM} theoretisch stärkere Einflüsse von Zwischenschichtaustauschkopplungen oder Varianzen bei der Herstellung zu erwarten sind. Um die Gültigkeit der Theorie von Dieny et al. zu prüfen und sinnvolle Werte für die mittlere Freie Weglänge von Kupfer zu erhalten, müssen in zukünftigen Arbeiten Spin-Ventile mit deutlich größerer Dicke der Zwischenschicht hergestellt werden.

Da die freie ferromagnetische Elektrode nicht an eine antiferromagnetische Schicht gekoppelt ist, sollte das messbare Austauschverschiebungsfeld $H_{\mathrm{ex,F}}$ nur von der Zwischenschichtaustauschkopplung verursacht werden. Theoretisch sollte die Abhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkopplung von der Zwischenschichtdicke die Form einer gedämpften Schwingung mit alternierendem Vorzeichen aufweisen [vergleiche Kapitel]. Das Austauschverschiebungsfeld $H_{\mathrm{ex,F}}$ der freien ferromagnetischen Elektrode zeigte im Rahmen der durchgeführten Parameterstudie meist negative Werte mit vergleichsweise geringem Betrag auf. Die Referenzelektrode weist durch die unidirektionale Anisotropie durch den EB-Effekt im Durchschnitt fünfmal größere Beträge für das Austauschverschiebefeld $H_{\mathrm{ex,P}}$ auf, als die freie Elektrode ($H_{\mathrm{ex,F}}$). Da die Austauschverschiebung der Referenzelektrode $H_{\mathrm{ex,P}}$ in den hier beschriebenen Materialsystemen und die Wahl des Bezugsystems in den Messungen immer negativ ist, weist ein ebenfalls negatives Austauschverschiebungsfeld der freien Elektrode $H_{\mathrm{ex,F}}$ auf eine ferromagnetische Zwischenschichtaustauschkopplung

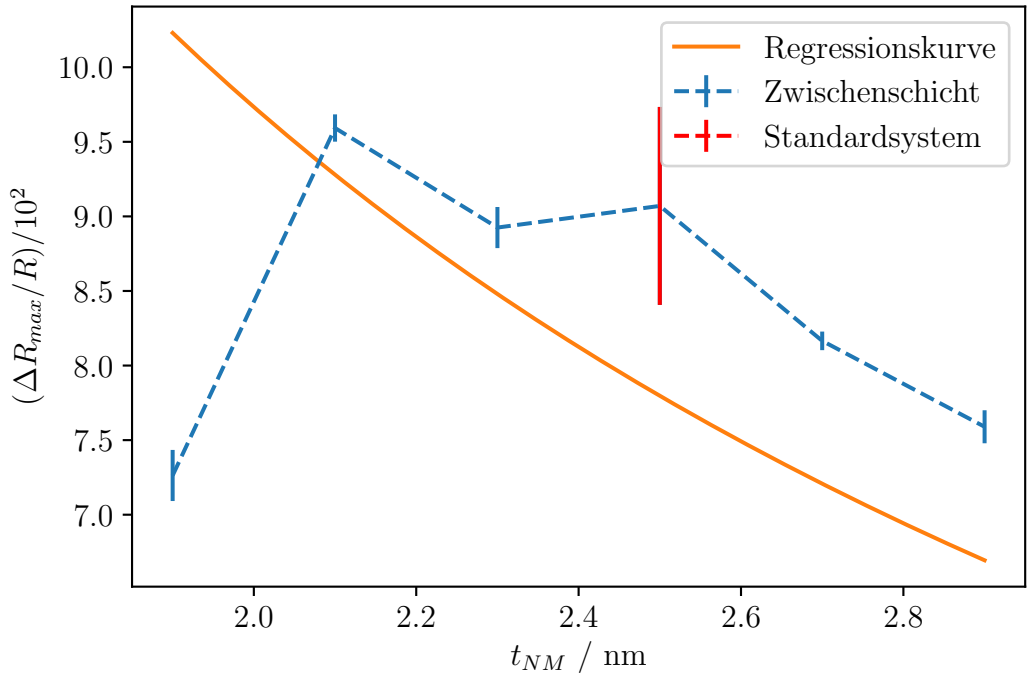


Abbildung 4.15: GMR-Effektamplitude $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ in Abhängigkeit von der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht t_{NM}.

hin. Die Messreihe für die nichtmagnetische Zwischenschichtdickenvariation in Abbildung 4.16 zeigt dabei mit $H_{\mathrm{ex,F}} = -3.4 \pm 0.8$ kA/m für $t_{\mathrm{NM}} = 1.9$ nm sowohl den größten Betrag für $H_{\mathrm{ex,F}}$ der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materialsysteme, als auch mit $H_{\mathrm{ex,F}} = 0.2 \pm 0.6$ kA/m bei $t_{\mathrm{NM}} = 2.7$ nm einen Wert um null. Insgesamt scheint $H_{\mathrm{ex,F}}$ mit zunehmender Zwischenschichtdicke t_{NM} abzunehmen. Durch die vergleichsweise schwache Zwischenschichtaustauschkopplung bei der Charge mit 2.7 nm dicker Zwischenschicht, resultiert in der GMR-Kurve (Abbildung 4.13) in einem ungewöhnlich ausgeprägten Nebenpeak, da hier die Ummagnetisierung von freier und Referenzelektrode in den Bereichen VI und VIII bei deutlich unterscheidbaren Feldstärken erfolgt (vergleiche 4.5).

Insgesamt scheint die nichtmagnetische Zwischenschicht durch ihren Einfluss auf die GMR-Effekt-Amplitude und die Zwischenschichtaustauschkopplung einer der interessantesten Parameter für zukünftige Optimierungen des beschriebenen Spin-Ventils zu sein.

4.6.3 Antiferromagnet

Bei der Konzeption der Parameterstudie ist zu erwarten, dass die Schichtdicke von Iridiummangan keinen unmittelbaren Einfluss für die spinabhängige Leitfähigkeit der Leitungselektronen im eigentlichen Teil des GMR-Systems haben sollte. Auch wenn der Antiferromagnet

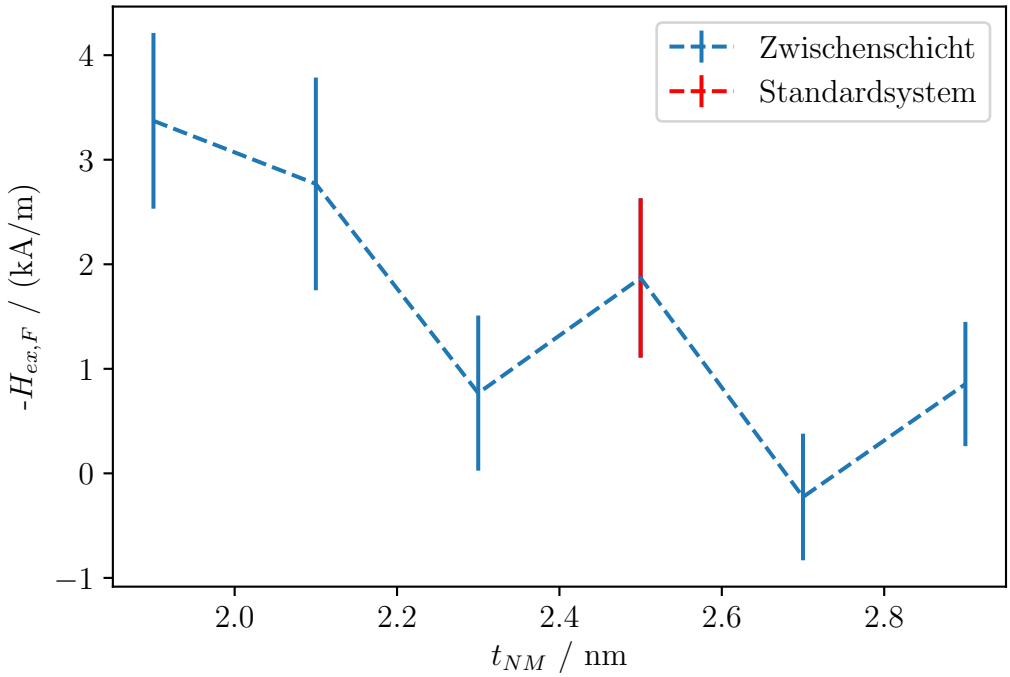


Abbildung 4.16: Austauschverschiebungsfeldstärke der freien Elektrode in Abhängigkeit von der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht t_{NM}.

möglicherweise einen Einfluss auf die Reflexionseigenschaften für Elektronen der Grenzfläche zwischen der ferromagnetischen Referenzelektrode und dem Antiferromagnet aufweisen kann, sollte dieser Effekt nicht von der Schichtdicke des Antiferromagnet abhängen t_{AF}. Für die Abhängigkeit des EB-Effekts $H_{\mathrm{ex,P}}$ von t_{AF} wird entweder ein Plateaubereich oder ein stark nichtlineares Verhalten im Bereich kleiner Schichtdicken bis zum Erreichen einer kritischen Mindestschichtdicke, unterhalb derer kein EB-Effekt auftritt, erwartet (siehe Abb. 2.10 in Kapitel 2.3).

Um eine größere Datendichte bei der Schichtdickenabhängigkeit der Ferromagneten zu erreichen, bei denen eine deutlichere $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$-Änderung erwartet wird, wurden mehr Chargen für die Messreihen der Schichtdickenvariation der Ferromagneten, als für die des Antiferromagneten, erstellt, bei der t_{AF} von 4.6 nm bis 5.4 nm in 0.2 nm Schritten variiert wurde.

Abb. 4.18 zeigt die GMR-Effektamplitude $\Delta R_{\mathrm{max}}/R$ sowie das Austauschverschiebungsfeld der ferromagnetischen Referenzelektrode $H_{\mathrm{ex,F}}$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke des Antiferromagneten t_{AF}. Die Werte bei $t_{\mathrm{AF}} = 5$ nm sind sind dabei mit dem Fehler über mehrere Chargen gekennzeichnet, wohingegen die Werte bei davon abweichender AF-Schichtdicke nur mit dem Fehler einer Charge behaftet sind.

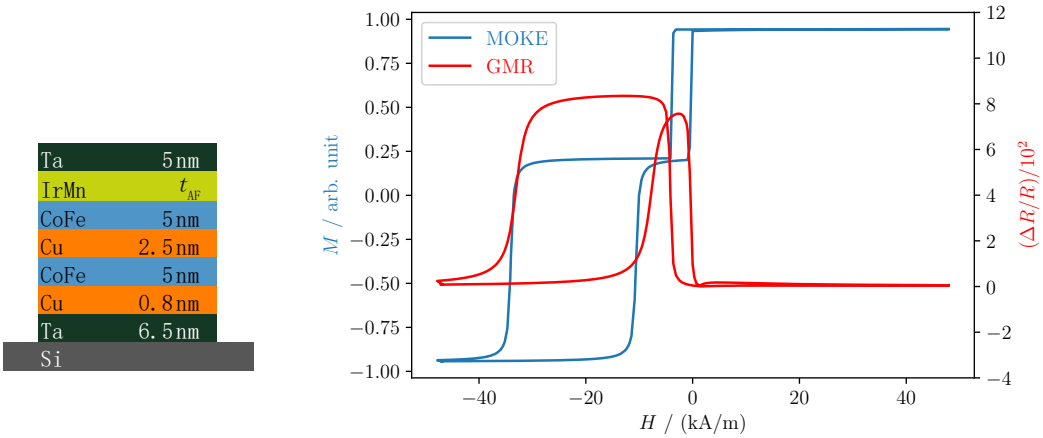


Abbildung 4.17: Schichtdickenvariation des Antiferromagneten (links), Vergleich von der Hysteresekurve und Magnetowiderstandskennlinie eines Spin-Ventils mit $t_A F = 5.4$ nm (rechts).

Die GMR-Effektamplituden zeigen generell starke Schwankungen zwischen verschiedenen Chargen und geringe Schwankung innerhalb einer Charge. Das lässt darauf schließen, dass die Struktur des Antiferromagneten besonders anfällig gegenüber möglichen Schwankungen der Herstellungsparameter, wie beispielsweise dem DC-Potential, ist. Anhand der vorhanden Daten ist für eine Maximierung der GMR-Effektamplitude $\Delta R_{\max}/R$ eine Schichtdicke von 5 nm für den Antiferromagneten eines vergleichbaren Spin-Ventil zu wählen. Die Standardabweichung der $H_{\mathrm{ex,P}}$ Werte, sowohl innerhalb einer Charge, als auch über mehrere Chargen hinweg betrachtet, liegt jeweils in der gleichen Größenordnung. Innerhalb dieses Fehlerintervalls ist keine signifikante Abhängigkeit von t_{AF} zu erkennen. Einzig der Ausreißer bei einer IrMn-Schichtdicke von 5.4 nm zeigt einen deutlich größeren Wert für $H_{\mathrm{ex,P}}$. Die Proben dieser Charge zeigen daneben auch eine außergewöhnliche GMR-Kurve mit einem markantem Nebenpeak (Siehe Abb. 4.17).

4.6.4 Pufferschicht

Die Einbringung einer zusätzlichen nichtmagnetischen Kupferschicht mit einer nominalen Schichtdicke von 0.8 nm zwischen der freien Elektrode und der Tantalpufferschicht des „Standard“-Systems geht auf Untersuchungen von Umemoto et al. zurück.[UMO98] In der beschriebenen Arbeit wurde eine maximale Erhöhung der GMR-Effektamplitude $\Delta R_{\max}/R$ auf circa 4.75% durch die Einbringung einer zusätzlichen Kupferschicht beschrieben, was in etwa dem 1.8-fachen Wert des Spin-Ventils mit lediglich Tantal als Pufferschicht entspricht.[vergleiche Abschnitt] Im Rahmen dieser Arbeit und der zur Verfügung stehenden Apparaturen konnte der von Umemoto et al. beschriebene, $\Delta R_{\max}/R$ erhöhende Effekt einer zusätzlichen Kupferschicht im Puffersystem mit einer nominalen Schichtdicke im Sub-

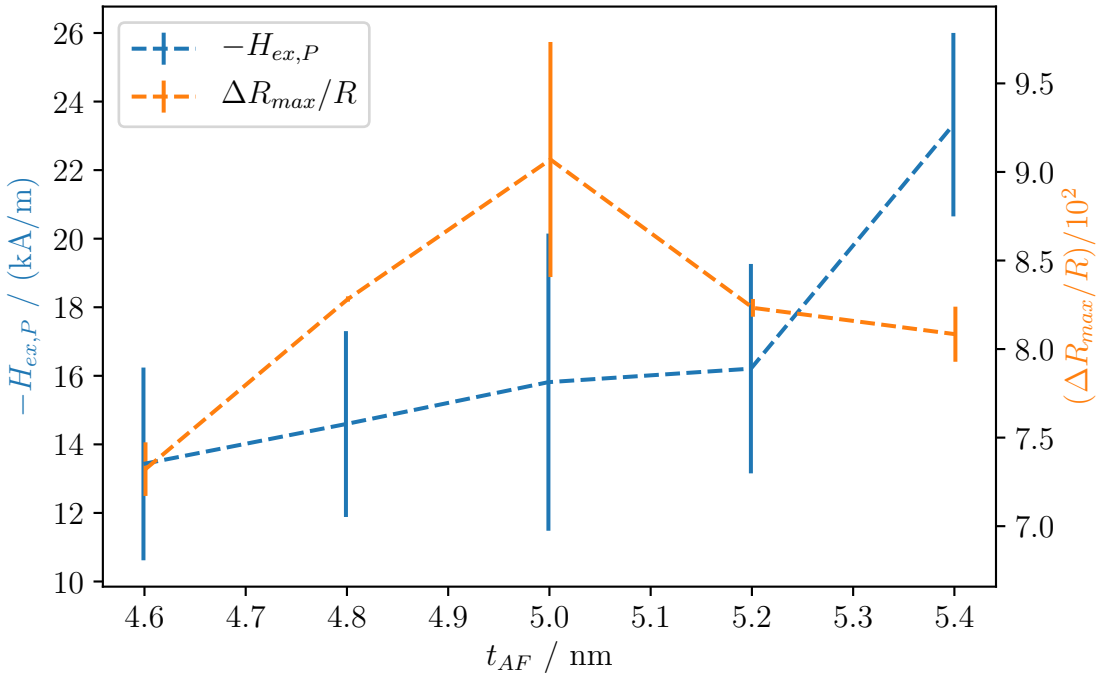


Abbildung 4.18: Austauschverschiebefeldstärke der Referenzelektrode $H_{ex,P}$ sowie die GMR-Effektamplitude $\Delta R_{max}/R$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke des Antiferromagneten T_{AF}. Bei $T_{AF} = 5$ nm werden jeweils die Werte für das Standardschichtsystem gezeigt.

nanometerbereich bestätigt werden. Die GMR-Effektamplitude des Standard-Systems von $9 \pm 0.7\%$ verringert sich durch das Weglassen der Kupferschicht im Puffer auf $6.1 \pm 0.05\%$ (siehe Abb. 4.19). Dies entspricht einer Erhöhung um das 1.5-fache und eine absolute Änderung der relativen Widerstandsänderung um 3% (2% bei UMEMOTO et al.[UMO98])

4.6.5 Positionsabhängigkeit der L-MOKE-Messung

Jede Probe der Parameterstudie wurde mit einem L-MOKE-Magnetometer an 3 × 3 Punkten innerhalb einer Fläche von 6 mm × 6 mm vermessen, um mögliche Inhomogenitäten über die Fläche der Spin-Ventile und deren Auswirkungen auf die Hysteresekurven zu untersuchen. Bei der Charakterisierung der verwendeten Abscheideraten wurde eine herstellungsbedingte relative Standardabweichung der Schichtdicke der Kalibrierproben über eine Fläche, vergleichbar mit Fläche der Spin-Ventil Proben einer Charge, von 1.2% - 3.5% je nach Material festgestellt.

Die mittlere Standartabweichung des durch L-MOKE-Magnetometrie ermittelten Koerzitivfeldes der freien Elektrode $H_{c,F}$ innerhalb einer Charge beträgt 0.21 kA/m. Die

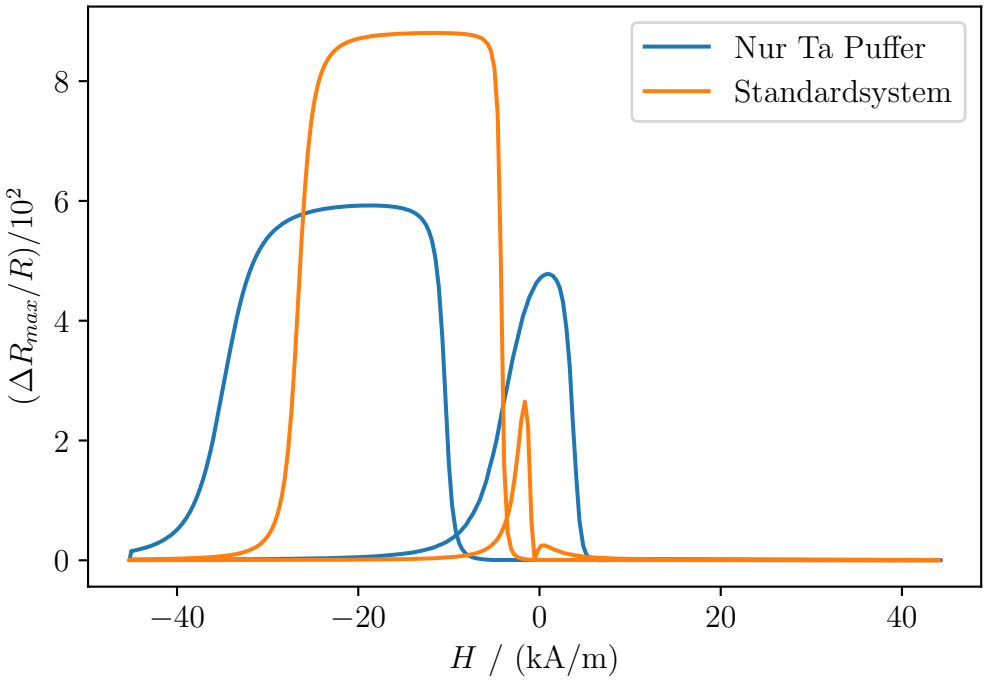


Abbildung 4.19: Vergleich der GMR-Effektkurven von einem Standardsystem und einem Spin-Ventil mit reinem Ta-Puffer.

durchschnittliche maximale Abweichung innerhalb einer Charge – also die durchschnittliche Differenz von dem Wert mit dem höchsten $H_{c,F}$ von dem niedrigsten Wert einer Charge – beträgt 0.69 kA/m was einer durchschnittlichen Maximaldifferenz der relativen Werte von 24% entspricht.

Die mittlere Standartabweichung des Koerzitivfelds der Referenzelektrode von $H_{c,P}$ innerhalb einer Charge beträgt 1.12 kA/m. Dabei beträgt die durchschnittliche maximale Abweichung 3.7 kA/m, was ebenfalls einer relativen Abweichung von 24% entspricht. Das Koerzitivfeld der Referenzelektrode ist in erster Linie durch die Kopplung an den Antiferromagneten hervorgerufen worden und ist von der Schichtdicke der Referenzelektrode t_P abhängig.

Das Austauschverschiebungsfeld der Referenzelektrode $H_{ex,P}$ weist einen Standardfehler von 2.3 kA/m sowie einen Maximalfehler von 8.0 kA/m auf, was einem relativen Maximalfehler von 44% entspricht. $H_{ex,P}$ hängt insbesondere von der Stärke der Austauschkopplung mit dem Antiferromagneten ab, der wiederum eine $1/t_P$-Abhängigkeit von der Schichtdicke des Ferromagneten aufweist. Allgemein ist anzuführen, dass der EB-Effekt empfindlich gegenüber Änderungen in der Struktur der darunterliegenden Schichten ist. Des Weiteren kann $H_{ex,P}$ auch durch die Zwischenschichtaustauschkopplung beeinflusst werden.

Innerhalb einer Charge zeigt das Austauschverschiebungsfeld der freien Elektrode $H_{\mathrm{ex,F}}$ eine Standardabweichung von 0.45 kA/m und eine maximale Differenz zwischen zwei Punkten von 1.31 kA/m, was einer durchschnittlichen relativen Abweichung von 65% entspricht. Das Austauschverschiebungsfeld der freien Elektrode $H_{\mathrm{ex,F}}$ wird durch die Zwischenschichtaustauschkopplung hervorgerufen, die mit einer Periode in der Größenordnung von wenigen Monolagen der Schichtdicke oszilliert, was die Empfindlichkeit dieses Werts bzgl. möglicher Schwankungen in der effektiven Kupferschichtdicke erklärt.

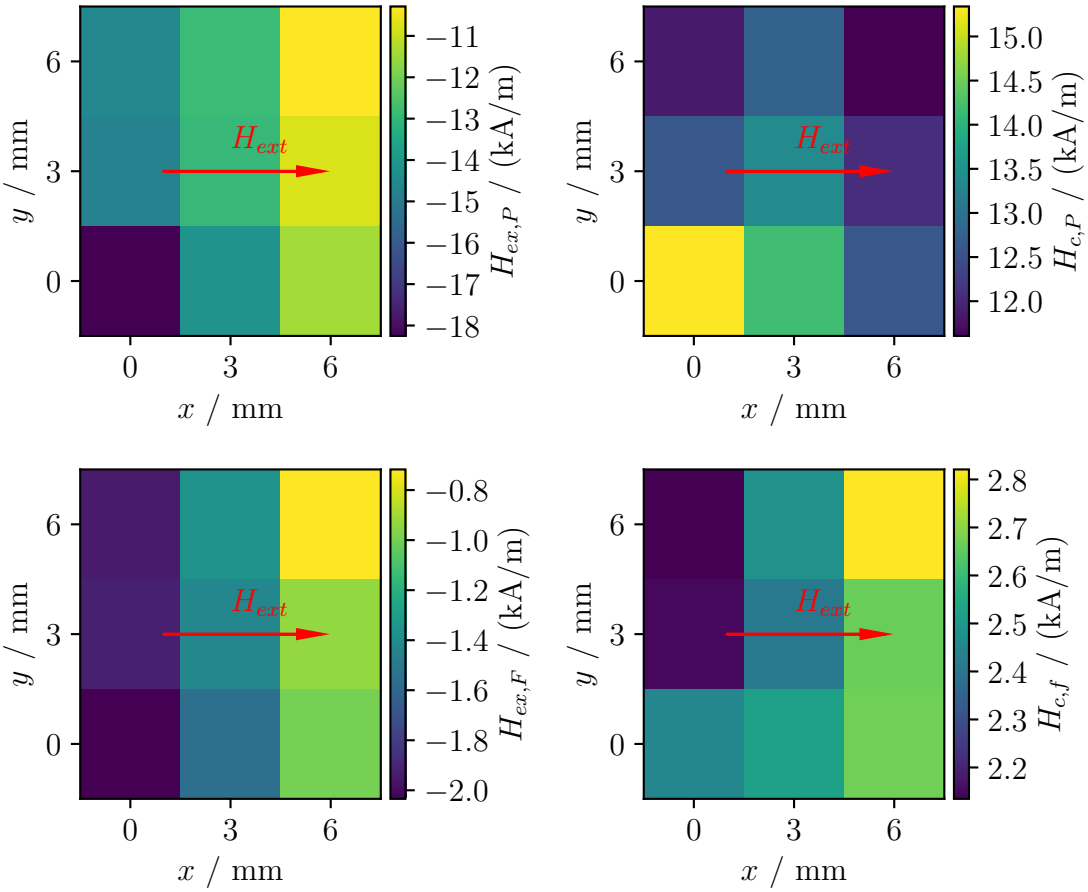


Abbildung 4.20: Koerzitiv- und Austauschverschiebungsfelder aller MOKE-Messungen in Abhängikeit von der Messpostion. Dabei ist H_{ext} die Richtung des externen magnetischen Feldes, welches parallel zu der unidirektionalen Anisotropie des EB-System in dem Spin-Ventil positioniert wurde.

In der Abb. 4.20 sind die durchschnittlichen Werte der Austauschverschiebungsfelder $H_{\mathrm{ex,F}}$,$H_{\mathrm{ex,P}}$ und Koerzitivfelder $H_{\mathrm{c,F}}$,$H_{\mathrm{c,P}}$ von alle Proben an jeder der 9 Messpositionen dargestellt. Die einzelnen Parameter zeigen dabei systematische Abweichung, die mit der Probenpostion korrelieren. Das lässt sich auf die nicht statistische Abweichungen der Schichtdicken bei der Probenherstellung zurückzuführen. Zum einen sind die Abscheideraten nicht vollständig homogen über die Fläche, sondern in der Mitte des Probenhalters

etwas größer und gleichmäßiger. Dieser Fehler ist im einstelligen Prozentbereich. Die zweite Fehlerquelle ist durch den Einschwenkvorgang geben und lässt sich experimentell schwer bestimmen. Er ist umso größer, je dünner die Schicht und je größer die Abscheiderate ist.

KAPITEL 5

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Im Rahmen dieser Arbeit sollte ein Spin-Ventilsystem gefunden und charakterisiert werden, welches mit den in der Arbeitsgruppe Ehresmann vorhanden Geräten hergestellt werden, große, reproduzierbare GMR-Effektamplituden zeigt und als Prototypsystem für weitere Untersuchungen dienen kann, mit dem Ziel, in Zukunft Sensorelemente zum Detektieren von magnetischen Mikro- und Nanopartikeln entwickeln zu können. Dabei sollten die Einflüsse der Herrstellungsparamter sowie der einzelnen Schichtdicken auf das Spin-Ventil untersucht werden. Des Weiteren sollte die Anwendbarkeit der vorhandenen Mess- und Analysemethoden auf Spin-Ventile geprüft und diese gegebenenfalls weiterentwickelt werden.

Als Materialsystem konnte nach Arbeiten von Umemento et al. dieses System als geeignet identifiziert werden. Aus Arbeiten von Dieny et al. war bekannt, dass bei Variationen der ferromagnetischen Elektroden in einem Schichtdickenbereich von 4 bis 6 nm und bei Variationen der Zwischenschichtdicke von circa 2 bis 3 nm möglichst große Änderungen im GMR-Signal entstehen sollten. Dies wurde als Grundlage verwendet, um die Empfindlichkeit der Aufbauten zu testen.

In Vorexperimenten konnte herausgestellt werden, dass das DC-Potential beim Sputterprozess dramatischen Einfluss auf Reproduzierbarkeit hat.

Es konnte gezeigt werden, dass die GMR-Effektamplitude eine Schichtdickenabhängigkeit von den ferromagnetischen Elektroden besitzt, die eine gute Übereinstimmung mit dem Modell von Dieny et al. aufweist. Des Weiteren konnte die prognostizierte starke negative Abhängigkeit des GMR-Effektes von der Zwischenschichtdicke gefunden werden. Das Koerzitiv- und das Austauschverschiebungsfeld der an den Antiferromagneten gekoppelten Referenzelektrode zeigen eine antiproportionale Schichtdickenabhängikeit von

der Referenzelektrode, was mit den Vorhersagen in der Literatur für reine EB-Systeme übereinstimmt. Die Austauschverschiebung der Hysterese-Kurve der freien Elektrode und ihre Empfindlichkeit gegenüber der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht sowie der Einfluss der von UMEMENTO et al. vorgeschlagenen, zusätzlichen Kupferschicht im Puffer im Hinblick auf die GMR-Effektamplitude konnte für das genutzte System bestätigt werden.

Zusammenfassend konnte ein geeignetes Materialsystem mit großer und reproduzierbarer Effektamplitude von 8-10% etabliert werden. Des Weiteren konnte durch apparative und softwaretechnische Veränderungen an dem experimentellen Aufbau zur Charakterisierung des GMR-Effekts (4-Punkt Messung) die Messgenauigkeit verbessert sowie der Messvorgang und die Datenanalyse optimiert werden. Außerdem wurde eine Vergleichbarkeit der Austauschverschiebungs- und Koerzitivfeldmessdaten, die durch die magnetfeldabhängige Widerstandsmessung gewonnen wurden, mit denen, die durch die etablierte Kerr-Magnetometrie erhalten wurden, bewiesen.

Zukünftig können genauere Untersuchung der Herstellungsparameter sowie breitere Studien der Schichtdickenabhängigkeiten weitere Erkenntnisse und Optimierungen an dem hier vorgestellten Spin-Ventilsystem liefern. Eine weitere Optimierungsmöglichkeit wäre das Formen der Flächengeometrie der Spin-Ventile durch Lithographie, da so die flächenabhängige Schichtdickenvarianz besser kontrolliert werden könnte.

Perspektivisch können diese Vorarbeiten dazu genutzt werden, um in einem nächsten Schritt die Sensorelemente zu miniaturisieren und als Nachweis magnetischer Partikel zu verwenden. Anschließend würden diese Sensoren in einem weiteren Schritt mit dem Transportsystem vereint werden.

LITERATURVERZEICHNIS

[AHM00] Anderson, G., Y. Huai und L. Miloslawsky. *CoFe/IrMn exchange biased top, bottom, and dual spin valves.* Journal of Applied Physics, 87(9), 6989 (2000). URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/87/9/10.1063/1.372907.

[BBF88] Baibich, M. N., J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas. *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices.* Physical Review Letters, 61(21), 2472 (1988). URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.2472.

[BGS89] Binasch, G., P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn. *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange.* Physical Review B, 39(7), 4828 (1989). URL https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.39.4828.

[BKS05] Bergmann, L., R. Kassing, C. Schaefer und S. Blügel. *Lehrbuch der Experimentalphysik 6. Festkörper.* Lehrbuch Der Experimentalphysik. De Gruyter (2005). URL https://books.google.de/books?id=tdwCl-fzOuoC.

[BZ05] Butler, W. H. und X.-G. Zhang. *Electron Transport in Magnetic Multilayers.* In *Ultrathin Magnetic Structures III*, Seiten 5–50. Springer Berlin Heidelberg (2005). URL https://link.springer.com/content/pdf/10.1007{%}2F3-540-27163-5{_}2.pdfhttp://link.springer.com/chapter/10.1007/3-540-27163-5{_}2.

[CLD17] Cardoso, S., D. Leitao, T. Dias, J. Valadeiro, M. Silva, A. Chicharo, V. Silverio, J. Gaspar und P. Freitas. *Challenges and trends in magnetic sensor integration with microfluidics for biomedical applications.* Journal of Physics D: Applied

Physics, Seite aa66ec (2017). URL http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/aa66ec.

[Coe91] Coehoorn, R. *Period oscillatory interactions Co/Cu Fe/Cu*. Physical Review B, 44(17) (1991).

[Col58] Coles, B. *Spin-disorder effects in the electrical resistivities of metals and alloys*. Advances in Physics, 7(25), 40 (1958). URL http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00018735800101167.

[Dem13] Demtröder, W. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin, Heidelberg, 6. überarb. u. akt. Auflage (2013).

[Die04] Dieny, B. *Chapter 2 – Spin valves*. In *Magnetoelectronics*, Seiten 67–377. Elsevier Acad. Press (2004).

[FFC07] Freitas, P. P., R. Ferreira, S. Cardoso und F. Cardoso. *Magnetoresistive sensors*. Journal of Physics: Condensed Matter, 19(16), 165221 (2007). URL http://stacks.iop.org/0953-8984/19/i=16/a=165221?key=crossref.ef29bd9bc9710f5904633e7cd4eb9302.

[Get08] Getzlaff, M. *Magnetoresistivity*. In *Fundamentals of Magnetism*, Seiten 259–291. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2008). URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-540-31152-2{_}16.

[GM04] Gross, R. W.-M.-I. und A. Marx. *Kapitel 3 - Der anisotrope Magnetwiderstand* (2004). URL https://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/ME/ME{_}Kapitel3.pdf.

[Grü00] Grünberg, P. *Layered Magnetic Structures: Interlayer Exchange Coupling and Giant Magnetoresistance*, Seiten 49–64. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2000). URL https://doi.org/10.1007/978-3-662-04121-5{_}3.

[GSP86] Grünberg, P., R. Schreiber, Y. Pang, U. Walz, M. B. Brodsky und H. Sowers. *Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers*. Phys. Rev. Lett., 57(19), 2442 (1986). URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.2442.

[HS98] Hubert, A. und R. Schäfer. *Magnetic domains: The analysis of magnetic microstructures*. Springer, Berlin (1998).

[HSJ17] Halpern, J. H. U., S. Sinex und S. P. Johnson. *6.6: 3D Representation of Orbitals - Chemistry LibreTexts* (2017). URL https://chem.libretexts.org/Textbook{_}Maps/General{_}Chemistry{_}Textbook{_}Maps/

Map{%}3A{_}Chemistry{%}3A{_}The{_}Central{_}Science{_}(Brown{_}et{_}al.)/06.{_}Electronic{_}Structure{_}of{_}Atoms/6.6{%}3A{_}3D{_}Representation{_}of{_}Orbitals.

[Huc11] Huckfeldt, H. *Streufeldgesteuerte Selbstorganisation molekularer Gläser über magnetostriktive Deckschichten.* Diplomarbeit, Universität Kassel (2011).

[Ker77] Kerr, J. *XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet.* The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 3(19), 321 (1877). URL http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786447708639245https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/14786447708639245.

[Los05] Los, V. F. *Self-consistent theory of scattering at disordered interfaces in layered nanostructures.* Physical Review B, 72(11), 115441 (2005). URL https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.72.115441https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.115441.

[LP00] Los, V. F. und A. N. Pogorily. *Magnetoresistance of metallic magnetic multilayers in the ballistic regime for a spacer.* Journal of Physics D: Applied Physics, 33(11), 1267 (2000). URL http://stacks.iop.org/0022-3727/33/i=11/a=304?key=crossref.38b132b9b9d8dfa67b9b64a71517de08.

[Mat01] Mathon, J. *Phenomenological Theory of Giant Magnetoresistance*, Seiten 71–88. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2001). URL https://doi.org/10.1007/3-540-45258-3{_}4.

[MB56] Meiklejohn, W. H. und C. P. Bean. *New Magnetic Anisotropy.* Physical Review, 102(5), 1413 (1956).

[Mer99] Mertig, I. *Transport properties of dilute alloys.* Reports on Progress in Physics, 62(2), 237 (1999). URL http://stacks.iop.org/0034-4885/62/i=2/a=004?key=crossref.6fadbee60fc39fcc4eaa88d095e086b8.

[Mot36] Mott, N. F. *The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals.* Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 156(888), 368 (1936). URL http://rspa.royalsocietypublishing.org/http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/156/888/368.abstract.

[MP75] McGuire, T. und R. Potter. *Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3D Alloys.* IEEE Transactions on Magnetics, 11(4), 1018 (1975). URL http://ieeexplore.ieee.org/document/1058782/.

[Müg16] Müglich, N. D. *Exchange-Bias-Dünnschichtsysteme: Charakterisierung, Modellierung und Anwendung*. Dissertation, Universität Kassel (2016).

[NS99] Nogués, J. und I. K. Schuller. *Exchange bias*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192(2), 203 (1999).

[OFOVF10] O'Grady, K., L. E. Fernandez-Outon und G. Vallejo-Fernandez. *A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 322(8), 883 (2010).

[Smi51] Smit, J. *Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures*. Physica, 17(6), 612 (1951). URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031891451901176?via{%}3Dihub.

[Tho56] Thomson, W. *On the Electro-Dynamic Qualities of Metals:–Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron*. Proceedings of the Royal Society of London, 8(0), 546 (1856). URL http://rspl.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rspl.1856.0144.

[Tho08] Thompson, S. M. *The discovery, development and future of GMR: The Nobel Prize 2007*. Journal of Physics D: Applied Physics, 41(9), 093001 (2008). URL http://stacks.iop.org/0022-3727/41/i=9/a=093001?key=crossref.e81e7c8f22afb14e30b406657fab7e50http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/41/9/093001/pdf.

[TP01] Tsymbal, E. Y. und D. G. Pettifor. *Perspectives of Giant Magnetoresistance*. In *Solid State Physics - Advances in Research and Applications*, Volume 56, Seiten 113–237. Academic Press (2001). URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0081194701800199?via{%}3Dihubhttp://digitalcommons.unl.edu/physicstsymbalhttp://digitalcommons.unl.edu/physicstsymbal/50.

[UMO98] Umemoto, T., A. Maeda, S. Oikawa, K. Yoshioka, S. Takahashi, T. Tanuma, M. Kume und K. Shibata. *CoFe/IrMn spin-valves prepared on Cu islands*. IEEE Transactions on Magnetics, 34(4 PART 1), 960 (1998).

[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(12), 123904 (2015). URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4916093.

[Val52] Valdest, L. B. *PROCEEDINGS OF THE I-R-E Resistivity Measurements on Germanium for Transistors**. 29, 1429 (1952). URL http://lampx.tugraz.at/{~}hadley/sem/4pt/Resistivity.pdf.

[Wan97] Wang, D. *Thermally Stable, Low Saturation Field, Low Hysteresis, High GMR CoFe/Cu Multilayers*. IEEE Transactions on Magnetics, 33(5 PART 2), 3520 (1997).

[Wen15] Wenner, F. *A Method of Measuring Earth Resistivity*. Bulletin of the National Bureau of Standards, 12(iCi), 469 (1915).

[Wol15] Wolf, E. L. *Nanophysik und Nanotechnologie : eine Einführung in die Konzepte der Nanowissenschaften*. Wiley-VCH, Weinheim (2015). URL `http://deposit.d-nb.de/cgi-bin/dokserv?id=5179077{&}prov=M{&}dok{_}var=1{&}dok{_}ext=htm`.

EIGENSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken (dazu zählen auch Internetquellen) entnommen sind, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Ort, Datum

Unterschrift