

Diplomarbeit

**Erweiterung einer Ionenstrahlanlage mit einem in-situ
KERR-Magnetometer zur Untersuchung der nahen
Zeitabhängigkeit ionenbeschussinduzierter
Modifikationen in magnetischen
Dünnschichtsystemen**

Niklas Stein

Februar 2009

Studiengang Nanostrukturwissenschaften

Universität Kassel

Durchgeführt in der Arbeitsgruppe Experimentalphysik IV unter
Anleitung von Prof. Dr. A. Ehresmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Magnetismus im Festkörper	3
2.1.1	Magnetische Anisotropien	7
2.2	Austauschanisotropie (Exchange Bias)	8
2.2.1	Phänomenologie	9
2.2.2	MEIKLEJOHN-BEAN Modell	10
2.2.3	Zwei-Niveau-Modell von FULCOMER und CHARAP	12
2.2.4	Modell polykristalliner Schichten	15
2.2.5	Spinglasmodell	17
2.3	Magnetooptischer KERR-Effekt (MOKE)	18
2.3.1	MOKE-Geometrien	20
2.4	Beschuss von austauschverschobenen Schichtsystemen mit He-Ionen	23
2.4.1	Wechselwirkung der Ionen mit dem Festkörper	23
2.4.2	Einfluss auf die Austauschverschiebung	26
3	Apparatur	33
3.1	Die Ionenstrahlanlage im Ausgangszustand	33
3.2	Erweiterung der Ionenstrahlanlage mit einem Kerr-Magnetometer	36
3.2.1	Das KERR-Magnetometer	37
3.2.2	Laser	40
3.2.3	Polarisator, Blenden und Linsen	41
3.2.4	Probenhalter	42
3.2.5	Elektromagnet	44
3.2.6	Wollaston-Prisma	47
3.2.7	Detektor	50
3.2.8	Auswertungssoftware	51
3.3	Schwingungsproblematik und Lösungsansätze	53
3.3.1	Der Betonschlauch	53

3.3.2	4 Luftfederelemente	53
3.3.3	Axialkompensator	54
3.3.4	Entkopplung des Strahlengangs	55
4	Experimente/Testmessungen	57
4.1	Das untersuchte Schichtsystem	57
4.2	Durchführung	59
4.2.1	Fehlerabschätzung	61
4.3	Ergebnisse	62
4.3.1	Direkte in-situ Messung von Hysteresen nach dem Ionenbeschuss für verschiedene Dosen	62
4.3.2	Variation der Zeitspanne zwischen Ionenbeschuss und in-situ Hy- steresemessung für eine Dosis von $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$	66
4.3.3	Einzelne in-situ Messung 60 min nach dem Ionenbeschuss für 3 verschiedene Ionendosen	68
4.4	Diskussion	69
5	Zusammenfassung	71
A	Literaturverzeichnis	73
B	Danksagung	77
C	Erklärung	79

1 Einleitung

Im Jahr 1956 wurde von MEIKLEJOHN und BEAN der sogenannte Exchange-Bias-Effekt (auf deutsch Austauschverschiebungseffekt) an oxidierten Co-Partikeln entdeckt [MB56]. Es handelt sich hierbei um eine unidirektionale Anisotropie hervorgerufen durch eine Kopplung von Spins eines antiferromagnetischen Materials mit einem ferromagnetischen Material. Obwohl diese immernoch nicht vollständig verstanden ist, finden sich dennoch zahlreiche technische Anwendungen des Effekts. Unter Ausnutzung des Exchange-Bias-Effekts wird beispielsweise heutzutage der Riesenmagnetowiderstandseffekt (GMR-Effekt) erfolgreich in Computerfestplattenleseköpfen eingesetzt. Der GMR-Effekt wurde von GRÜNBERG und FERT im Jahr 1988 entdeckt [BBF 88, BGS89] und ist 2007 mit dem Nobelpreis in Physik ausgezeichnet worden.

Dank moderner Sputteranlagen und Aufdampfapparaturen lassen sich heutzutage magnetische Schichtsysteme im Nanometerbereich herstellen, die den Exchange-Bias-Effekt aufweisen. Diese Schichtsysteme können mit Hilfe von hochenergetischen Heliumionen lateral magnetisch strukturiert werden, ohne dass sich die Topographie der Proben verändert (IBMP - Ion Beam induced Magnetic Patterning). Durch den Ionenbeschuss in einem externen Magnetfeld lassen sich die Größe und die Richtung der Austauschverschiebung magnetischer Dünnschichtsysteme gezielt variieren.

Zur lokalen Charakterisierung von magnetischen Eigenschaften einer Probe werden KERR-Magnetometer eingesetzt. Über diese lassen sich unter Ausnutzung des magnetooptischen KERR-Effekts [Ker76] magnetische Hysteresekurven von Dünnschichtsystemen aufnehmen, aus denen Größen wie die Austauschverschiebung oder das Koerzitivfeld direkt abgelesen werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte eine Ionenstrahlanlage mit einem longitudinalen KERR-Magnetometer erweitert werden, um magnetische Proben nach einem Heliumionenbeschuss in-situ charakterisieren zu können. Hierzu existierten bereits zwei dafür vorgesehene Flansche, durch die ein Laserstrahl zur Mitte der Probenkammer geführt werden sollte. Alle Komponenten des KERR-Magnetometers sollten im Rahmen dieser Arbeit

konstruiert und in die bestehende Ionenstrahlanlage implementiert werden. Weiterhin sollte die Funktionalität der erfolgreichen Implementierung des longitudinalen KERR-Magnetometers in die Ionenstrahlanlage anhand von Untersuchungen an einem NiO/Ni-Schichtsystem überprüft werden. Hierzu sollte das Schichtsystem nach einem 10 keV Heliumionenbeschuss in einem Magnetfeld, das antiparallel zur unidirektionalen Austauschisotropie angelegt werden sollte, auf die nahe Zeitabhängigkeit seiner Austauschverschiebung untersucht werden.

Es hat sich gezeigt, dass der schnelle Wechsel der Magnetfeldrichtung, der zum Messen eine Hysteresekurve notwendig ist, in zeitlicher Nähe zum Ionenbeschuss einen großen Einfluss auf die Austauschverschiebung des in dieser Arbeit untersuchten Schichtsystems hat. Es konnte zum Einen eine betragsmäßige Reduktion des Exchange-Bias-Feldes innerhalb weniger Minuten des Hysteresemessens nach dem Ionenbeschuss festgestellt werden. Zum Anderen konnte gezeigt werden, dass das durch den schnellen Magnetfeldwechsel *irritierte* Schichtsystem nach einiger Zeit die ursprüngliche unidirektionale Anisotropierichtung wieder annimmt und sich wie nach einem Heliumionenbeschuss bei Anlegen eines Feldes in paralleler Richtung zur unidirektionalen Anisotropie verhält.

Zur Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit kann das Zwei-Niveau-Modells für Exchange-Bias-Systeme von FULCOMER und CHARAP [FC72] herangezogen werden. Die Ergebnisse laden dazu ein, weitere, systematische Untersuchungen an verschiedenen Schichtsystemen mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Apparatur vorzunehmen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Effekte erklärt, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. Zunächst wird erläutert, welche Arten von Magnetismus im Festkörper vorliegen können und welche magnetischen Anisotropien eine Rolle spielen für das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Dünnschichtsystem. Anschließend wird genauer auf die so genannte Austauschisotropie eingegangen (englisch: Exchange Bias, kurz: EB), die eine Rolle spielt, wenn eine ferromagnetische Schicht an eine antiferromagnetische Schicht gekoppelt ist. Anschließend wird der magnetooptische KERR-Effekt beschrieben, unter dessen Ausnutzung es möglich ist, magnetische Hysteresekurven dünner Schichten aufzunehmen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die Grundlagen des Beschusses von austauschverschobenen Schichtsystemen mit He-Ionen vermittelt und es wird auch auf die Zeitabhängigkeit der sich einstellenden Effekte eingegangen.

2.1 Magnetismus im Festkörper

Die allgemeinen Grundlagen, die im Folgenden beschrieben werden, sind in fast jedem Lehrbuch der Physik zu finden. Ich beziehe mich hauptsächlich auf [Ber05].

Legt man an einen Festkörper ein äußeres magnetisches Feld \vec{H} an, so zeigt er häufig ein magnetisches Moment. Dieses Moment pro Einheitsvolumen wird als Magnetisierung \vec{M} bezeichnet. \vec{H} und \vec{M} haben dieselbe Einheit (A/m) und hängen meist linear voneinander ab.

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (2.1)$$

Der Proportionalitätsfaktor χ ist materialspezifisch und wird als magnetische Suszeptibilität bezeichnet. Über die magnetischen Suszeptibilitäten lassen sich Festkörper in verschiedene Kategorien einteilen, die alle makroskopisch unterschiedliches Verhalten aufweisen (siehe weiter unten). Die magnetische Feldstärke \vec{B} in einem Material kann

geschrieben werden als

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.2)$$

wobei μ_0 die magnetische Permeabilität des Vakuums darstellt. μ_0 ist konstant und hat den Wert $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$. Gleichung 1.2 kann auch geschrieben werden als

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

mit

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) = \mu_0\mu_r \quad (2.4)$$

der magnetischen Permeabilität und μ_r , der relativen Permeabilität.

Man findet folgende Kategorien für magnetische Festkörper:

Diamagnetische Materialien

Diamagnetische Materialien haben eine negative Suszeptibilität ($\chi < 0$, $\mu_r < 1$). Sie haben keine ungepaarten Elektronen und somit kein Nettospinmoment. In einem äußeren Magnetfeld wird in der Elektronenhülle der Atome ein Strom induziert, welcher wiederum ein Magnetfeld induziert, welches dem äußeren Feld entgegengerichtet ist (LENZ'sche Regel). Dadurch wird das Magnetfeld innerhalb des Diamagneten abgeschwächt und der Diamagnet hat das Bestreben aus dem Feld herauszuwandern. Diamagnetismus tritt in allen Materialien auf, wird jedoch oft von anderen Magnetismusarten wie dem stärkeren Para- oder Ferromagnetismus überlagert.

Paramagnetische Materialien

Paramagnetismus ist prägend für Materialien mit einer positiven aber kleinen magnetischen Suszeptibilität ($\chi > 0$, $\mu_r > 1$). Paramagnetische Materialien haben permanente magnetische Spinmomente z.B. durch Orbitale mit ungepaarten Elektronen. Diese sind aufgrund der thermischen Energie statistisch im Festkörper verteilt, und koppeln nicht miteinander. In einem äußeren Magnetfeld richten sich die Momente entlang des äußeren Feldes aus und verstärken es dadurch. Ein Paramagnet hat deshalb das Bestreben, in ein Magnetfeld hineinzuwandern. Schaltet man das äußere Magnetfeld allerdings wieder aus, verliert der Paramagnet wieder seine magnetische Ordnung, da die thermische Energie größer ist als die Wechselwirkungsenergie zwischen zwei benachbarten

Spinmomenten. Die Suszeptibilität eines Paramagneten ändert sich antiproportional mit der Temperatur (CURIE-Gesetz).

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.5)$$

Der Proportionalitätsfaktor C ist eine materialspezifische Konstante (CURIE-Konstante).

Ferromagnetische Materialien

Ferromagneten haben typischerweise eine große, positive Suszeptibilität ($\chi \gg 0$, $\mu_r \gg 1$). Wie paramagnetische Stoffe haben auch ferromagnetische Stoffe permanente magnetische Spinmomente, bei denen allerdings die Austauschwechselwirkung zwischen zwei benachbarten Spinmomenten größer ist als die thermische Energie. Die Austauschwechselwirkung wird durch den HEISENBERG-Operator beschrieben. Es resultiert daher eine freie Energieflächendichte von

$$E \propto -J \times S_1 \times S_2 \quad (2.6)$$

Bei einem ferromagnetischen Material ist $J > 0$, daher ist die parallele Stellung benachbarter Spins energetisch bevorzugt. Berücksichtigt man bei der Gesamtenergieminimierung auch Streufeldenergien und Domänenwandenergien, so resultiert hieraus, dass es für das System energetisch günstiger ist, nur innerhalb gewisser Bereiche die ferromagnetische Kopplung auszubilden. Diese sogenannten WEISS'schen Bezirke haben typischerweise einen durchschnittlichen Durchmesser von $0,01 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$. Die Ausrichtung der WEISS'schen Bezirke innerhalb eines Ferromagneten ist statistisch verteilt, sodass ohne äußeren Einfluss keine Nettomagnetisierung existiert. Legt man ein äußeres Magnetfeld an, richten sich die WEISS'schen Bezirke entlang dem äußeren Feld aus. Diese Ausrichtung bleibt sogar teilweise beim Abschalten des äußeren Feldes (Remanenz) erhalten.

Ferromagnetismus bleibt nur bis zu einer materialspezifischen Grenztemperatur erhalten. Bei Überschreiten der CURIE-Temperatur T_C übersteigt die thermische Energie die Energie der Austauschkopplung zwischen benachbarten Spins und das Material wird paramagnetisch. Der Prozess ist allerdings reversibel. Die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität eines Ferromagneten kann durch das CURIE-WEISS'sche Gesetz beschrieben werden:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.7)$$

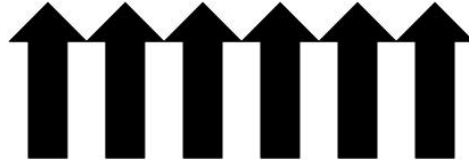


Abbildung 2.1: Schema der Spinkonfiguration eines Ferromagneten

Antiferromagnetische Materialien

Antiferromagneten besitzen eine Suszeptibilität von ungefähr null ($\chi \approx 0$, $\mu_r \approx 1$). Wie auch beim Ferromagneten ist die Austauschwechselwirkung zwischen zwei benachbarten Spinnmomenten größer als die thermische Energie. Der Unterschied zu ferromagnetischen Materialien besteht darin, dass die Austauschwechselwirkung J , die in die freie Energiefächendichte eingeht (Glg. 2.6) ein negatives Vorzeichen besitzt und daher die antiparallele Stellung benachbarter Spins bevorzugt wird. Ohne äußeres Magnetfeld sind die WEISS'schen Bezirke auch beim Antiferromagneten statistisch verteilt. Legt man ein äußeres Magnetfeld an, richten sich die WEISS'schen Bezirke antiparallel zueinander aus, sodass keine makroskopische Nettomagnetisierung vorliegt. Auch der Antiferromagnet wird oberhalb einer materialspezifischen Schwellentemperatur (NÉEL-Temperatur, T_N) paramagnetisch. Die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität lässt sich wie folgt beschreiben:

$$\chi = \frac{C}{T - T_N} \quad (2.8)$$

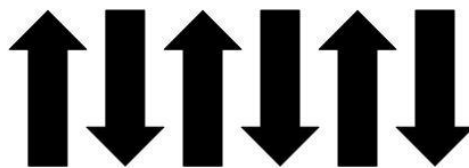


Abbildung 2.2: Schema der Spinkonfiguration eines Antiferromagneten

Ferrimagnetische Materialien

Die Suszeptibilität eines ferrimagnetischen Materials ist positiv ($\chi > 0$, $\mu_r > 1$). Ein ferrimagnetisches Material ist im Prinzip antiferromagnetisch aufgebaut, sodass die antiparallele Stellung zweier benachbarter Spinnmomente energetisch günstiger ist als die

parallele Stellung. Diese unterscheiden sich jedoch betragsmäßig, sodass der Ferrimagnet im äußeren Magnetfeld eine endliche Magnetisierung zeigt.

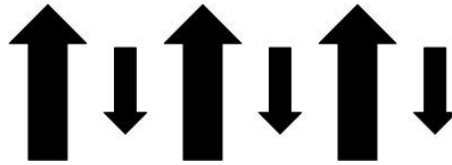


Abbildung 2.3: Schema der Spinkonfiguration eines Ferrimagneten

2.1.1 Magnetische Anisotropien

Im Allgemeinen findet man in magnetischen Festkörpern für die Ausrichtung der Spinnmomente gewisse Vorzugsrichtungen, die Momente richten sich also nicht isotrop (richtungsunabhängig) aus. Zum Beispiel gibt es in einkristallinen Ferromagneten durch die Kristallgitterorientierung Richtungen, in die sich der Ferromagnet lieber in einem externen Magnetfeld ausrichtet und solche, in denen ein höheres externes Magnetfeld benötigt wird, um die Ausrichtung aller WEISS'schen Bezirke entlang des äußeren Feldes zu erzwingen. Eine Richtung, in der sich ein Material leicht ummagnetisieren lässt, nennt man *magnetisch leichte Richtung*. Senkrecht dazu existiert meistens eine *magnetisch harte Richtung*.

Es gibt verschiedene Arten von magnetischen Anisotropien, die alle zur Gesamtanisotropie beitragen.

- Zunächst gibt es die **Kristallanisotropie**, die von der Orientierung der Magnetisierung zum Kristallgitter abhängt und ihre Ursache in der Spin-Bahn-Wechselwirkung findet. Diese spielt für diese Arbeit eine eher untergeordnete Rolle, da mit einem polykristallinen Material gearbeitet wurde, in dem die einzelnen Kristallite statistisch orientiert sind, wodurch sich die Anisotropie gegenseitig aufhebt.
- Ein weiterer Anisotropiebeitrag ist die **magneto-elastische Anisotropie**, die besagt, dass sich die Vorzugsmagnetisierungsrichtung eines Materials durch eine elastische Verzerrung beeinflussen lässt.
- Desweiteren gibt es die **Grenzflächenanisotropie**, die einen Betrag leistet, auf-

grund von gebrochener Translationsinvarianz an Grenz- und Oberflächen. Sie ist für diese Arbeit jedoch weitestgehend vernachlässigbar, da diese erst bei Schichtdicken unter 2 nm einen merklichen Anisotropiebeitrag im Vergleich zu den anderen Anisotropien leistet. Die in dieser Arbeit verwendete Schichtdicke von Antiferro- bzw. Ferromagneten liegt über 2 nm.

- Wichtig für diese Arbeit ist die **Formanisotropie**, die verursacht wird durch die makroskopische Form eines Körpers und die daraus resultierenden Streufelder. Die mikroskopische Ursache liegt in der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung und führt dazu, dass die freie GIBBS'sche Streufeldenthalpiedichte für unendlich ausgedehnte, dünne Schichten wie folgt berechnet werden kann (Herleitung in [Ber05])

$$g_s^{\text{Film}} = -\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \sin^2 \Theta \quad (2.9)$$

M_s ist hier die Sättigungsmagnetisierung, während Θ den Winkel zwischen der Magnetisierung und der Schichtnormalen beschreibt. Ein System versucht stets die freie Enthalpie zu minimieren. Der Ausdruck in Gleichung 2.9 auf der rechten Seite wird minimal, wenn $\Theta = 90^\circ$ ist, was bedeutet, dass die Enthalpiedichte minimal wird, wenn die Magnetisierung in der Schichtebene liegt (*in-plane*). Im Schichtdickenbereich von wenigen Nanometern ist diese Anisotropie dafür verantwortlich, dass sich die Magnetisierung nicht freiwillig aus der Schicht herausdreht.

- Die **Austauschanisotropie** ist Hauptuntersuchungsgegenstand dieser Arbeit und wird deshalb im nächsten Abschnitt besonders ausführlich beschrieben.

2.2 Austauschanisotropie (Exchange Bias)

Die in dieser Arbeit untersuchte Anisotropie ist der von Meiklejohn und Bean im Jahr 1956 entdeckte Austauschverschiebungseffekt [MB56, MB57]. Es handelt sich hierbei um eine Grenzflächenwechselwirkung zwischen einer antiferromagnetischen und einer ferromagnetischen Schicht, erstmals entdeckt an mit CoO beschichteten Co-Partikeln, der bis heute nicht vollständig verstanden ist. Zunächst wird etwas genauer auf die Phänomenologie des EB-Effekts eingegangen. Anschließend werden einige der zahlreichen Erklärungsmodelle vorgestellt. Angefangen mit dem intuitiven Modell von MEIKLEJOHN und BEAN geht es weiter mit den für den Ionenbeschuss interessanten Modellen von FULCOMER und CHARAP [FC72] und STILES und MCMICHAEL [SM99] bis

hin zum aktuellsten Modell zur Beschreibung des EB-Effektes, dem Spinglasmodell [Rad05, RZ08].

2.2.1 Phänomenologie

In einem Schichtsystem bestehend aus einer antiferromagnetischen Schicht und einer ferromagnetischen Schicht mit Schichtdicken im Nanometerbereich zeigt sich nach einem Feldkühlungsprozess unter die NÉEL-Temperatur eine vom Ursprung entlang der Feldachse verschobene, magnetische Hysteresekurve. Abbildung 2.4 zeigt genauer, wie dieses Verhalten interpretiert werden kann. Abbildung 2.4a zeigt das Schichtsy-

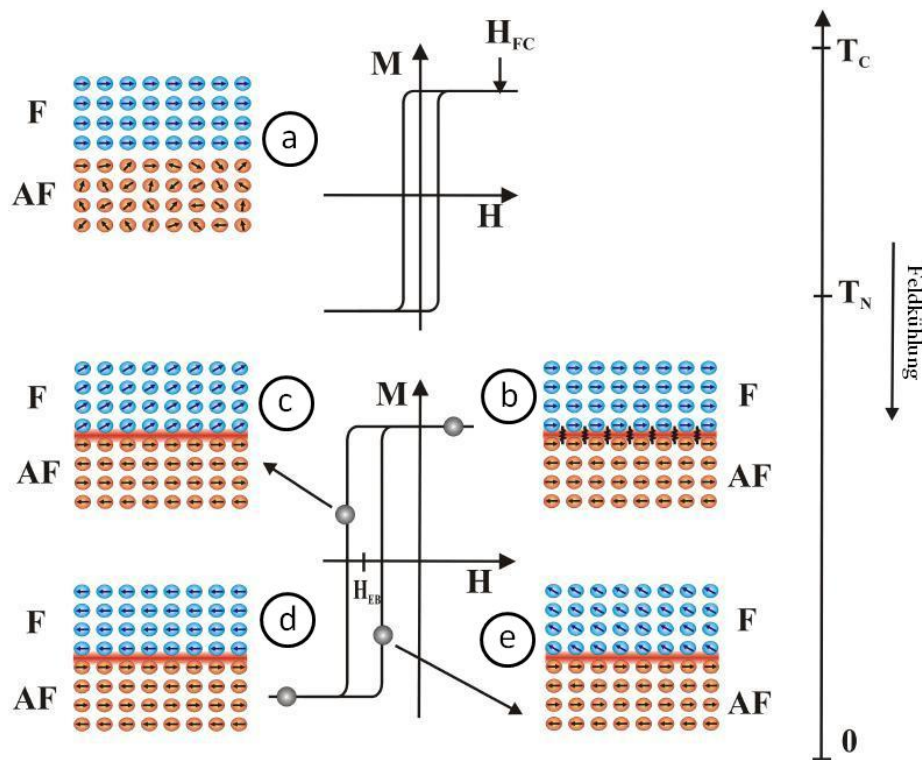


Abbildung 2.4: Phänomenologisches Modell des Exchange Bias-Effektes eines Antiferromagnet-Ferromagnet-Schichtsystems. Nach einem Feldkühlungsprozess unterhalb der NÉEL-Temperatur findet eine Kopplung zwischen antiferromagnetischer und ferromagnetischer Schicht statt, wodurch die Hysteresekurve um den Betrag H_{EB} entlang der Feldachse verschoben wird. Die genaue Beschreibung der Punkte 1-5 findet sich im Text (nach [Rad05]).

stem Antiferromagnet/Ferromagnet in einem Temperaturintervall oberhalb der NÉEL-Temperatur des Antiferromagneten aber unterhalb der CURIE-Temperatur des Ferromagneten. Die Spins in der antiferromagnetischen Schicht sind ungeordnet, während die Spins in der ferromagnetischen Schicht geordnet vorliegen und eine für einen Ferromagneten typische Hysteresekurve um den Ursprung erzeugen. Kühlt man das System in einem externen Magnetfeld in positiver Richtung unterhalb der NÉEL-Temperatur ab, so erreicht man eine Kopplung an der Grenzfläche der beiden Schichten (Abb. 2.4b). Will man die Spins in der Ferromagnetschicht nun entgegen der Kopplungsrichtung ausrichten, wie in Abb. 2.4d dargestellt, so ist ein größeres Magnetfeld in negativer Richtung erforderlich, als es ohne die Kopplung mit den antiferromagnetischen Spins nötig gewesen wäre. Dieses zusätzlich aufzubringende Feld wird als H_{EB} bezeichnet. Die Spinschemata c und e in Abbildung 2.4 zeigen eine mögliche Übergangskonfiguration während der Ummagnetisierungsprozesse im Ferromagneten.

Wie groß H_{EB} im einzelnen ist, hängt stark vom Schichtsystem ab. Es gibt allerdings eine Tendenz, die für alle Schichtsysteme gilt, und zwar wird H_{EB} umso größer, je dünner die ferromagnetische Schicht ist.

$$H_{\text{EB}} \propto \frac{1}{d_{\text{FM}}} \quad (2.10)$$

Desweiteren gibt es für die antiferromagnetische Schicht eine Mindestdicke, die für das Vorhandensein von EB erreicht werden muss. Diese ist wiederum schichtsystemabhängig. Darüber hinaus wird H_{EB} ab einer materialspezifischen Dicke der antiferromagnetischen Schicht nicht mehr mit zunehmender Dicke der antiferromagnetischen Schicht größer.

Die halbe Breite der Hysterese entlang der Feldachse wird als Koerzitivfeldstärke bezeichnet (H_C).

2.2.2 Meiklejohn-Bean Modell

In diesem ersten Erklärungsversuch wird von einer glatten Grenzfläche zwischen dem Antiferromagneten und dem Ferromagneten ausgegangen [MB56, MB57]. Die Differenz zwischen der Anzahlflächendichte ferromagnetischer Kopplungen, das heißt solchen, bei denen der Spin der obersten Lage eines der beiden Spinuntergitter des AF in dieselbe Richtung zeigt wie der Spin des F, und antiferromagnetischer Kopplungen ist in diesem Modell proportional zu H_{EB} . Nun kann man sich Spinkonfigurationen im AF an der Grenzfläche zum F vorstellen, die genau gleich viele ferromagnetische wie antiferromagnetische Kopplungen verursachen und somit die Kopplung kompensieren. In diesem

Fall sollte kein Exchange Bias zu beobachten sein. Man kann sich aber auch leicht eine Spinkonfiguration des AF vorstellen, aus der mehr ferromagnetische als antiferromagnetische Kopplungen hervorgehen. Dies wird in diesem Modell als Ursache des Exchange Bias angesehen. Für eine kohärente Rotation der Magnetisierungen vom Ferromagnet M_{FM} und vom Antiferromagnet M_{AF} , kann die Energie des Systems pro Einheitsfläche A wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} = & -\mu_0 H M_{\text{FM}} d_{\text{FM}} \cos(\theta - \beta) + K_{\text{FM}} d_{\text{FM}} \sin^2 \beta \\ & + K_{\text{AF}} d_{\text{AF}} \sin^2 \alpha - J_{\text{EB}} \cos(\beta - \alpha) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Hierbei ist μ_0 die in Kap. 2.1 bereits definierte magnetische Feldkonstante, H ist das äußere angelegte Magnetfeld, das zu den Vorzugsorientierungen K_{FM} bzw. K_{AF} (das sind die als uniaxial angenommenen Anisotropiekonstanten des Ferromagneten und des Antiferromagneten, deren Vorzugsrichtungen hier als gleich angenommen werden) den Winkel θ einschließt. α und β bezeichnen die Verkippungswinkel zwischen Magnetisierungsrichtung des Antiferromagneten (M_{AF}) bzw. des Ferromagneten (M_{FM}) und der Anisotropierichtung $K_{\text{FM}}/K_{\text{AF}}$. d_{FM} und d_{AF} stellen die Schichtdicken des Ferromagneten bzw. des Antiferromagneten dar. Zur besseren Übersicht sind die Vektoren und Winkel noch einmal in Abb. 2.5 schematisch dargestellt. J_{EB} wird als Austauschkopplungskonstante bezeichnet und kann nach dem HEISENBERG-Modell [Hei28] wie folgt berechnet werden:

$$J_{\text{EB}} = -\frac{N}{a^2} 2J \vec{S}_{\text{F}} \cdot \vec{S}_{\text{AF}} \quad (2.12)$$

N ist die Anzahl der koppelnden Spinpaare in einer zweidimensionalen Einheitszelle mit der Kantenlänge a . J steht hier für das Austauschintegral und \vec{S}_{F} bzw. \vec{S}_{AF} stehen für die Spins der ferromagnetischen bzw. der antiferromagnetischen Schicht. Bei $J > 0$ wird die parallele Spinorientierung bevorzugt, bei $J < 0$ die antiparallele Orientierung. Unter der Annahme, dass alle Kopplungsstellen an der Grenzfläche von Ferromagnet und Antiferromagnet positiv zur Kopplung beitragen und unter Vernachlässigung der Antiferromagnetanisotropieenergie ($K_{\text{AF}} d_{\text{AF}} \sin^2 \alpha$) können aus Gleichung 2.11 Exchange Bias und Koerzitivfeld berechnet werden.

$$H_{\text{EB}} = -\frac{J_{\text{EB}}}{\mu_0 M_{\text{FM}} d_{\text{FM}}} \quad (2.13)$$

$$H_{\text{C}} = \frac{2K_{\text{FM}}}{\mu_0 M_{\text{FM}}} \quad (2.14)$$

Dass dieses Modell noch nicht wirklich gut ist, zeigt sich, wenn man H_{EB} über Gleichung 2.13 für ein Standardschichtsystem berechnet und mit dem Experiment vergleicht. Für ein Schichtsystem aus FeMn (AF) und NiFe (F) liegen mit Gleichung 2.13 berechnete Werte für H_{EB} ca. 2 Größenordnungen höher als experimentell gefunden werden [NS99].

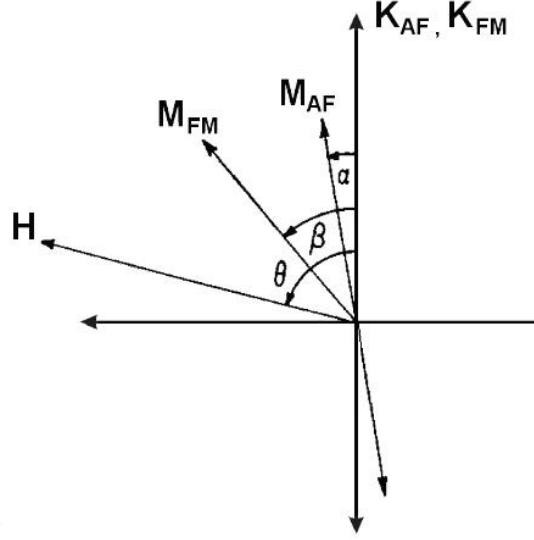


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Vektoren und Winkel im MEIKLEJOHN-BEAN Modell. α zeigt den Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung (M_{AF}) und Anisotropierichtung (K_{AF}) des Antiferromagneten, während β selbiges für den Ferromagneten angibt. H ist ein äußeres Magnetfeld, welches im Winkel θ zur Feldkühlungsrichtung ($\theta = 0$) anliegt (nach [RZ08])

2.2.3 Zwei-Niveau-Modell von Fulcomer und Charap

Dieses Modell von FULCOMER und CHARAP aus dem Jahr 1972 [FC72] befasst sich unter anderem mit der zeitlichen Entwicklung der Prozesse in einem Exchange Bias-Schichtsystem und wird als Basis zur Erklärung der Einflüsse des Ionenbeschusses auf selbige Systeme (siehe Kap. 2.4) verwendet. Als Ansatz in dieser Theorie wird der Antiferromagnet als polykristallin angenommen, während der Ferromagnet als einkristallin angesehen wird (Abb. 2.6). Die freie Energie E_{Korn}^i eines einzelnen Kristallits i ergibt sich in diesem Modell zu:

$$E_{\text{Korn}}^i = E_A^i \sin^2 \phi - E_{\text{EB}}^i \cos(\phi - \psi) \quad (2.15)$$

Dabei stellt E_A^i die Anisotropieenergie bzw. uniaxiale Volumenanisotropie des Antiferromagneten

$$E_A^i = K_{\text{AF}}^i S_i d_i \quad (2.16)$$

dar, mit K_{AF}^i als uniaxialer Anisotropiekonstante, der Kontaktfläche S_i des AF-Korns zum Ferromagneten und der Dicke d_i des Korns. E_{EB}^i steht für die sogenannte Koppelungsenergie bzw. unidirektionale Austauschanisotropie

$$E_{\text{EB}}^i = \kappa_{\text{EB}}^i S_i \quad (2.17)$$

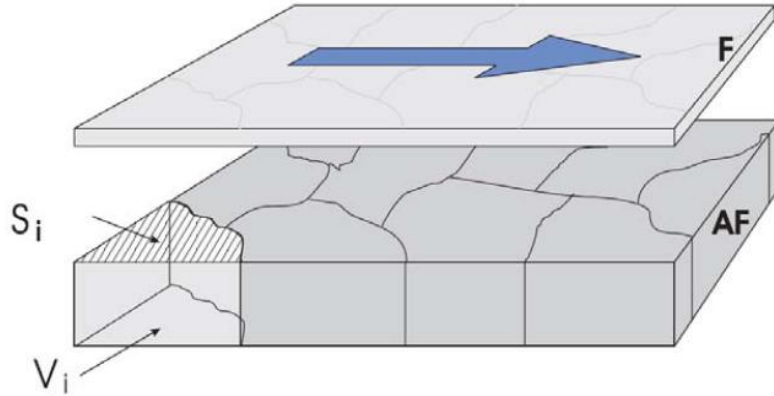


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Annahmen des FULCOMER und CHARAP Modells. Der Ferromagnet ist eindomänig, während der Antiferromagnet als polykristallin angenommen wird. S_i bezeichnet die Kontaktfläche zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet und $V_i = S_i \cdot d_i$ das Volumen des Kornes i (aus [EJE 05])

mit κ_{EB}^i als Kopplungsenergie pro Flächeneinheit. Die Winkel ϕ und ψ beschreiben die magnetischen Momente an der Grenzfläche des Antiferromagnetkorns bzw. des Ferromagneten in Bezug auf die leichte Achse des Ferromagneten. Nimmt man an, dass die leichte Achse des Ferromagneten auf der x-Achse liegt und ψ nur Werte von 0 oder π annimmt, so ist ϕ der Winkel zwischen der Magnetisierung des Antiferromagneten und des Ferromagneten und Gleichung 2.15 vereinfacht sich zu

$$E_{\text{Korn}}^i = E_A^i \sin^2 \phi_i - E_{\text{EB}}^i \cos(\phi_i) \text{ fuer } \psi = 0 \quad (2.18)$$

$$E_{\text{Korn}}^i = E_A^i \sin^2 \phi_i + E_{\text{EB}}^i \cos(\phi_i) \text{ fuer } \psi = \pi \quad (2.19)$$

Die weitere Rechnung beschränkt sich auf den Fall $\psi = 0$, da sie für den Fall $\psi = \pi$ analog verläuft. Zur Bestimmung des energetischen Minimums von E_{Korn}^i muss die partielle Ableitung von Gleichung 2.18 gebildet werden:

$$\frac{dE_{\text{Korn}}^i}{d\phi_i} = 2E_A^i \sin \phi_i \left(\cos \phi_i + \frac{E_{\text{EB}}^i}{2E_A^i} \right) \quad (2.20)$$

Ist E_A^i größer als $\frac{E_{\text{EB}}^i}{2}$, so wird Gleichung 2.20 Null bei $\phi = 0$, $\phi = \pi$ und $\phi = \arccos\left(-\frac{E_{\text{EB}}^i}{2E_A^i}\right)$. Es zeigt sich, dass es sich bei den beiden ersten gefundenen Extremstellen um 2 Minima handelt. Bei $\phi = \pi$ tritt ein lokales Minimum auf, bei $\phi = 0$ ein globales Minimum. Abb. 2.7 zeigt schematisch den Verlauf von E_{Korn}^i für 2 unterschiedliche Körner mit unterschiedlichen Volumina aber gleicher Kontaktfläche. An der

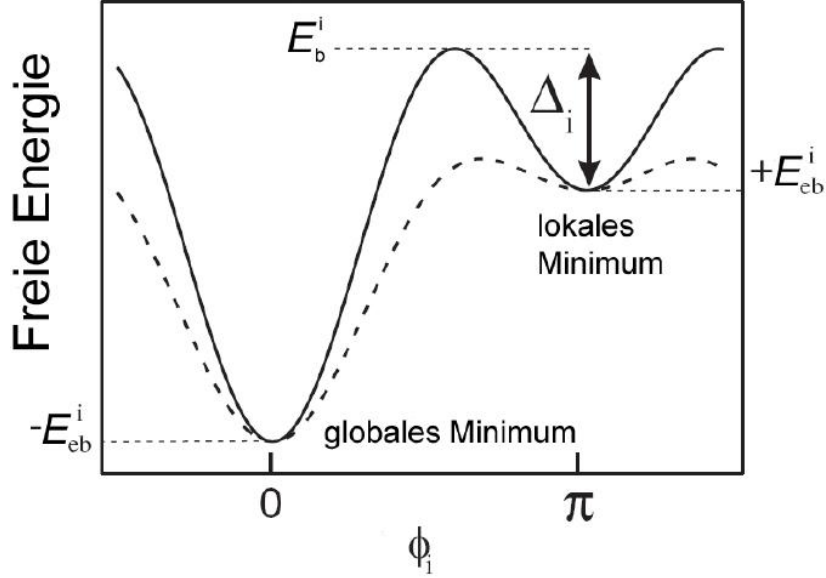


Abbildung 2.7: Darstellung der freien Energie eines Antiferromagnetkorns gegen die Magnetisierungsrichtung des Antiferromagneten zum Ferromagneten ϕ_i nach dem Zwei-Niveau-Modell von FULCOMER und CHARAP. Die gestrichelte Linie zeigt ein Korn mit halbem Volumen des Korns der durchgezogenen Linie (nach [EJE 05])

Stelle $\phi = \arccos\left(-\frac{E_{EB}^i}{2E_A^i}\right)$ befindet sich das Maximum zwischen globalem und lokalem Minimum. Es hat den Energiewert

$$E_b^i = E_A^i \left[1 + \left(\frac{E_{EB}^i}{2E_A^i} \right)^2 \right] \quad (2.21)$$

womit sich die Energiebarriere, die ein Korn überwinden muss, um vom lokalen ins globale Minimum zu gelangen, ergibt zu

$$\Delta_i = \frac{(2E_A^i - E_{EB}^i)^2}{4E_A^i} \quad (2.22)$$

FULCOMER und CHARAP haben sich ebenfalls Gedanken zu den Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden Minima gemacht. Dies resultierte in einer nicht analytisch lösbaren Verteilungsfunktion der Zeitkonstante $\omega(\tau)$, welche im Jahre 1998 von FUJIKATA et al. [FHY98] durch eine genäherte Verteilungsfunktion ersetzt wurde, um einen analytischen Zusammenhang zwischen H_{EB} und der Zeit t zu erhalten, der für nicht zu große und zu kleine Zeiten eine gute Näherung darstellt.

$$\frac{H_{EB}}{H_{EB,0}}(t) = h + K \cdot \ln(t) \quad (2.23)$$

mit

$$h = \frac{H_{\text{EB},0} + \Delta H_{\text{EB},\text{inst}}}{H_{\text{EB},0}} \quad (2.24)$$

$H_{\text{EB},0}$ stellt hierbei das ursprüngliche Exchange-Bias-Feld nach Herstellung einer Probe dar, auf das in Gleichung 2.23 normiert wird. Der zweite Summand $K \cdot \ln(t)$ beschreibt die thermische Relaxation des Schichtsystems in Abhängigkeit der Zeit t , wobei K die Stärke der Relaxation angibt. Die Größe $\Delta H_{\text{EB},\text{inst}}$, die über die Größe h mit einfließt, hat nur eine Bedeutung beim Ionenbeschuss, der 2 wesentliche Einflüsse auf die Austauschverschiebung einer Probe haben kann. Zum Einen kann dabei eine instantane Änderung und zum Anderen eine thermisch bedingte Relaxation mit der Zeit hervorgerufen werden (Mehr dazu in Kap. 2.4.2). $\Delta H_{\text{EB},\text{inst}}$ gibt die instantane Änderung des Exchange-Bias-Feldes beim Ionenbeschuss an. Ohne einen Ionenbeschuss ist die Größe Null und h wird zu 1. Da eine Logarithmus-Funktion die Eigenschaft hat, für 0 gegen $-\infty$ und für $+\infty$ gegen $+\infty$ zu streben, dies allerdings physikalisch keinen Sinn macht, gilt die Näherungsfunktion nur innerhalb der Grenzen $0 \ll t \ll \infty$.

Das Modell hat mit Gl. 2.23 eine gute Näherung hervorgebracht, um thermisch aktivierte Relaxationsprozesse von austauschverschobenen Schichtsystemen zu beschreiben. In dem 2-Niveau-Modell können Körner auch nach der Herstellung des Schichtsystems durch Überwindung der Energiebarriere Δ_i (z.B. durch thermische Energie) von ihrem lokalen Minimum in ihr globales Minimum relaxieren und somit zur Austauschverschiebung beitragen. Solche Schichtsysteme werden daher üblicherweise nach der Herstellung in einem externen Magnetfeld getempert, um die Austauschverschiebung zu erhöhen.

2.2.4 Modell polykristalliner Schichten

In diesem Modell von STILES und MCMICHEAL [SM99] werden sowohl der Antiferromagnet als auch der Ferromagnet als polykristallin betrachtet. Dabei werden die Antiferromagnetkristallite (Körner) soviel kleiner eingestuft als die Ferromagnetkristallite, dass sie untereinander nicht koppeln und keine Domänen senkrecht zur Oberfläche ausbilden können. Ab einer gewissen Schichtdicke des Antiferromagneten jedoch können sich Domänenwände parallel zur Grenzfläche ausbilden, zum Beispiel durch die Kopplung der oberen Antiferromagnetkörner mit den Ferromagnetkörnern (Abb. 2.8). Manche der Antiferromagnetkristallite koppeln mit den Ferromagnetkristalliten und sorgen so für die Austauschverschiebung. Welche Körner koppeln und welche nicht, wird in diesem Modell von 3 Größen abhängig gemacht. Zum einen spielt die thermische Energie $E_{th} = k_B T$ eine Rolle, dann die Kopplungsenergie $E_{\text{EB}}^i = \kappa_{\text{EB}}^i S_i$, wobei κ_{EB}^i die Kopplungsenergie pro Flächeneinheit und S_i die Kontaktfläche zwischen dem Anti-

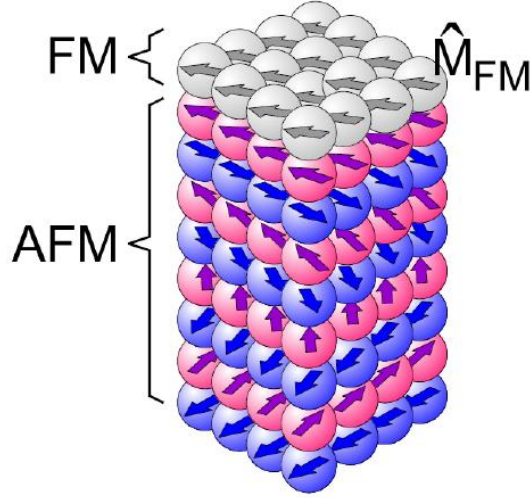


Abbildung 2.8: Modell von STILES und McMICHEAL. Aufgrund von Kopplungen der Antiferromagnetkristallite mit den Ferromagnetkristalliten bilden sich partielle Domänenwände in der Schichtebene (nach [SM99]).

ferromagnetkorn und dem Ferromagneten darstellt, und letztlich die Anisotropieenergie $E_A^i = K_{AF}^i V_i$ mit K_{AF}^i als uniaxialer Anisotropiekonstante des Antiferromagnetkorns und dem magnetisch effektiven Kornvolumen V_i . Je nachdem, wie sich diese Größen zueinander verhalten, können Antiferromagnetkristallite in 3 Kategorien eingeteilt werden [SFT96]. Die maßgebliche Größe ist hierbei das Volumen der Körner V_i , aber auch die Anisotropiekonstante K_{AF}^i ist als Verteilungsfunktion variabel. Mit einer ergänzten werden hier die 4 Kategorien kurz vorgestellt:

1. $K_{AF}^i V_i < k_B T$

Bei diesem Typ dominiert die thermische Energie über die AF-Anisotropieenergie. Daher sind die Spins nicht antiferromagnetisch ausgerichtet und der Kristallit ist paramagnetisch. Er trägt nicht zur Austauschverschiebung oder zur Koerzitivfelderhöhung bei.

2. $\kappa_{EB}^i S_i > K_{AF}^i V_i > k_B T$

Für diese AF-Körner existiert zwar eine Kopplung zwischen dem Antiferromagnet und dem Ferromagnet, doch die Kopplung ist nicht stabil genug, um zur unidirektionalen Anisotropie beizutragen. Vielmehr kann es zu einem Spinflip um 180° kommen, wenn der Ferromagnet über einen Grenzwinkel hinausgedreht wird. Die Kopplung trägt aber zum Koerzitivfeld bei.

3. $K_{AF}^i V_i > \kappa_{EB}^i S_i$

Für diesen Typ ist die Anisotropieenergie so groß, dass die Körner sich weder durch thermische Energie, noch durch das Drehen des Ferromagneten destabilisieren lassen. Die unidirektionale Anisotropie wird hierdurch gefördert.

4. Es existieren Körner, die thermisch stabil sind und zur Reduzierung der unidirektionalen Anisotropie führen können, da sie verkehrt herum an den Ferromagneten koppeln. Die zu überwindene Energiebarriere ist so groß, dass diese Körner beim Feldkühlungsprozess im lokalen Minimum verbleiben.

2.2.5 Spinglasmodell

Das bisher aktuellste Modell für den Exchange-Bias-Effekt von Radu und Zabel [Rad05, RZ08] schafft es, sowohl die Änderung der Koerzitivität als auch die Abhängigkeit von H_{EB} und H_C von der Schichtdicke des Antiferromagneten von Exchange-Bias-Schichtsystemen in das Modell von MEIKLEJOHN und BEAN (Kap. 2.2.2) zu integrieren. In diesem Modell wird im Gegensatz zum MEIKLEJOHN und BEAN Modell die Grenzfläche zwischen dem Antiferromagneten und dem Ferromagneten nicht als glatt angenommen, sondern als rau, wodurch sich an der Grenzfläche ein spinglasartiger Zustand ausbildet, indem die Spins des Antiferromagneten auch bei niedrigen Temperaturen ungeordnet vorliegen. Damit sich ein solcher *eingefrorener* Zustand ausbilden kann, müssen mehrere Wechselwirkungen unter den magnetischen Spins konkurrieren, so dass sich kein geordneter Antiferromagnet ausprägen kann (auch *Frustration* genannt). Diese ungeordneten Antiferromagnetspins in der Grenzfläche sorgen für eine Erniedrigung der Austauschanisotropie und werden als effektive (reduzierte) Spinglasanisotropie K_{SG}^{eff} in das MEIKLEJOHN und BEAN Modell eingeführt. Mit dem Winkel γ , der die durchschnittliche Richtung der effektiven Spinglasanisotropie wie alle anderen Winkel in bezug auf die uniaxiale Anisotropierichtung K_{AF} bzw. K_{FM} beschreibt, lässt sich die Freie Energie pro Fläche aus Gleichung 2.11 erweitern zu

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} = & -\mu_0 H M_{FM} d_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} d_{FM} \sin^2 \beta + K_{AF} d_{AF} \sin^2 \alpha \\ & + K_{SG}^{eff} \sin^2(\beta - \gamma) - J_{EB}^{eff} \cos(\beta - \alpha) \end{aligned} \quad (2.25)$$

J_{EB}^{eff} stellt die reduzierte Grenzflächenkopplungsenergie dar, die über den Konvertierungsfaktor f linear mit der vollständigen Grenzflächenkopplungsenergie zusammen hängt:

$$J_{EB}^{eff} = f J_{EB} \quad (2.26)$$

$$K_{SG}^{eff} = (1 - f) J_{EB} \quad (2.27)$$

Der Konvertierungsfaktor f beschreibt die Konvertierung von Grenzflächenenergie zu Koerzitivfeldenergie. Die Größe von f wird über die Grenzflächenrauigkeit bestimmt. Ist $f = 1$, so ist die Grenzfläche ideal glatt und das Modell geht über in das MEIKLEJOHN und BEAN Modell. Für $f = 0$ ist die Grenzfläche ideal ungeordnet und das Koerzitivfeld wird maximal.

Die Minimierung der freien Energie nach den Winkeln α und β aus Gl. 2.25 führt unter Vernachlässigung der magnetokristallinen Anisotropie ($K_{\text{FM}} = 0$) zu folgendem Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} h \sin(\theta - \beta) + \frac{(1-f)}{f} \sin[2(\beta - \gamma)] + \sin(\beta - \alpha) &= 0 \\ R \sin(2\alpha) - \sin(\beta - \alpha) &= 0 \end{aligned} \quad (2.28)$$

mit dem reduzierten externen Feld

$$h = \frac{H}{-\frac{J_{\text{EB}}^{\text{eff}}}{\mu_0 M_{\text{FM}} d_{\text{FM}}}} \quad (2.29)$$

und dem R-Verhältnis

$$R = \frac{K_{\text{AF}} d_{\text{AF}}}{J_{\text{EB}}^{\text{eff}}}, \quad (2.30)$$

welches die Stärke der Energiedichte der AF-Anisotropie zur effektiven Grenzflächenenergiedichte angibt. Das Gleichungssystem kann numerisch gelöst werden und gibt die energetisch günstigsten Winkel α und β für ein äußeres Feld H an.

Desweiteren wird in [Rad05] noch die vollständige Formel für das Austauschverschiebungsfeld H_{EB} unter Berücksichtigung der kritischen Schichtdicke des Antiferromagneten aufgeführt:

$$H_{\text{EB}} = \begin{cases} -\frac{J_{\text{EB}}}{\mu_0 M_{\text{FM}} d_{\text{FM}}} \sqrt{1 - \frac{J_{\text{EB}}^2}{4K_{\text{AF}}^2 d_{\text{AF}}^2}} & \text{für } \frac{K_{\text{AF}} d_{\text{AF}}}{J_{\text{EB}}} \geq 1 \\ 0 & \text{für } \frac{K_{\text{AF}} d_{\text{AF}}}{J_{\text{EB}}} < 1 \end{cases} \quad (2.31)$$

2.3 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Der von JOHN KERR im Jahre 1876 entdeckte KERR-Effekt [Ker76] ist die Grundlage zur experimentellen Beobachtung magnetischer Hysteresekurven. Der Effekt besteht darin, dass Licht, das in ein magnetisches Material eindringt, eine Polarisationsdrehung erfährt. Im Gegensatz zum damals bereits bekanntem FARADAY-Effekt, der sich mit der Transmission von Licht durch magnetisches Material beschäftigt, bezog sich der

KERR-Effekt erstmals auch auf die Reflexion von Licht an einer magnetischen Probe. Dass es hierbei einen Effekt gibt, ist damit zu begründen, dass Photonen nicht etwa nur an der obersten Atomlage einer Probe reflektiert werden, sondern einige Nanometer durchschnittliche Eindringtiefe und somit Wechselwirkungszeit mit den magnetischen Spins der Probe haben. Die Eindringtiefe für eine NiFe-Schicht beispielsweise beträgt ca. 15 nm [CRS96].

Phänomenologisch lässt sich der KERR-Effekt über das *Dielektrische Gesetz* beschreiben

$$\vec{D} = \hat{\epsilon} \vec{E}, \quad (2.32)$$

wobei \vec{D} , der induzierte Verschiebungsvektor über den dielektrischen Tensor $\hat{\epsilon}$ mit dem elektrischen Feldvektor \vec{E} der einfallenden Lichtwelle verknüpft wird [HS98]. Für kubische Kristalle hat $\hat{\epsilon}$ folgende Form:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1 & iQm_3 & -iQm_2 \\ -iQm_3 & 1 & iQm_1 \\ iQm_2 & -iQm_1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Hierbei ist ϵ die Dielektrizitätskonstante und Q die wellenlängenabhängige und materialspezifische VOIGT-Konstante. Mit \vec{m} als Magnetisierungsrichtungsvektor lässt sich Gleichung 2.32 schreiben als

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} - i\epsilon Q \vec{m} \times \vec{E}. \quad (2.34)$$

Das Vektorprodukt zwischen Magnetisierungsrichtung der Probe und elektrischem Feldvektor des Lichts lässt sich anschaulich als LORENTZ-Kraft verstehen. Der elektrische Feldvektor einer linear polarisierten Welle bewirkt eine Oszillation der Elektronen in der Probe in diese Richtung. Diese bewegte elektrische Ladung erfährt aufgrund der Magnetisierung in der Probe eine LORENTZ-Kraft die senkrecht zur Magnetisierung und zur ursprünglichen Bewegung steht. Die reflektierte Lichtwelle erhält durch diese zusätzliche Bewegung eine zusätzliche Amplitude (KERR-Amplitude \vec{R}_K). Diese zusätzliche Amplitude führt in den meisten Fällen zu elliptisch polarisiertem Licht¹.

Für eine elektromagnetische Welle der Form

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - k_z z)}, \quad (2.35)$$

mit

$$\vec{E}_0 = E_{0,x} \hat{e}_x + E_{0,y} \hat{e}_y \quad (2.36)$$

(\hat{e}_x und \hat{e}_y sind Einheitsvektoren) lässt sich die Polarisation der reflektierten Welle über den KERR-Winkel Θ_K und die Elliptizität η_K beschreiben (siehe Abb. 2.9) In [AB96]

¹Bei p-polarisiertem Licht in transversaler Geometrie führt der KERR-Effekt nicht zu elliptisch polarisiertem Licht, sondern zu einer Intensitätsänderung

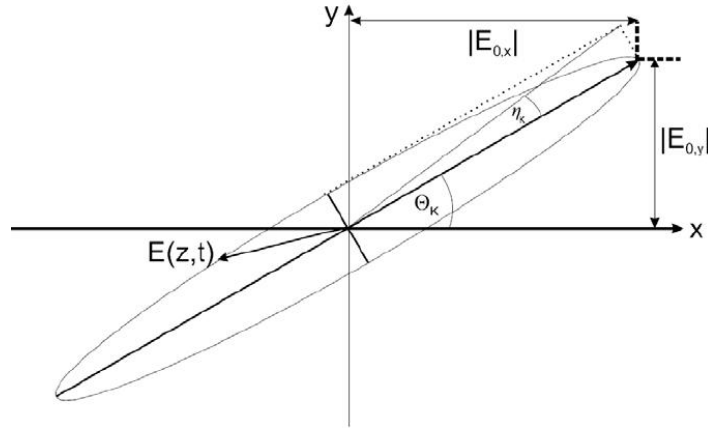


Abbildung 2.9: Elliptisch polarisiertes Licht nach Reflexion an einer magnetischen Probe. Durch den KERR-Winkel Θ_K und die Elliptizität η_K wird die Polarisation des Lichts eindeutig charakterisiert (aus [Mew02])

wird gezeigt, dass das Verhältnis der beiden Feldamplituden $E_{0,y}$ und $E_{0,x}$ bestimmt werden kann über

$$\frac{E_{0,y}}{E_{0,x}} = \frac{E_y}{E_x} = \frac{\tan \Theta_K + i \tan \eta_K}{1 - i \tan \Theta_K \tan \eta_K} \quad (2.37)$$

und für kleines Θ_K und kleines η_K näherungsweise

$$\frac{E_{0,y}}{E_{0,x}} \approx \Theta_K + i\eta_K := \Phi_K \quad (2.38)$$

angenähert werden kann, wobei Φ_K als komplexer KERR-Winkel definiert ist, welcher ein Maß für die Magnetisierung der Probe darstellt. Zwar ist die absolute Größe Φ_K noch von anderen Probeneigenschaften abhängig, aber die relative Änderung des KERR-Winkels gibt sehr wohl Aufschluss über die reinen Magnetisierungseigenschaften der Probe.

2.3.1 MOKE-Geometrien

Um eine Probe in allen Richtungen magnetisch zu charakterisieren, bedarf es unterschiedlicher Anordnungen von Probe zu Magnetfeld. Im Wesentlichen unterscheidet man zwischen 3 Geometrien: dem polaren, longitudinalen und transversalen KERR-Effekt. Die Polarisation des Lichts (elektrischer Anteil) kann dabei typischerweise entweder parallel (p-Geometrie) oder senkrecht (s-Geometrie) zur Einfallsebene gewählt werden, wobei es von der jeweiligen Geometrie abhängt, welche Polarisation sinnvoller ist. Im Folgenden werden die Geometrien kurz vorgestellt.

Longitudinaler Kerr-Effekt

Die Magnetisierung \vec{M} steht in dieser Geometrie parallel zur Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichts. In Abb. 2.10 ist s-polarisiertes Licht gezeigt, da dieses

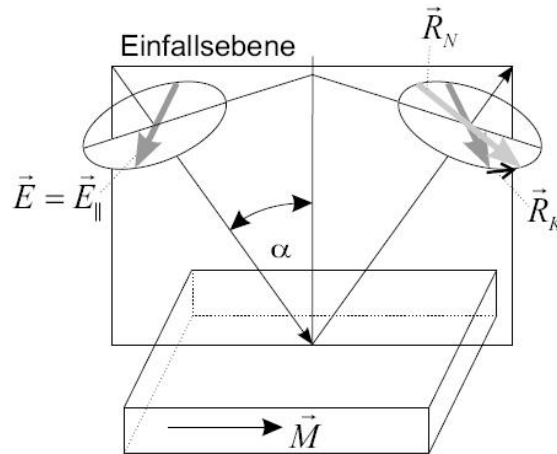


Abbildung 2.10: Schema der longitudinalen MOKE-Geometrie mit s-polarisiertem Licht (aus [Wei04]).

für die longitudinale Geometrie die sinnvollere Wahl ist, weil bei dieser Konfiguration der elektrische Anteil des Lichts \vec{E} stets senkrecht zur Magnetisierung der Schicht steht. Dies ist entscheidend für die KERR-Amplitude (vgl. Kreuzprodukt in Gleichung 2.34). Die KERR-Amplitude \vec{R}_K überlagert sich mit der reflektierten Amplitude \vec{R}_N zu elliptisch polarisiertem Licht, dessen Hauptachse in Abb. 2.10 hellgrau dargestellt ist. In der p-Geometrie würde man ebenfalls eine KERR-Amplitude erhalten, allerdings in geringerer Intensität, da nur der Anteil \vec{E}_{\perp} , der senkrecht zur Probenoberfläche steht, auch senkrecht zur Magnetisierung steht und somit zur KERR-Drehung beiträgt.

Der Einfallswinkel spielt in der s-Geometrie keine Rolle, da \vec{E} bei allen Winkeln senkrecht zur Magnetisierung der Probe steht. In der p-Geometrie würde man den streifenden Einfall bevorzugen (große Winkel α), da \vec{E}_{\perp} hier im Vergleich zu \vec{E}_{\parallel} groß wird.

Transversaler Kerr-Effekt

In dieser Geometrie steht die Magnetisierung \vec{M} parallel zur Probenoberfläche, aber senkrecht zur Einfallsebene des Lichts. In Abb. 2.11 ist die p-Geometrie gezeigt, da man in der s-Geometrie aufgrund von parallelen \vec{M} und \vec{E} keine KERR-Amplitude erwarten kann. In der p-Geometrie hingegen steht \vec{E} stets senkrecht zur Magnetisierung der

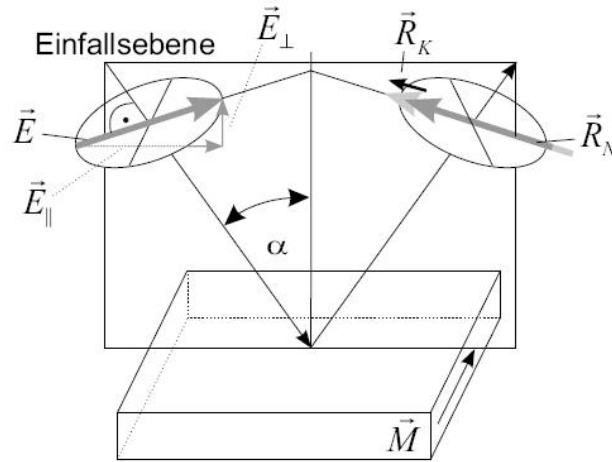


Abbildung 2.11: Schema der transversalen MOKE-Geometrie mit p-polarisiertem Licht (aus [Wei04]).

Probe und führt zu einer KERR-Amplitude. Da die Richtung dieser Amplitude durch $\vec{m} \times \vec{E}$ (Glg. 2.34) gegeben ist, führt der Anteil von \vec{E} , der senkrecht zur Probenoberfläche steht (\vec{E}_\perp), zu einem \vec{R}_K , das parallel zu \vec{R}_N in der Einfallsebene des Lichts liegt. Deswegen ist die zu messende Größe in dieser Geometrie keine KERR-Drehung sondern eine Intensitätsänderung des Lichts.

Bei der transversalen Geometrie ist ein streifender Einfall günstig (große Winkel α), da hier \vec{E}_\perp im Vergleich zu \vec{E}_\parallel groß und die Intensitätsänderung dadurch maximal wird.

Polarer Kerr-Effekt

Die Magnetisierung \vec{M} steht in dieser Geometrie senkrecht zur Probenoberfläche. In der polaren Geometrie kann man sowohl mit s-polarisiertem als auch mit p-polarisiertem Licht eine KERR-Amplitude beobachten. In der s-Geometrie steht \vec{E} stets senkrecht zu \vec{M} , wodurch eine KERR-Amplitude \vec{R}_K erzeugt wird, die zusammen mit \vec{R}_N wie im longitudinalen Fall zu elliptisch polarisiertem Licht führt. Bei der p-Geometrie trägt nur \vec{E}_\parallel zur KERR-Amplitude bei, da \vec{E}_\perp parallel zu \vec{M} steht.

In der polaren Geometrie ist ein senkrechter Einfall des Lichtstrahls (kleine Winkel α) sinnvoll, da hierbei \vec{E}_\parallel groß wird im Vergleich zu \vec{E}_\perp .

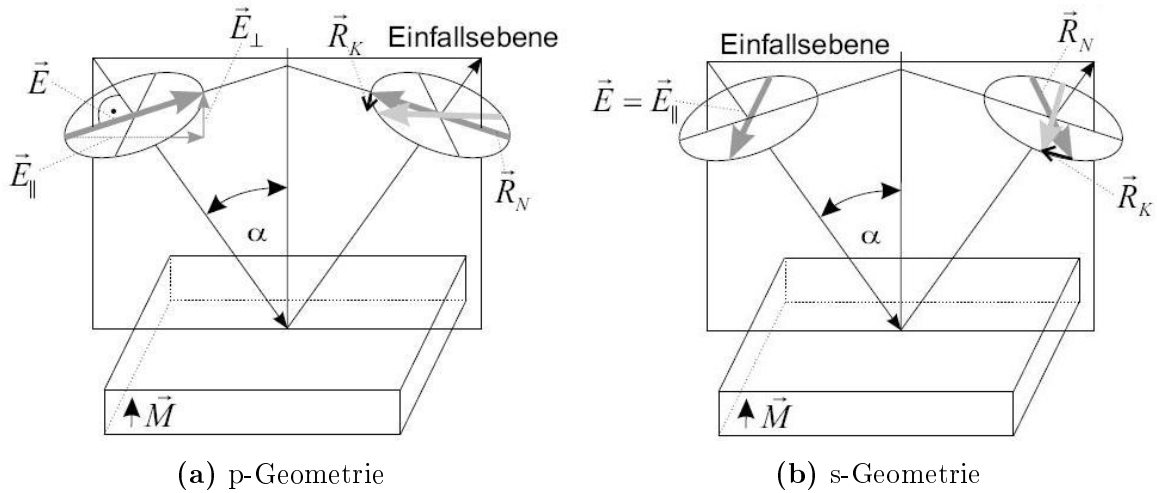


Abbildung 2.12: Schema der polaren MOKE-Geometrie mit p-polarisiertem Licht (a) und mit s-polarisiertem Licht (b) (aus [Wei04]).

2.4 Beschuss von austauschverschobenen Schichtsystemen mit He-Ionen

In dieser Arbeit wurden Exchange-Bias-Schichtsysteme mit Heliumionen beschossen, um deren magnetische Eigenschaften zu verändern (IBMP - Ion Beam induced Magnetic Patterning). Es wurden hierbei Heliumionen verwendet, da Helium als Edelgas zum einen chemisch inert ist und zum anderen, weil es sehr leicht ist und dadurch tief in das magnetische Schichtsystem eindringen kann, ohne größere Ablations- oder Sputtereffekte auszulösen [Kru02]. Zunächst werden die allgemeinen Einflüsse von Ionen auf Festkörper beschrieben, anschließend werden dann die speziellen Einflüsse auf Exchange-Bias-Schichtsysteme näher beleuchtet.

2.4.1 Wechselwirkung der Ionen mit dem Festkörper

Die folgenden Betrachtungen im Bezug auf das Abbremsverhalten beschleunigter Ionen in Festkörpern beziehen sich auf [RR78, Hae91]. Wenn beschleunigte Ionen (Im Fall dieser Arbeit 10 kV Beschleunigungsspannung) auf einen Festkörper treffen, können sie ihre Energie über 2 Arten abgeben. Über nukleare Stöße mit den Atomkernen und durch Energieabgabe an das Elektronensystem des Festkörpers.

Reichweite der Ionen im Festkörper

Die Reichweite von Ionen in einem Festkörper ist von vielen verschiedenen Faktoren abhängig. Zum einen von der Beschleunigungsspannung, von der Masse der Ionen, der Masse der Targetatome und auch vom Einschusswinkel. Wobei der Einschusswinkel in dieser Arbeit aufgrund der festen Geometrie der Ionenstrahlanlage stets senkrecht zur Probenoberfläche lag. Nach der Theorie von LINDHART, SCHARFF und SCHITT (aus [Hae91]) haben die Ionen im Festkörper durch Rückstreuungseffekte (kein linearer Weg) eine statistische Reichweitenverteilung ΔR_p in Form einer GAUSS-Funktion um eine entlang der Einfallsrichtung projizierte mittlere Reichweite R_p (siehe Abb. 2.13). Die Theorie gilt allerdings nur für amorphe Schichten und berücksichtigt keine sekundären Effekte wie beispielsweise Diffusion. Zur Berechnung der Reichweite können differenti-

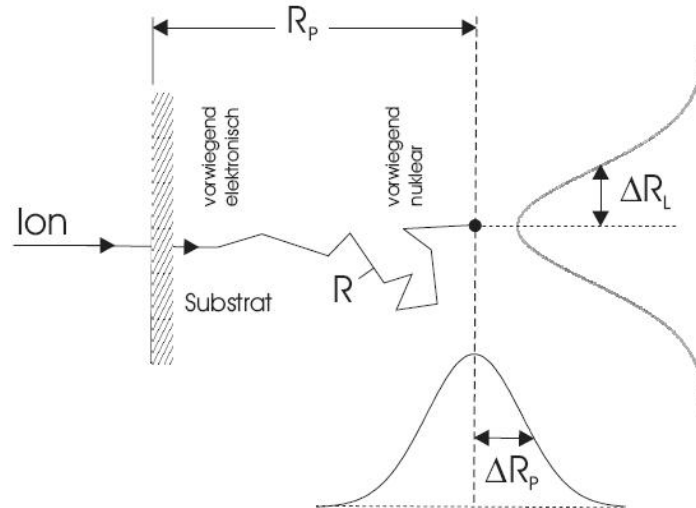


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der implantierten Ionen nach der LSS-Theorie. R ist die tatsächliche Reichweite, R_p die projizierte Reichweite, ΔR_p und ΔR_L sind die Standardabweichungen der mittleren Reichweite in Einfallsrichtung und in lateraler Richtung (nach [Hae91]).

elle Energieverluste pro Wegeinheit definiert werden.

$$S_{e,n} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{e,n} \quad (2.39)$$

Geht man von der Unabhängigkeit der beiden Energieverlustarten voneinander aus, so kann man den Gesamtenergieverlust pro Weglänge als Summe der beiden Prozesse beschreiben.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) = [S_e(E) + S_n(E)] \quad (2.40)$$

Mit Variablentrennung und anschließender Integration kann die Reichweite R bei bekannter Anfangsenergie E_0 und bekannten $S_e(E)$ und $S_n(E)$ berechnet werden über

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_e(E) + S_n(E)} \quad (2.41)$$

Energieverluste im Festkörper

Das Auftreffen eines Ions auf einen Targetatomkern kann man sich wie bei einem Stoß zweier Kugeln unterschiedlicher Massen vorstellen. Der Energieübertrag T_N ist abhängig von der Energie des Ions, den beiden Atommassen M_I (Ion) und M_T (Targetatom) und vom Streuwinkel θ :

$$T_N = 2 \frac{M_I M_T}{(M_I + M_T)^2} E (1 - \cos \theta) \quad (2.42)$$

Damit kann der vorher definierte differentielle nukleare Energieverlust $S_n(E)$ als eine Summe der Einzelenergieüberträge T_N folgendermaßen berechnet werden:

$$S_n(E) = \int_0^{T_m} T_N d\sigma(E, T_N) \quad (2.43)$$

mit

$$T_m = 4 \frac{M_I M_T}{(M_I + M_T)^2} E \quad (2.44)$$

Hierbei ist $d\sigma(E, T_N)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Stoß eines Ions der Energie E und T_m ist der maximal mögliche Energieübertrag eines Ions im Fall eines Frontalzusammenstoßes ($\theta = 180^\circ$).

Der elektronische differentielle Energieverlust $S_e(E)$ ist proportional zur jeweiligen Ionengeschwindigkeit, und wegen $E = \frac{1}{2}mv^2$ proportional zur Wurzel der Energie

$$S_e(E) = k_e \sqrt{E} \quad (2.45)$$

Der Proportionalitätsfaktor k_e ist nur geringfügig von den Massen der beteiligten Atomsorten abhängig und liegt im Bereich von $10^7 \frac{\sqrt{\text{eV}}}{\text{cm}}$.

In [Pae02] wurde die Simulationssoftware SRIM-2000 (*Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2000.40*, [ZBL85]) dazu verwendet, um die elektronischen und nuklearen Energieverluste eines Heliumions in einer NiO-Schicht für verschiedene Energien

des Helumions zu berechnen. Das Ergebnis ist in Abb. 2.14 dargestellt. Die Simulation zeigt, dass bei hohen Energien des Helumions die elektronischen Verluste überwiegen (Bei $E = 10$ keV sind ungefähr 3/4 der Verluste elektronischer Natur). Erst wenn die Energie der Ionen abnimmt, spielen die nuklearen Verluste eine größere Rolle. Ab einer Energie von ca. 3 keV überwiegen dann die nuklearen Verluste. Weiterhin wurde

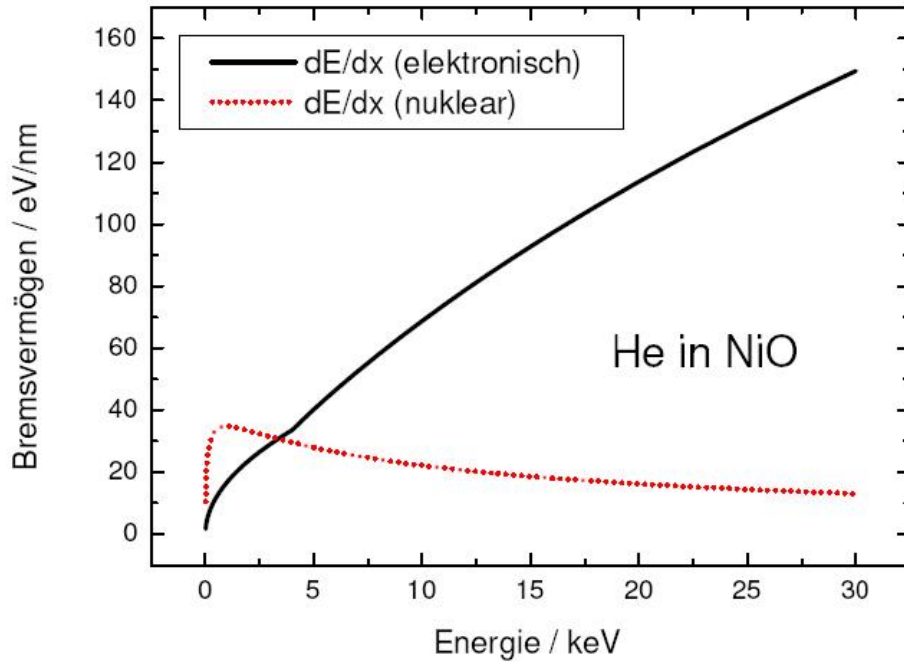


Abbildung 2.14: Vergleich der elektronischen und nuklearen Energieverluste von Helumionen in NiO-Schichten in Abhängigkeit von der Ionenenergie. Es handelt sich um berechnete Werte mit der Simulationssoftware SRIM-2000 (aus [Pae02]).

in [Eng04] berechnet, dass der durchschnittliche Energieverlust von Helumionen der Energie 10 keV im Schnitt bei 12 eV pro Atomlage liegt. Das sind 3 Größenordnungen mehr Energieeintrag in das Schichtsystem, als es bei einer thermischen Energiezufuhr bei 500 K der Fall ist ($k_B T \approx 43$ meV),

2.4.2 Einfluss auf die Austauschverschiebung

Beim Ionenbeschuss von austauschverschobenen Schichtsystemen, bestehend aus einem Antiferromagneten und einem Ferromagneten, kommt es aufgrund der hohen Energiezufuhr in das Schichtsystem zu folgenden Effekten:

- Legt man während des Beschusses in einem gewissen Ionendosisintervall² ein Magnetfeld entgegen der unidirektionalen Anisotropierichtung des Schichtsystems (antiparallele Geometrie) an, so bildet sich eine neue unidirektionale Anisotropie in der angelegten Magnetfeldrichtung aus.
- Bei einigen Schichtsystemen ist es gelungen, innerhalb eines kleinen Dosisintervalls die Austauschanisotropie durch den Ionenbeschuss zu überhöhen [MML 00].
- Nach dem Ionenbeschuss ist die Austauschanisotropie in der Regel nicht stabil, sondern relaxiert im Laufe mehrerer Wochen zu betragsmäßig höheren Werten.
- Bei höheren Ionendosen verringert sich die Austauschanisotropie bis hin zur vollständigen Zerstörung der Austauschkopplung.

In [EJE 05] wurden diese Effekte anhand des Zwei-Niveau-Modells von FULCOMER und CHARAP und der Weiterführung von FUJIKATA et al. (siehe Kap. 2.2.3) beschrieben.

Drehung der Anisotropierichtung

Durch das Anlegen eines Magnetfeldes entgegen der unidirektionalen Austauschanisotropie ändert sich im Modell von FULCOMER und CHARAP die Position von lokalem und globalem Minimum. Diese tauschen hierbei ihre Plätze, wobei die Besetzungszahlen der Zustände erhalten bleibt. Vor dem Beschuss befinden sich mehr Körner im globalen als im lokalen Minimum, da es sich um ein austauschverschobenes Schichtsystem handelt. Während des Beschusses sind dann weniger Körner im neuen globalen Minimum, es können aber durch den hohen Energieeintrag durch den Ionenbeschuss Körner die Energiebarriere Δ_i überwinden und von ihrem lokalen Minimum in ihr globales Minimum relaxieren. Zusätzlich führt der Beschuss zu einer Verkleinerung der Energiebarrieren (siehe nächster Abschnitt), wodurch letztlich noch mehr Körner in ihr globales Minimum übergehen können. Da sich nun auch wieder mehr Körner im globalen als im lokalen Minimum befinden, gibt es erneut eine Austauschverschiebung - diesmal aber mit umgekehrtem Vorzeichen.

²typischerweise $(10^{14} - 10^{16}) \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$

Überhöhung der Austauschverschiebung

In einigen Schichtsystemen kommt es durch den Ionenbeschuss zu einer erhöhten Austauschverschiebung. Der Effekt ist in der Regel stärker, wenn während des Ionenbeschusses ein Magnetfeld in Richtung der unidirektionalen Anisotropie anliegt (parallele Geometrie), wird aber auch in der antiparallelen Geometrie beobachtet. Zum einen wird dieser Effekt begründet über den hohen Energieeintrag in das Schichtsystem, wodurch mehr Körner die Energiebarriere Δ_i von ihrem lokalen Minimum zum globalen Minimum überwinden können. Dadurch können mehr Körner zur Anisotropie beitragen und H_{EB} wird größer. Zum anderen gibt es noch einen weiteren Effekt, der zu einer Erhöhung der Austauschanisotropie führen kann. Die Korngrößenverteilung in einem Antiferromagneten wird als logarithmische Normalverteilung angenommen [NHF96]. Durch den Ionenbeschuss können Defekte im Antiferromagneten hervorgerufen werden, sodass die Korngrößenverteilung sich zu kleineren Werten verschiebt. Das Kornvolumen geht über die Anisotropieenergie $E_A^i = K_{AF}^i V_i$ in die Formel der Energiebarriere Δ_i ein (Gl. 2.22). Somit bewirken kleinere Korngrößen durch den Ionenbeschuss eine Verringerung der Energiebarrieren (vgl. Abb. 2.15), wodurch mehr Körner vom lokalen in das globale Minimum relaxieren können. Gleichzeitig können Ionenbeschussinduzierte Defekte zu einer Verminderung der lokalen AF-Anisotropie K_{AF}^i führen. Auch dies führt zu einer Verminderung der Energiebarriere zwischen globalem und lokalem Minimum. Die Austauschverschiebung erhöht sich. Eine detailliertere Beschreibung dieser Phänomene findet man in [EJE 05].

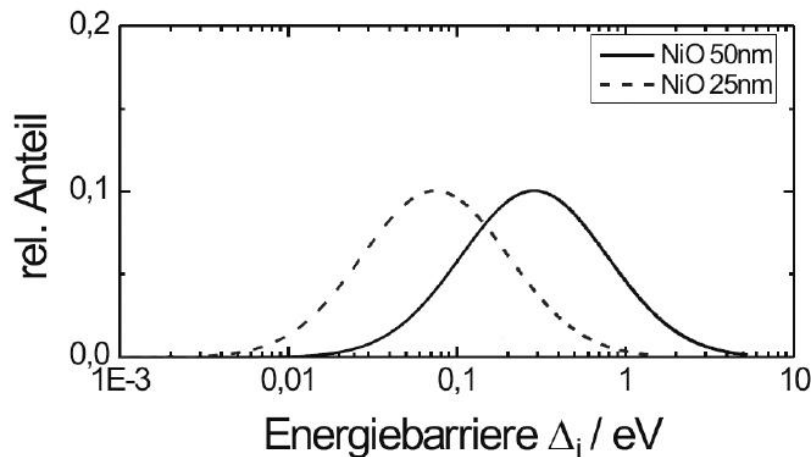


Abbildung 2.15: Vergleich zweier Energiebarriereverteilungen unter Voraussetzung einer logarithmischen Normalverteilung der Korngrößen für NiO mit zwei unterschiedlichen mittleren Korngrößen. Für kleinere Korngrößen sind auch die Energiebarrieren verringert (nach [Eng04]).

Zeitliche Entwicklung der Austauschverschiebung durch den Ionenbeschuss

Die thermisch aktivierte Relaxation des Exchange Bias zu höheren Werten kann über Gl. 2.23 aus der Weiterentwicklung des FULCOMER und CHARAP Modells von FUJIKATA et al. [FHY98] angenähert werden und ist in Abb. 2.16 experimentell gezeigt. Eine Erklärung hierzu findet man in [EJE 05]. Wie schon erwähnt, führt der Ionenbe-

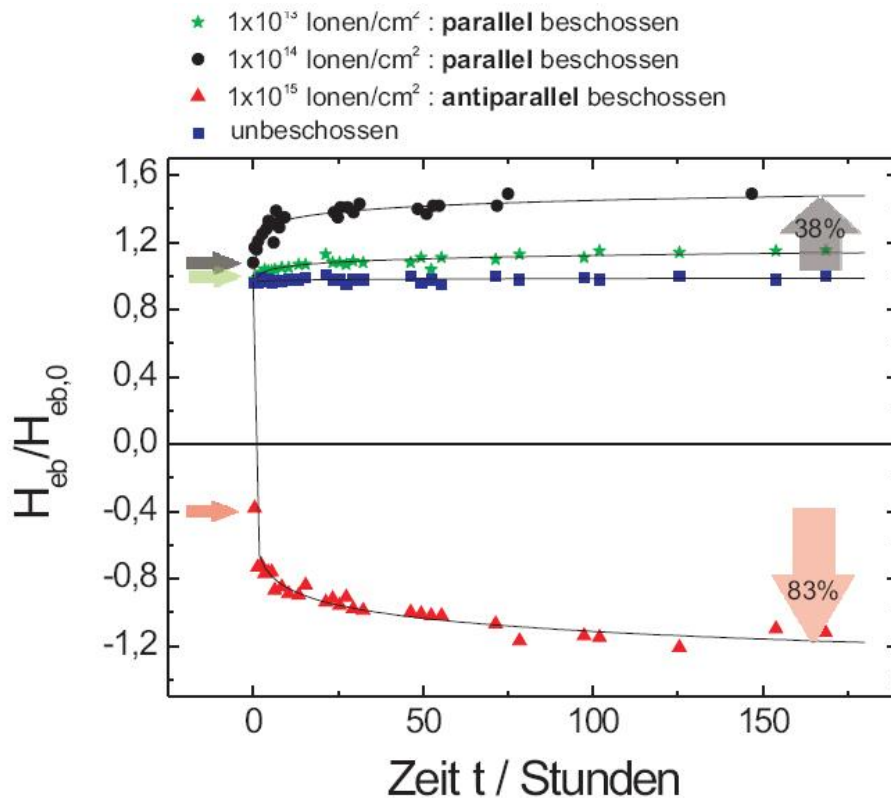


Abbildung 2.16: Relatives Austauschverschiebungsfeld als Funktion der Zeit nach dem Ionenbeschuss für ein NiO/NiFe-Schichtsystem für verschiedene Ionendosen. Es zeigt sich eine Relaxation zu betragsmäßig größeren Austauschverschiebungsfeldern (aus [Eng04]).

schuss zu Defekten im Antiferromagneten, was zu einer Verringerung der Korngrößen und somit der Energiebarrieren führt. Diese Defekte müssen allerdings nicht instantan erzeugt werden, sondern können auch erst nach dem Beschuss entstehen. Durch diese nachträgliche Defekterzeugung im Antiferromagneten, können immer wieder Energiebarrieren derart abgesenkt werden, dass sie bei Raumtemperatur vom jeweiligen AF-Korn überwunden werden können. Dies ist gut mit dem Kurvenverlauf in Abb. 2.16 zu vereinbaren, denn direkt nach dem Beschuss ist die zusätzliche Defekterzeu-

gung am wahrscheinlichsten, während sie zu späterem Zeitpunkt immer mehr abebbt und schließlich in Sättigung geht. In [Sch08] ist gezeigt worden, dass sich das Erreichen des Sättigungswertes von H_{EB} durch Kühlung des Schichtsystems auf 77 K (flüssiger Stickstoff) verlangsamen und durch Tempern bei 500 K nach dem Ionenbeschuss beschleunigen lässt.

Zerstörung der Austauschkopplung

Bei sehr hohen Ionendosen ab typischerweise ca. $10^{16} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ strebt das Austauschverschiebungsfeld gegen 0, unabhängig davon, ob ein Magnetfeld angelegt wird oder nicht. Abb. 2.17 zeigt eine typische Dosisabhängigkeit des relativen Exchange-Bias-Feldes von verschiedenen Schichtsystem aus [Eng04]. Dieser Effekt kann mit zunehmender De-

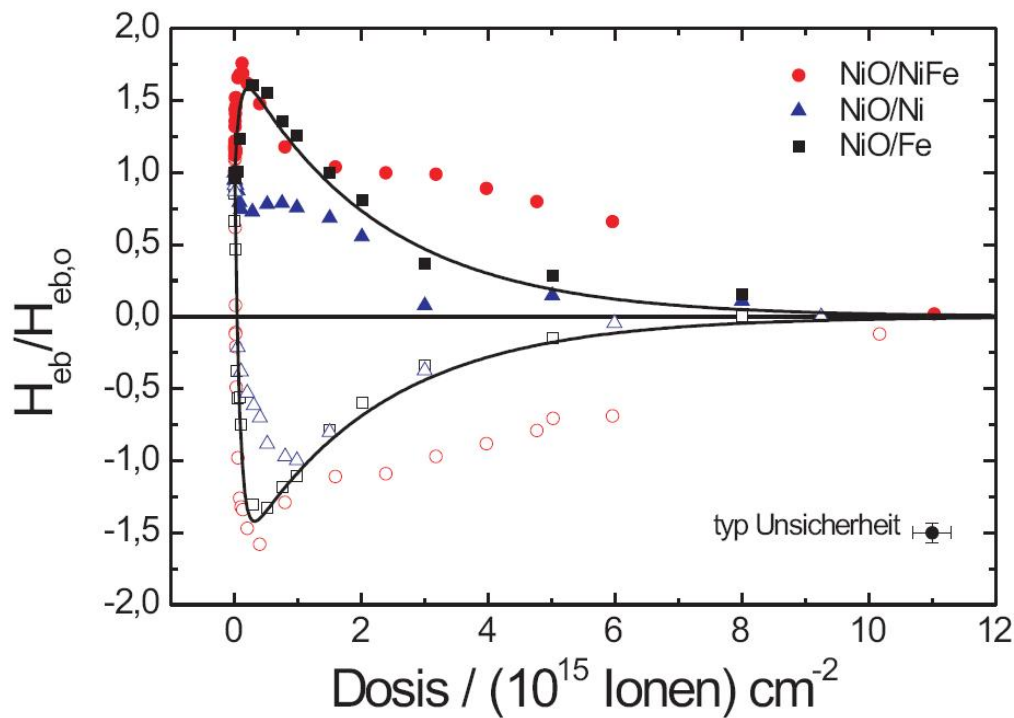


Abbildung 2.17: Experimentell gefundene Dosisabhängigkeit des relativen Austauschverschiebungsfeldes für verschiedene Schichtsysteme. Volle Symbole stehen für einen Beschuss mit parallelem und leere Symbole für ein antiparalleles Magnetfeld zur unidirektionalen Austauschisotropie (aus [Eng04]).

fekterzeugung im Antiferromagneten mit zunehmender Ionendosis begründet werden. Zum einen finden Durchmischungen an der Grenzfläche statt, zum anderen werden, wie

schon erwähnt, durch Defekte auch die Korngrößen und lokalen Anisotropiekonstanten kleiner, welches zu einer geringeren Energiebarrierenhöhe führt. Im Modell von STILES und MCMICHAEL (Kap. 2.2.4) wurden Körner über E_A^i in verschiedene Kategorien eingeteilt. Die Körner vom Typ 3, die für die Austauschverschiebung verantwortlich sind, werden durch höhere Ionendosen und damit verringerte Anisotropiekonstanten nach und nach zu Typ 1 umgewandelt, welche thermisch nicht mehr stabil genug sind, um zur Austauschverschiebung beizutragen.

3 Apparatur

3.1 Die Ionenstrahlanlage im Ausgangszustand

Im Rahmen dieser Arbeit wurde, basierend auf einer ionenoptischen Bank, eine Ionenstrahlanlage eingesetzt um mittels keV He-Ionenbeschuss magnetische Dünnschichtsysteme magnetisch topographielos zu strukturieren (siehe Kap. 2.4) und lokal die magnetischen Eigenschaften zu verändern (IBMP - Ion Beam induced Magnetic Patterning). Es wurden hierfür ausschließlich He^+ -Ionen verwendet, da Helium das leichteste Edelgas ist, es somit chemisch inert ist und weniger Ablationsprozesse als bei schwereren Vertretern der Edelgasatome auftreten. Die Proben ändern ihre laterale Struktur während des Beschusses mit Ionendosen, die für die Veränderung von magnetischen Eigenschaften der Probe notwendig sind, praktisch überhaupt nicht.

Die Anlage wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Dörte Junk [Jun03] aufgebaut und der schematische Aufbau der Apparatur ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Als Quelle wird eine PENNINGQuelle [Mar84] eingesetzt. Hierbei wird zunächst das Helium aus einer Gasflasche über ein membrangesteuertes Druckventil in die Quelle eingelassen. In dem zylinderförmigen Quellvolumen wird über eine angelegte Spannung ein Plasma gezündet, wobei neben freien Elektronen die gewünschten He^+ -Ionen entstehen. Um das Plasma stabil zu halten, liegt zusätzlich im Quellvolumen ein Magnetfeld an, das die Elektronen auf spiralförmige Bahnen zwingt, die dadurch länger im aktiven Volumen erhalten bleiben und die Ionisierungseffizienz steigern. Dieser Elektromagnet wird mit einer Gleichspannung von ca. 9 V und einem Strom von ca. 6 A betrieben. Aus dem Quellvolumen werden die He^+ -Ionen über eine Beschleunigungsspannung in Richtung Probenkammer beschleunigt. Diese kann bis zu 30kV betragen, wurde allerdings in dieser Arbeit ausschließlich mit 10 kV betrieben, da das Verhältnis zwischen Energieübertrag und Defektbildung im Schichtsystem hierbei ausgewogener ist und somit bessere Ergebnisse erzielt werden können als bei beispielsweise 5 kV oder 20 kV Beschleunigungsspannung. Der divergent aus der Quelle austretende Ionenstrahl wird nun mit einer elektrostatischen Einzellinse fokussiert. Die Linse besteht aus 3 ringförmigen Elektroden, wobei an der mittleren Elektrode dazu ebenfalls mehrere kV Spannung an-

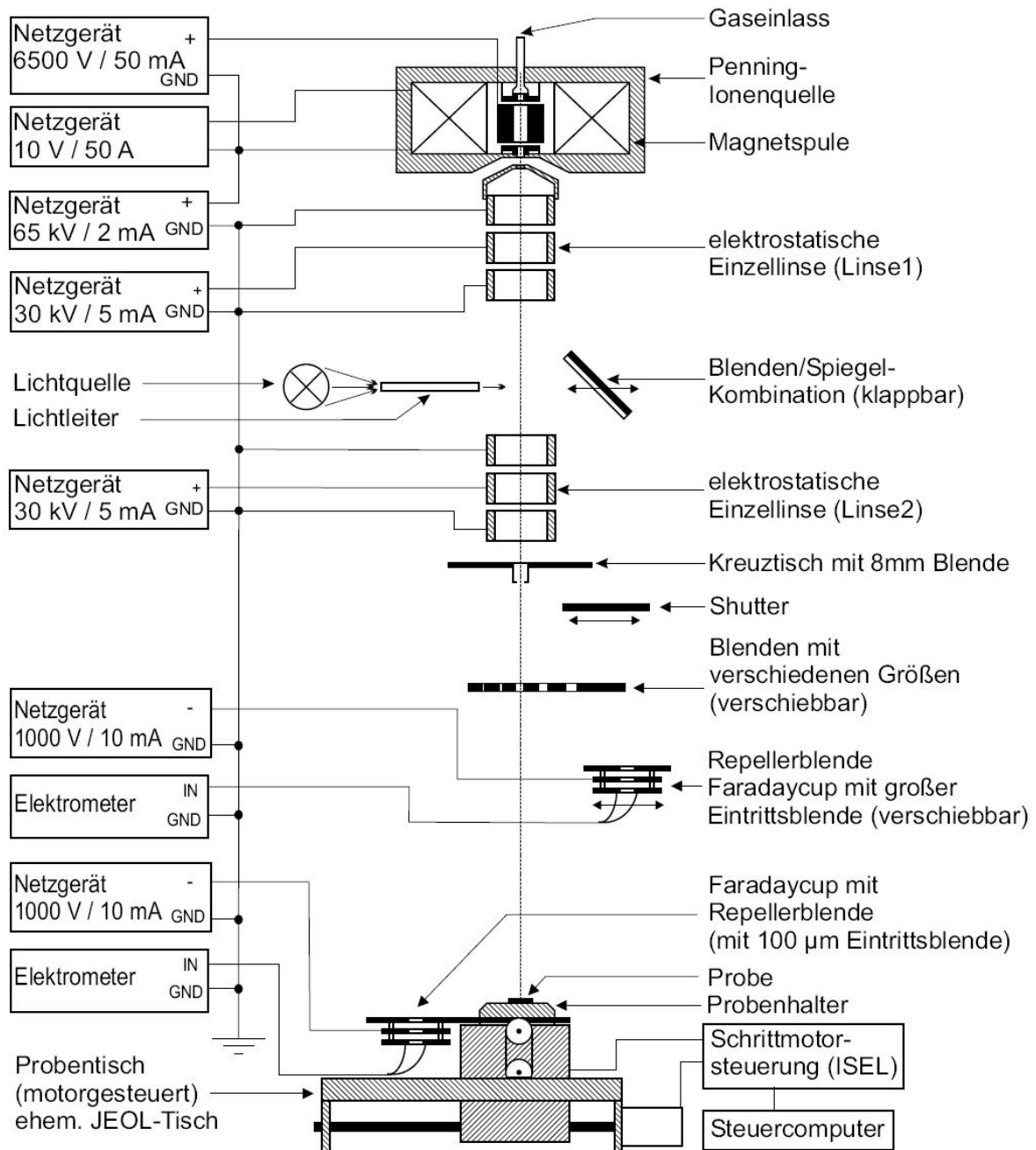


Abbildung 3.1: Schematische Aufbau der Ionenstrahlanlage (aus [Jun03])

liegen. Strahlprofilmessungen auf Probenhöhe aus [Jun03] haben gezeigt, dass eine bis dato übliche Erniedrigung der Linsenspannung um 35 Prozent ein deutlich inhomogeneres Profil aufweist als eine Überhöhung der Spannung um 50 Prozent (vgl. Abb. 3.2). Einige cm vor der Probe (je nach Höheneinstellung der Probe) trifft der Ionenstrahl auf

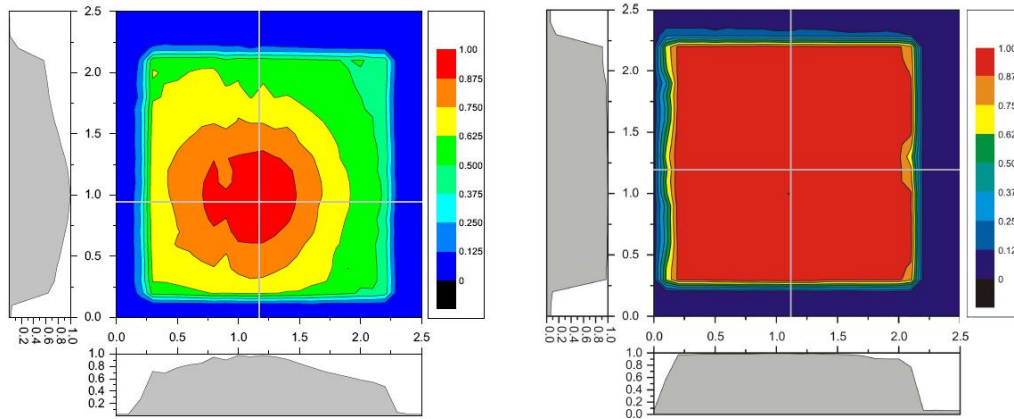


Abbildung 3.2: Vergleich zwischen einem Strahlprofil durch eine 2 mm · 2 mm - Blende einmal mit einer Erniedrigung der Linsenspannung um 35 Prozent (links) und einmal mit einer Erhöhung der Linsenspannung um 50 Prozent (rechts). Da ein möglichst homogenes Strahlprofil wünschenswert ist, wird die Linsenspannung beim Ionenbeschuss mit dieser Anlage stets erhöht. Aufgenommen sind beide Bilder mit einem Faraday-Cup mit einer 100 μm · 100 μm großen Blende (aus [Jun03])

ein Blech, in das 5 verschiedene Aperturblenden eingestanzt sind. Es existieren Bleche mit runden, rechteckigen und quadratischen Blenden, wobei in dieser Arbeit lediglich die quadratischen Blenden benutzt wurden. Die verschiedenen Kantenlängen 1 mm, 2 mm, 4 mm, 6 mm und 8 mm sind nebeneinander auf dem Blech angeordnet und lassen sich im evakuierten Zustand der Anlage wechseln. Unter der Blende lässt sich ein FARADAY-Cup in den Strahlengang fahren, der über eine Pneumatik, die ebenfalls im evakuierten Zustand der Anlage funktioniert, gesteuert wird. Der FARADAY-Cup dient zur Messung des Strahlstroms. Ein Schema eines solchen Cups inklusive Erklärung findet sich in Abb. 3.3. Desweiteren gibt es noch einen großen Shutter den man in Notsituationen in den Ionenstrahl hereinfahren kann und einen kleineren Shutter der in einem 45° Winkel zum Strahlengang ausgerichtet ist und auf der Rückseite einen Spiegel besitzt. Über diesen kann mit Hilfe eines durch ein Bauteilfenster eingekoppelten Lichtstrahls die zu beschießende Stelle an der Probe angefahren werden, da bei richtiger Justage der Lichtfleck genau dort auf der Probe auftreffen sollte, an der auch der Ionenstrahl auftreffen würde.

Die Anlage ist zu einem großen Teil aus einem in der Arbeitsgruppe entwickeltem Bau-

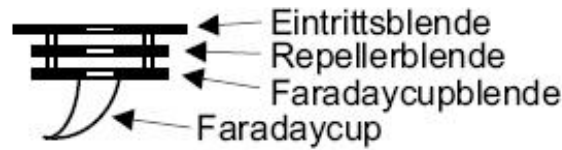


Abbildung 3.3: Schema eines FARADAY-Cups. An der Repellerblende liegt eine Spannung von -200 V an, um vom Ionenstrahl herausgeschlagene Elektronen nicht aus dem Cup austreten zu lassen und somit den Stromwert nicht zu verfälschen. Die Eintrittsblende ist etwas kleiner als die Repellerblende um zu gewährleisten, dass der Ionenstrahl nicht direkt auf die Repellerblende auftrifft. Die Messung des Strahlstroms erfolgt unten im Faradaycup (aus [Jun03])

teilsystem aufgebaut, welches ein schnelles Austauschen von einzelnen Komponenten ermöglichen soll [GSJ 78]. Die Probenkammer und der Probentisch sind ursprünglich für REM-Untersuchungen konzipiert worden. Der Probentisch lässt sich über 2 Gleitschienen bequem sehr weit aus der Probenkammer herausziehen, um z.B. einen Probenwechsel zu vollziehen. Er lässt sich außerdem über 2 vakuumtaugliche Schrittmotoren in x- und y-Richtung verfahren. Die Steuerung der Motoren läuft über einen Computer, an dem auch kleinere Programme zum automatischen Verfahren geschrieben werden können. Zusätzlich ist eine manuelle Bewegung des Tisches in z-Richtung und sogar eine Verkipfung des gesamten Tisches entlang einer Achse möglich.

Die Anlage wird über eine Turbomolekularpumpe (Firma *Pfeiffer*) evakuiert, wobei als Vorpumpe eine 2-stufige Drehschieberpumpe (Firma *Balzars*) dient. Der Enddruck in der Anlage ist in der Originalarbeit auf $5 \cdot 10^{-7}$ mbar beziffert, allerdings ist durch einige Umbauten und Quellenwechsel der Enddruck auf ca. $3 \cdot 10^{-6}$ mbar angestiegen. Typische Ionenströme, die mit der Anlage erreicht werden, liegen bei Benutzung der 2 mm · 2 mm Blende im Bereich von $(3 \cdot 10^{-7} - 1,5 \cdot 10^{-6})$ A.

3.2 Erweiterung der Ionenstrahlanlage mit einem Kerr-Magnetometer

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die in Abschnitt 3.1 vorgestellte Ionenstrahlanlage mit einem KERR-Magnetometer erweitert, um magnetische Proben nach dem Heliumionenbeschuss in-situ charakterisieren zu können. Schon bei der Konstruktion der Ionenstrahlanlage ist eine solche Erweiterung eingeplant worden. Die Probenkammer der Anlage hat in der xz-Ebene im 45°-Winkel zur z-Achse (Winkel ϕ in Abb. 3.4)

zwei Flansche mit durchsichtigen Quarzglasfenstern, durch die der Laser die Mitte der Probe treffen und zum Detektor geführt werden kann. Es wurden neue Fensterüberwurfringe konstruiert, die in eine Richtung etwas verlängert wurden, um dort im 90°-Winkel 25 cm lange Profilstangen zu montieren, auf denen wiederum die einzelnen KERR-Magnetometerkomponenten auf verfahrbaren Schlitten angebracht werden können. Eine Schemazeichnung der Erweiterung der Anlage ist in Abb. 3.4 gezeigt. Im Folgenden wird zunächst der Aufbau im Überblick erklärt und danach werden die einzelnen Komponenten des KERR-Magnetometers detaillierter vorgestellt.

3.2.1 Das Kerr-Magnetometer

Diese Beschreibung bezieht sich auf ein longitudinales KERR-Magnetometer, mit dem es möglich ist, die Magnetisierungseigenschaften in der Probenebene zu charakterisieren. Ein schematischer Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten KERR-Magnetometers ist in Abb. 3.4 gezeigt. Mit einem Laser wird ein Lichtstrahl erzeugt, der in einem Polarisationsfilter senkrecht zur Einfallsebene polarisiert wird (s-polarisiert).

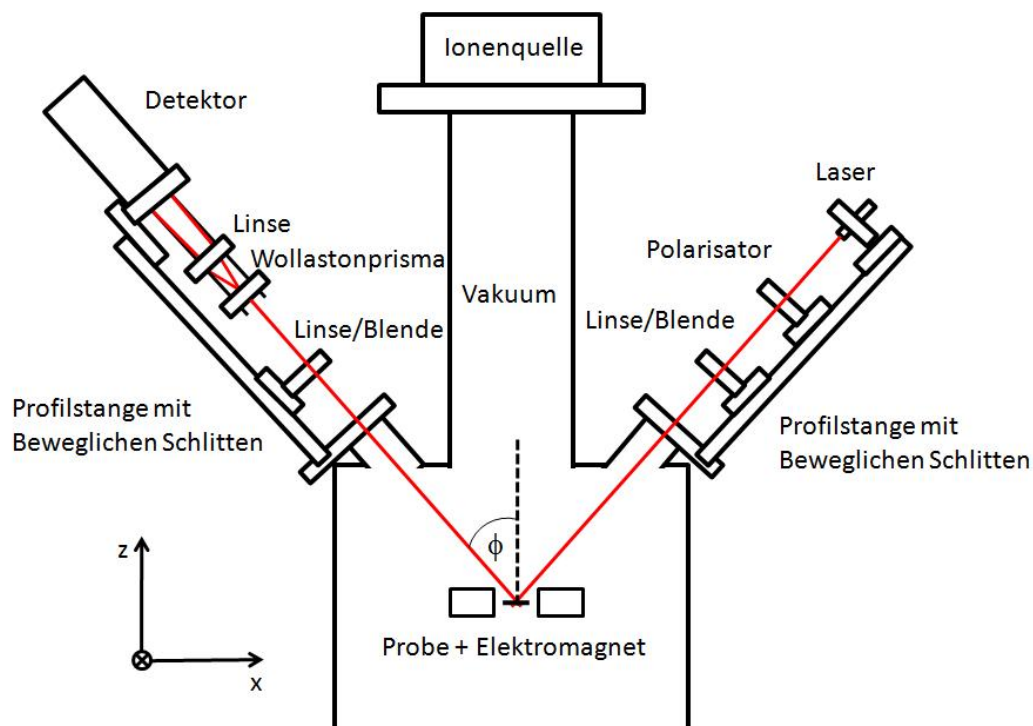


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des KERR-Magnetometers, das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde.

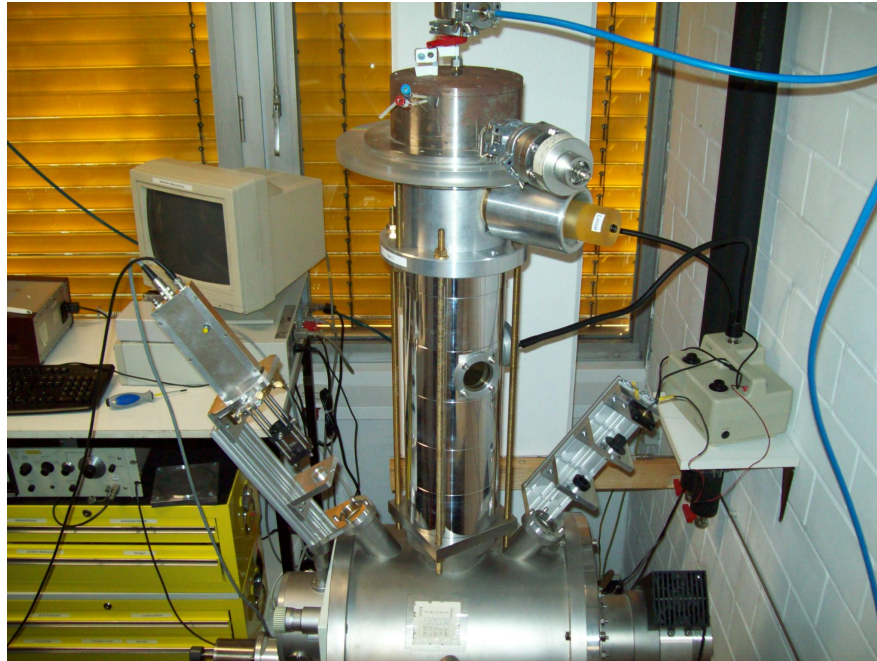


Abbildung 3.5: Ionenstrahlanlage mit im Rahmen dieser Arbeit aufgebautem longitudinal-MOKE-Magnetometer für magnetische in-situ-Charakterisierung nach Ionenbeschuss: der Überblick

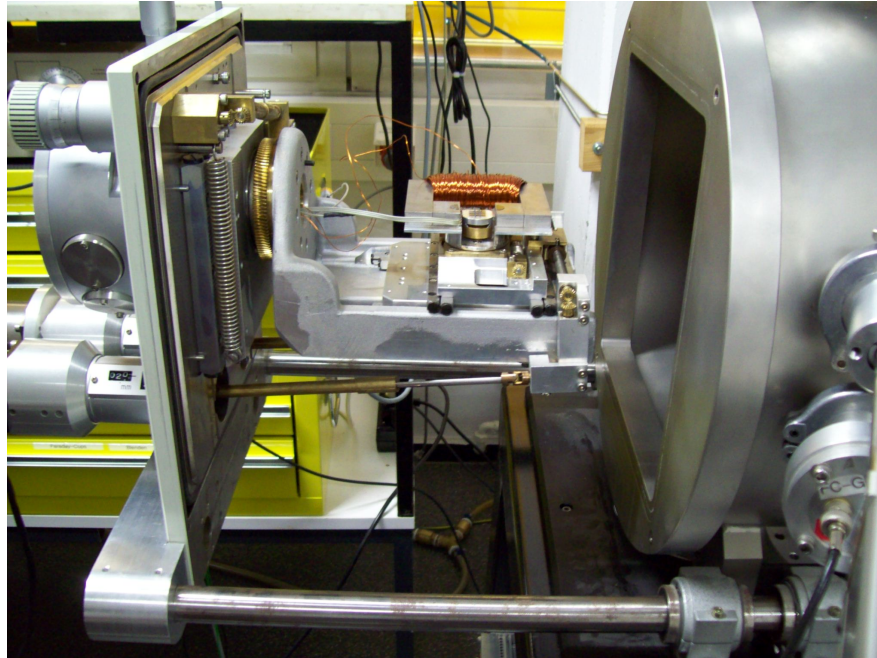


Abbildung 3.6: Ionenstrahlanlage mit im Rahmen dieser Arbeit aufgebautem longitudinal-MOKE-Magnetometer für magnetische in-situ-Charakterisierung nach Ionenbeschuss: Der Probenstisch

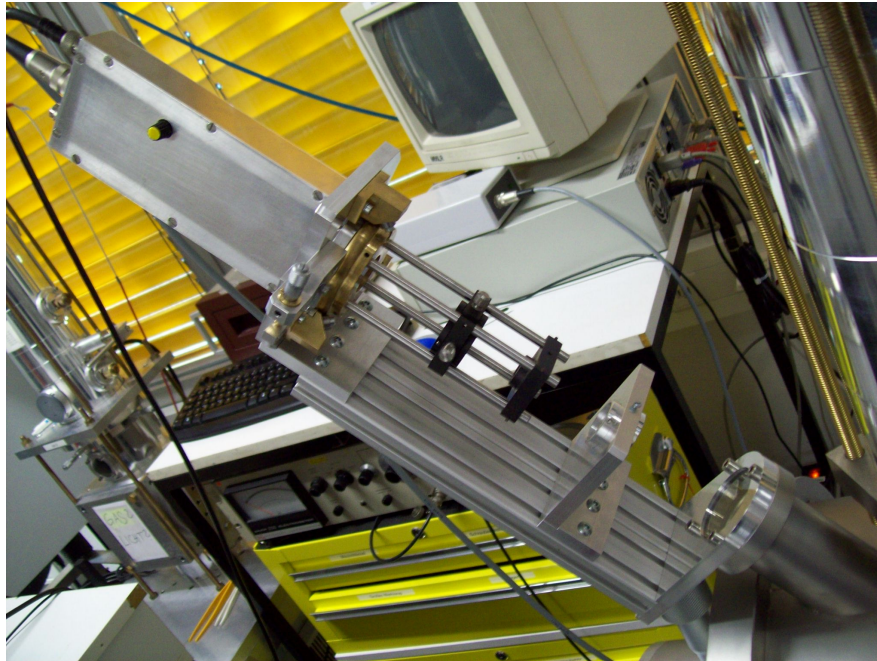


Abbildung 3.7: Ionenstrahlanlage mit im Rahmen dieser Arbeit aufgebautem longitudinal-MOKE-Magnetometer für magnetische in-situ-Charakterisierung nach Ionenbeschuss: Der Detektorarm des longitudinalen KERR-Magnetometers

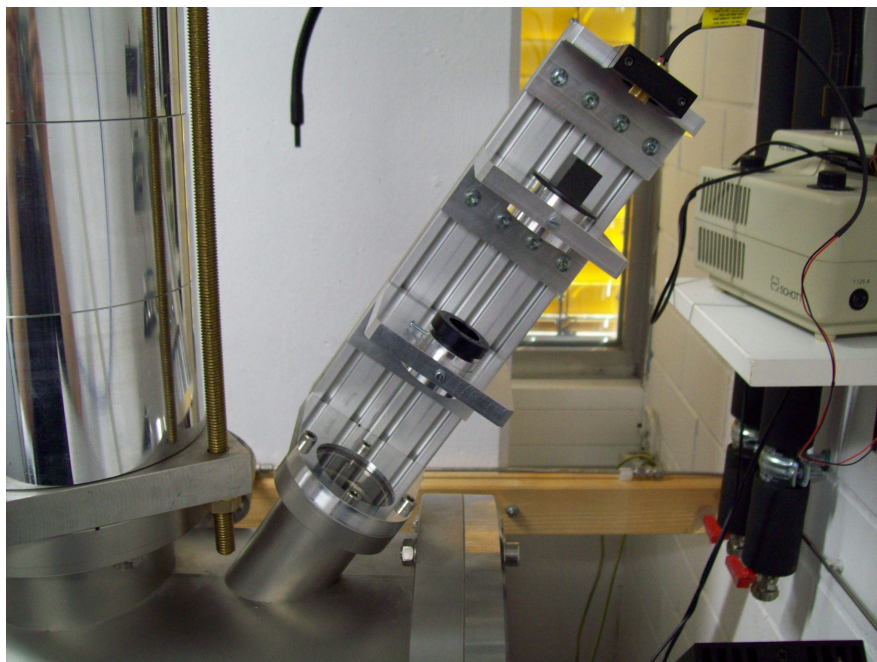


Abbildung 3.8: Ionenstrahlanlage mit im Rahmen dieser Arbeit aufgebautem longitudinal-MOKE-Magnetometer für magnetische in-situ-Charakterisierung nach Ionenbeschuss: Der Laserarm des longitudinalen KERR-Magnetometers

Der Lichtstrahl trifft dann auf die Probe und wird je nach Magnetisierung der Probe elliptisch polarisiert. Der reflektierte Strahl wird dann mit Hilfe eines WOLLASTON-Prismas in 2 senkrecht zueinander stehende, linear polarisierte Anteile aufgespalten und mittels einer Linse auf 2 separate Photodioden abgelenkt. Über die Differenz der Intensitäten der beiden Teilstrahlen, lässt sich ein Rückschluss auf die Magnetisierung der Probe bei momentan angelegtem Magnetfeld ziehen. Genau genommen gilt für kleine KERR-Winkel:

$$\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \sin(2\Theta_K) \approx 2\Theta_K \quad (3.1)$$

Will man eine Hysteresekurve aufnehmen, so muss man das Magnetfeld am Ort der Probe (am besten über einen Elektromagneten) durchfahren und mit der Auswertungssoftware *Looper* zu möglichst vielen Zeitpunkten das Detektorsignal und die Magnetfeldstärke aufnehmen. Eine ausführlichere Beschreibung der Zusammenhänge und der einzelnen Komponenten findet sich in den folgenden Kapiteln.

3.2.2 Laser

Als Lichtquelle dient ein Diodenlaser der Firma *Coherent* (Typ: 0222-002-01). Dieser wird mit einer 5 V Gleichspannung betrieben und erzeugt Licht der Wellenlänge 650 nm (sichtbares rotes Licht). Die Abmessungen des Lasers findet man in Abb. 3.9. Ferner

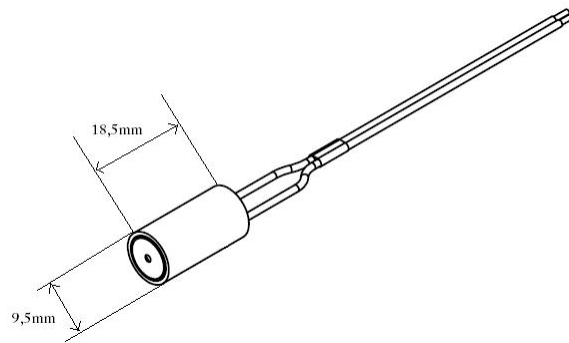


Abbildung 3.9: Abmessungen des Miniatur-Diodenlasers der Firma *Coherent*.

wird er im *continous wave*-Modus mit einer Leistung von 1,65 mW ($\pm 10\%$) betrieben. Die Betriebstemperatur liegt bei -10° bis 40° C. Um den Strahl besser justieren zu können, wurde der Laser in eine spezielle Justierhaltevorrichtung integriert, mit der sich der Laser in sämtlichen Raumwinkeln leicht einstellen und auch schnell feststellen lässt (Abb. 3.10).

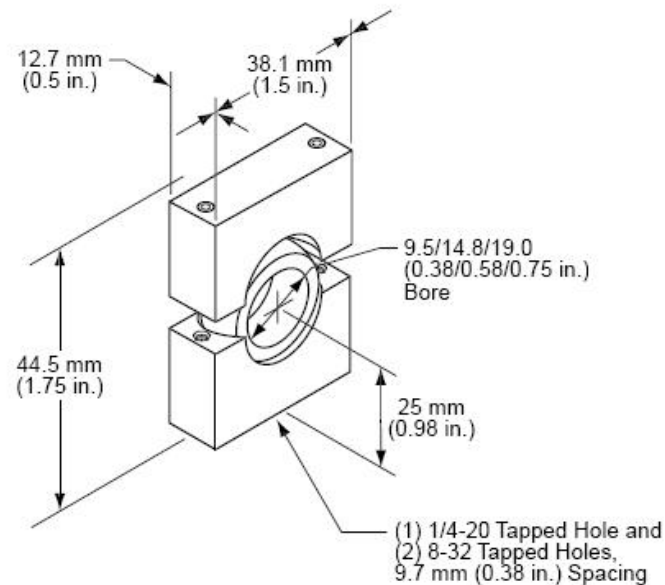


Abbildung 3.10: Abmessungen der Laserjustierhaltevorrichtung der Firma *Coherent*. Der Laser wird in die mittlere Öffnung geschoben und kann dort dank sphärischer Außenrundung des Messingrings bequem in jede Richtung eingestellt werden.

3.2.3 Polarisator, Blenden und Linsen

Hinter dem Laser ist im Strahlengang ein Polarisator zu finden, welcher den Strahl senkrecht zur Einfallsebene polarisiert (s-Polarisation). Hierzu wurde eine Polarisationsfolie für diese Anwendung passend in einen Aluminiumring eingebaut. Zur Abschwächung der Intensität des Laserstrahls kann vor dem Polarisator eine weitere Polarisationsfolie befestigt werden. Dies bewirkt ein weniger verrauschtes Messsignal und führt in gleichem Maße zur Abschwächung des KERR-Signals.

Weiterhin sind im Strahlengang 2 Irisblenden eingebaut, die in ihrer Öffnungsgröße über einen Hebel variiert werden können. Diese dienen zum einen zur besseren Justage des Laserstrahls, zum anderen auch zur schnellen Strahlunterbrechung, falls dies erwünscht ist.

Desweiteren ist jeweils 40 cm vor und nach dem Auftreffen auf der Probe im Strahlengang eine plan-konvexe Linse eingebaut, um den Laserstrahl auf die Probe zu fokussieren, bzw. hinterher wieder zu parallelisieren. Der unfokussierte Strahl hat laut Hersteller einen Durchmesser von 1,3 mm. Auf Probenhöhe konnte mittels einer hochauflösenden Kamera eine Strahlprofilmessung gemacht werden, wobei die Daten mit der Software *DataRay* ausgewertet wurden. Aufgrund des schrägen Einfalls des Lasers

ist der Auftreffpunkt leicht elliptisch mit einem maximalen Durchmesser von $171,6 \mu\text{m}$ und einem minimalen Durchmesser von $148,8 \mu\text{m}$ (Siehe auch Abb. 3.11). Damit können die magnetischen Eigenschaften von Proben lokal begrenzt abgefragt werden.

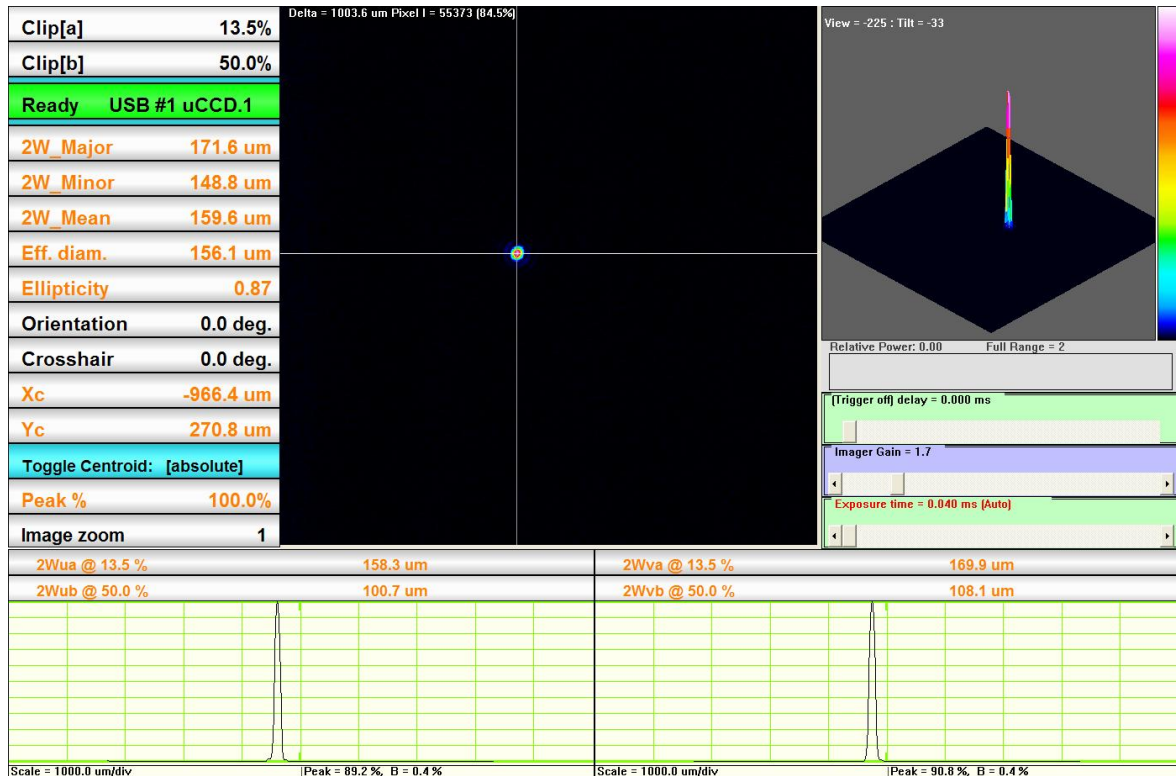


Abbildung 3.11: Strahlprofilvermessung des Lasers auf Probenhöhe mit einer hochauflösenden Kamera. Das Bild zeigt einen Screenshot der Auswertungssoftware *DataRay*. Es konnte gezeigt werden, dass der Laserstrahl mit einem ursprünglichen Durchmesser von ca. $1,3 \text{ mm}$ zu einem mittleren Durchmesser von $159,6 \mu\text{m}$ am Ort der Probe fokussiert werden kann.

3.2.4 Probenhalter

Der Probenhalter müsste nicht gesondert erwähnt werden, wenn schon alle wichtigen Freiheitsgrade zur Ausrichtung der Probe abgedeckt wären. Bisher wurde die Motorsteuerung zur Translation in x- und y-Richtung erwähnt, die manuelle Translationsbewegung in z-Richtung, sowie die Verkipfung des gesamten Probentisches um die

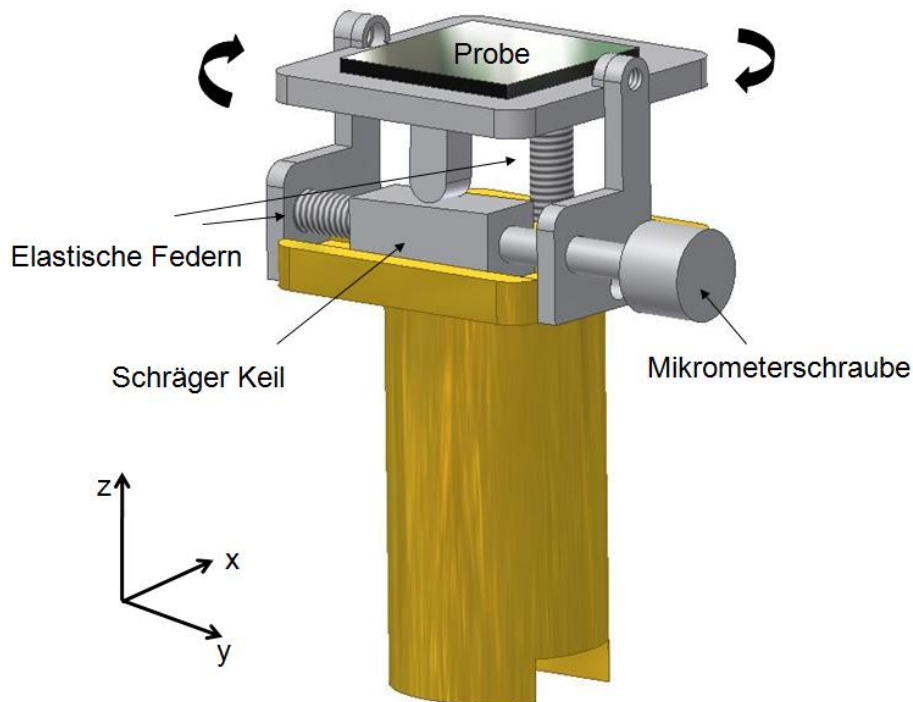


Abbildung 3.12: Vorläufige Zeichnung des neuen Probenhalters, der mit der Verkippung entlang der senkrecht zum longitudinal angelegtem Magnetfeld stehenden Achse einen weiteren Freiheitsgrad zur Justage des KERR-Magnetometers zugänglich macht.

x-Achse¹. Bei der Justage des KERR-Magnetometers hat sich gezeigt, dass noch ein weiterer Freiheitsgrad zwingend erforderlich ist, um den Laserstrahl auf die optische Achse der Ionenstrahlanlage auf der Probe und gleichzeitig auf die Photodioden des Detektors auszurichten. Die Rede ist von einer Verkippung um die y-Achse. Da der Probenstisch als solcher fest mit der Vakuumtür verschweißt ist, konnte dieser zusätzliche Freiheitsgrad nur direkt in den Probenhalter integriert werden. Ein üblicher kippbarer Probenhalter, wie er kommerziell zu finden ist, besitzt senkrecht zur Drehachse eine Mikrometerschraube, mit der über ein feines Gewinde der obere nur an einer Achse (Drehachse) befestigte Teil des Probenhalters bewegt werden kann. In diesem Fall musste ein neues Konzept gefunden werden, da nur an einer Seite parallel zur Drehachse Platz für eine Mikrometerschraube ist. Die Mikrometerschraube ist hierbei seitlich an der freien Seite befestigt und verschiebt einen Keil mit einer geringen Steigung, sodass ein Stift/eine Kugel die bewegliche in der Drehachse gelagerte Plattform nach oben

¹Es handelt sich hierbei um jene Achse, die parallel zum angelegten Magnetfeld bei longitudinalem Aufbau verläuft.

drückt. Für die Rückstellkraft sorgt eine Feder auf der anderen Seite der Plattform. Eine vorläufige 3D-Zeichnung ist in Abb. 3.12 gezeigt.

3.2.5 Elektromagnet

Die Herausforderung, einen geeigneten Elektromagneten für die Ionenstrahlanlage zu konstruieren, bestand darin, trotz Platzmangel in der Probenkammer ein möglichst hohes Feld zur Sättigung von Proben mit einer Austauschverschiebung zu erhalten. Zu diesem Zweck wurde zunächst die Feldstärke für verschiedene Abmessungen mit der Finite-Elemente-Simulation *Femm*² berechnet. Hierbei sollte der Magnet möglichst innerhalb eines erdachten Kreises in der xy-Ebene mit einem Radius von 8 cm liegen, um bei einer Drehung in der xy-Ebene mit keiner Ecke den Rand der Probenkammer zu berühren. Abbildung 3.13 zeigt das simulierte Magnetfeld für den Fall, der in der Mechanikwerkstatt umgesetzt wurde. Die Kantenlänge des Eisenkerns beträgt hierbei 106 mm · 80 mm und der Abstand der beiden Polschuhe 26 mm. Die Höhe das

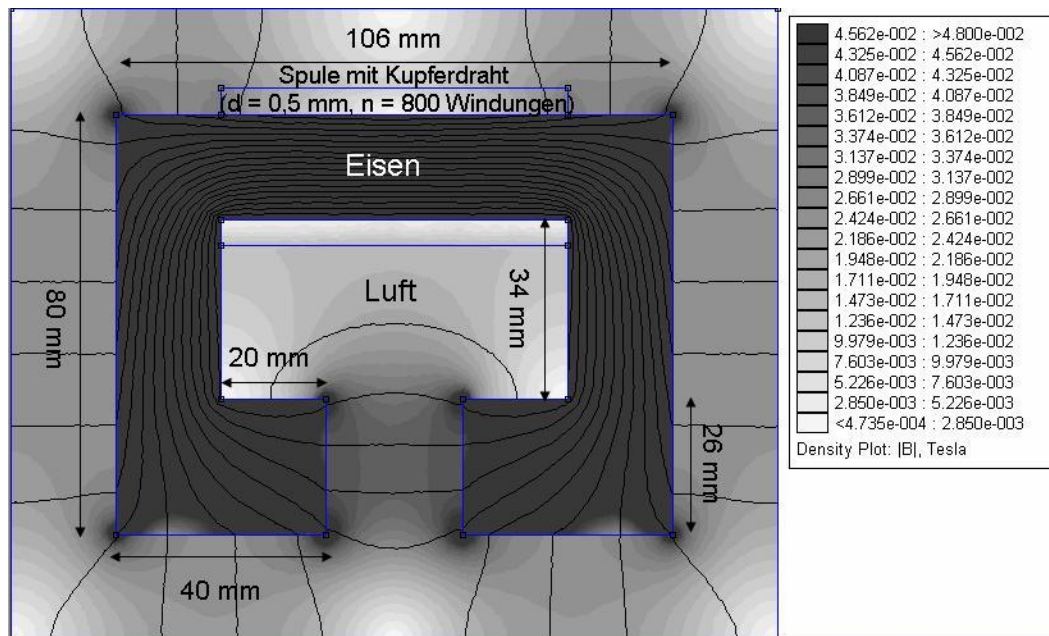


Abbildung 3.13: Magnetfeldsimulation des Elektromagneten mit seinen endgültigen Maßen mit dem Programm *Femm*. Der Stromfluss durch den Kupferdraht beträgt 1 A.

²Das Programm ist kostenlos herunterladbar auf der Seite <http://femm.fostermiller.net/wiki/HomePage>

Eisenkerns, die in der zweidimensionalen Simulation noch nicht berücksichtigt wurde, wurde auf 10 mm festgelegt. Wie alle anderen werkstattgefertigten Bauteile wurde auch der Elektromagnet mit dem Programm *Inventor Professional (Version 11)* der Firma *Autodesk* zunächst in dreidimensionaler Darstellung gezeichnet und anschließend in zweidimensionale bemaßte Zeichnungen überführt. Die dreidimensionale Darstellung inklusive Probenhalter ist in Abb. 3.14 zu sehen. Die Wicklung der Spule erfolgte von

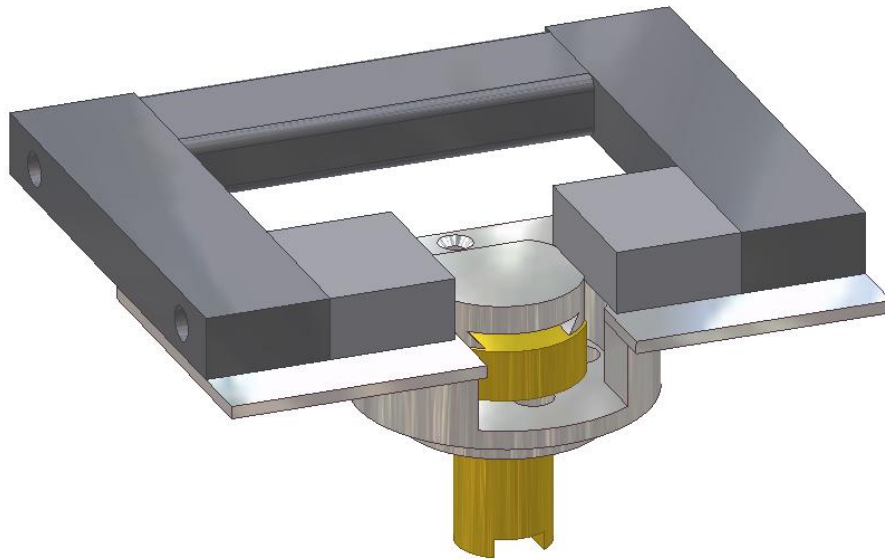


Abbildung 3.14: 3D-Zeichnung des Elektromagneten inklusive des alten Probenhalters

Hand mit einem Kupferdraht der Länge 83 m und einem Durchmesser von 0,5 mm. Die Anzahl der Windungen wurde mit Hilfe der Drahtlänge und den Abmessungen des Spulenkörpers auf 800 ± 30 bestimmt. An einen der beiden Polschuhe wurde mittig eine HALL-Sonde mittels vakuumtauglichen Komponentenklebers aufgeklebt. Es handelt sich hierbei um einen linearen HALL-Effektsensor für Hochtemperaturanwendungen³ vom Typ *A1321L-UA-TL* der Firma *Allegro*. Alle Kabel (2 Stromanschlüsse für den Elektromagneten, 3 Anschlüsse für die Hallsonde) wurden über eine Vakuumdurchführung in der ausziehbaren Probenkammertür nach außen geführt. Das Magnetfeld wurde zusätzlich mit einem Teslameter *FM210T* der *Projekt Elektronik GmbH Berlin* vermessen, um die fest installierte HALL-Sonde zu eichen. Es wurden dabei verschiedene Positionen zwischen den Polschuhen angefahren. Abbildung 3.15 zeigt zunächst den Feldverlauf mittig zwischen den Polschuhen bei Variation des angelegten Stroms an den Elektromagneten. Bis zu einem angelegten Strom von ca. 1 A zeigt sich eine lineare Abhängigkeit, bei höheren Strömen treten Sättigungserscheinungen auf. Aus

³die Betriebstemperatur der HALL-Sonde liegt bei -40° bis 150°

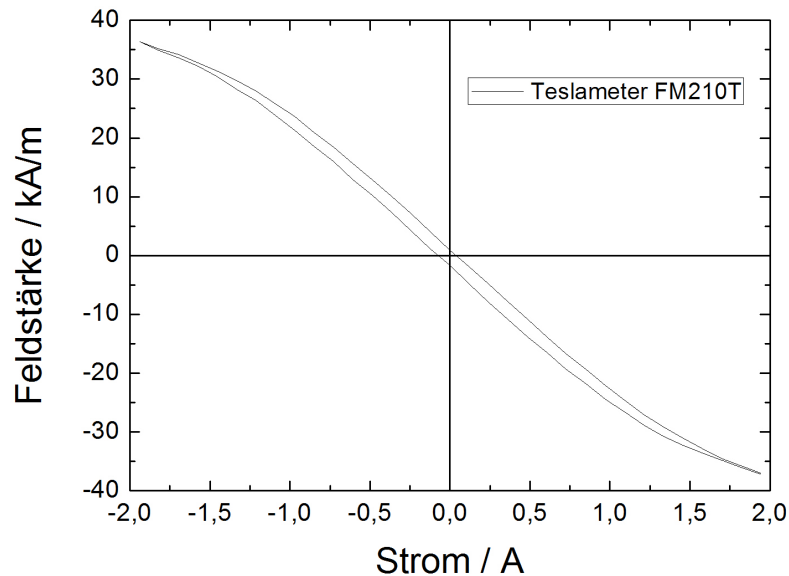


Abbildung 3.15: Feldverlauf des Elektromagneten mittig zwischen den Polschuhen bei Variation des angelegten Stroms. Vermessen mit einem externen Teslameter *FM210T* der *Projekt Elektronik GmbH Berlin*.

dem Graphen lässt sich die mittlere Feldstärke in der Mitte zwischen den Polschuhen bei 1 A Stromfluss ablesen. Diese entspricht mit 22,9 kA/m nur etwa 77% des errechneten Wertes mit dem Programm *Femm* (29,7 kA/m). Diese Abweichung lässt sich vermutlich über die nicht perfekte Wicklung des Kupferdrahtes und den Aufbau des Eisenkerns aus 5 verschraubten Einzelteilen, an deren Kanten zusätzliche Streufelder und damit Verluste auftreten können, erklären.

Letztlich wurde auch die HALL-Sonde *A1321L-UA-TL* der Firma *Allegro* getestet und der Feldverlauf für die Mitte zwischen den Polschuhen aufgenommen. Hierbei zeigt sich das Limit der HALL-Sonde bei 35,3 kA/m, welches bei einem Strom von ca. 0,85 A erreicht wird. Für die Mitte der Polschuhe ungerechnet beträgt dieses Maximum 21,5 kA/m (siehe Abb. 3.16). Aufgrund dieses technischen Limits und zur Schonung des Kupferdrahtes, der im Vakuum Wärme nur durch Infrarotstrahlung an die Umgebung abgeben kann, können mit der Anlage bisher nur Hysteresen von -0,85 A bis 0,85 A aufgenommen werden (Mehr zum Messen von Hysteresen in Abschnitt 3.2.8 Auswertungssoftware). Dass die Kennlinie der HALL-Sonde leicht vom Ursprung verschoben ist, ist bisher ungeklärt, wird aber in dieser Arbeit vernachlässigt, da im Ergebnisteil fast ausschließlich relative Feldwerte ausgewertet wurden ($H_{EB}/H_{EB,0}$).

Durch weitere Messungen in unterschiedlichen Abständen zu den Polschuhen konnte

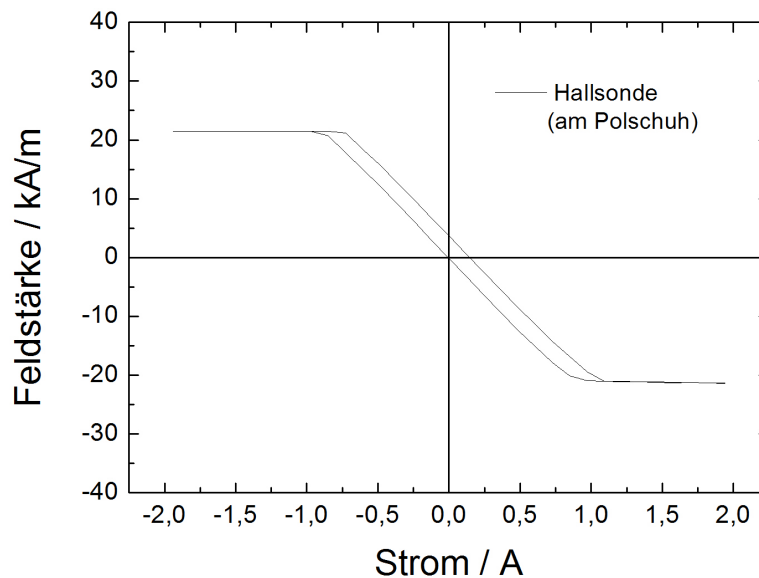


Abbildung 3.16: Feldverlauf des Elektromagneten mittig zwischen den Polschuhen bei Variation des angelegten Stroms. Vermessen mit der am Polschuh festgeklebten HALL-Sonde *A1321L-UA-TL* der Firma *Allegro* und für die Mitte der Probe umgerechnet. Man erkennt die Grenze der HALL-Sonde bei 21,5 kA/m in der Mitte der Probe. Die HALL-Sonde misst am Polschuh dann ein Feld von 35,3 kA/m.

der relative Feldabfall vom Polschuh zur Mitte sowie auch von der Mitte zum seitlichen Rand bestimmt werden (siehe Abb. 3.17 + 3.18). Aus diesen Messungen kann man den Umrechnungsfaktor herleiten, der aus dem HALL-Sondensignal am Polschuh das magnetische Feld in der Mitte zwischen den Polschuhen berechnet. Dieser beträgt 0,72. Desweiteren wird deutlich, dass der Feldabfall Richtung Seite nicht so stark ist wie der Feldabfall vom Polschuh Richtung Mitte.

3.2.6 Wollaston-Prisma

In Kapitel 2.3 wurde gezeigt, dass die zu messende Größe in der longitudinalen Anordnung, der komplexe KERR-Winkel darstellt, da dieser ein Maß für die Magnetisierung der Probe ist. Um diesen zu bestimmen, wird das durch die Wechselwirkung mit der Probe elliptisch polarisierte Licht in 2 zueinander orthogonale, linear polarisierte Teilstrahlen räumlich aufgespalten. Über die Messung der Einzelintensitäten der beiden

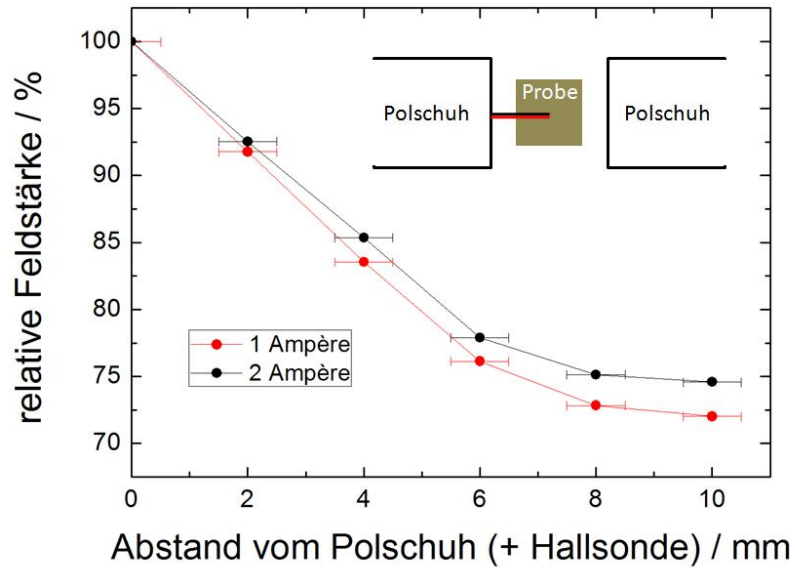


Abbildung 3.17: Relativer Feldabfall vom Polschuh (0 mm) bis zur Mitte der Polschuhe (10 mm) für 2 verschiedene Ströme

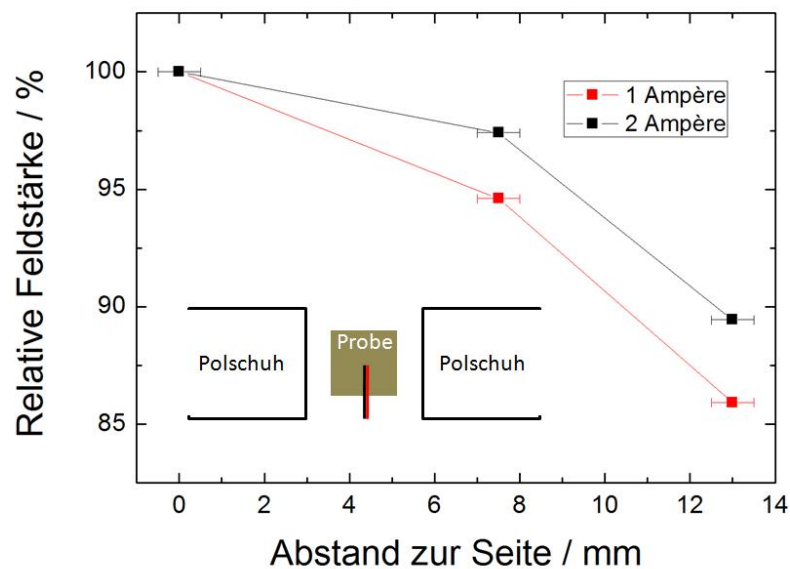


Abbildung 3.18: Relativer Feldabfall von der Mitte der Polschuhe (0 mm) bis zum seitlichen Rand (13 mm) für 2 verschiedene Ströme

Teilstrahlen kann man einen Rückschluss auf den KERR-Winkel ziehen. Die Aufgabe der räumlichen Aufspaltung des elliptisch polarisierten Lichts übernimmt ein WOLLASTON-Prisma. Es handelt sich dabei um 2 doppelbrechende Prismen (Kalkspat), deren optische Achsen senkrecht zueinander stehen (Abb. 3.19). Im ersten Prisma breitet sich

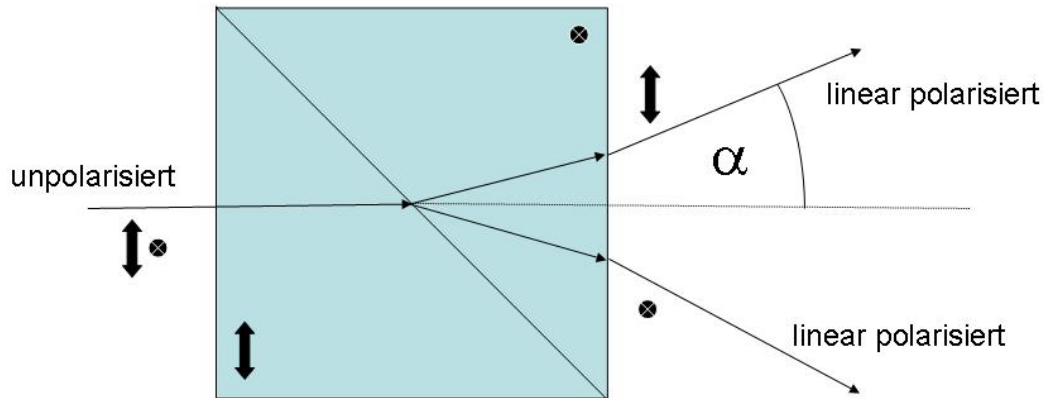


Abbildung 3.19: Schematischer Verlauf eines unpolarisierten Strahls in einem WOLLASTON-Prisma. Die Erklärung findet sich im Text.

der Teilstrahl, dessen Polarisation mit der optischen Achse des ersten Prismas übereinstimmt, schneller aus als der andere Teilstrahl. Man spricht auch vom außerordentlichen Teilstrahl (schneller) und vom ordentlichen Teilstrahl (langsamer). Im zweiten Prisma ändert sich die bevorzugte optische Achse des Materials und die Geschwindigkeit der Propagation der beiden Teilstrahlen vertauscht sich. Dadurch kommt es an dieser Kante zur Brechung der beiden Teilstrahlen, allerdings in unterschiedliche Richtungen. Der vorher ordentliche, nachher außerordentliche Teilstrahl wird vom Lot weg gebrochen, während der vorher außerordentliche, nachher ordentliche Teilstrahl zum Lot hin gebrochen wird. An der Grenze zwischen dem zweiten Prisma und der Luft werden die Teilstrahlen ein zweites Mal gebrochen, was den Effekt der räumlichen Trennung noch weiter verstärkt. Der Winkel α (halber Winkel zwischen den Teilstrahlen) hat in diesem Aufbau ungefähr den Wert $2,5^\circ$.

Um die Teilstrahlen im richtigen Abstand und nicht zu sehr divergent auf die Photodioden des Detektors treffen zu lassen, ist im Abstand von ca. 34 mm hinter dem WOLLASTON-Prisma eine bikonvexe Linse angebracht. Sowohl das WOLLASTON-Prisma als auch die Linse sind auf vier Stangen, die aus dem Detektor herausragen, entlang der optischen Achse frei beweglich montiert, um den Abstand auch während der Justage des Lasers noch variieren zu können. Die Abstände können auch berechnet werden [Sch03], wurden aber in dieser Arbeit aufgrund von gegebenem Prisma und gegebener Linse empirisch ermittelt.

Das System aus WOLLASTON-Prisma, Linse und Detektor wird zunächst so ausgerich-

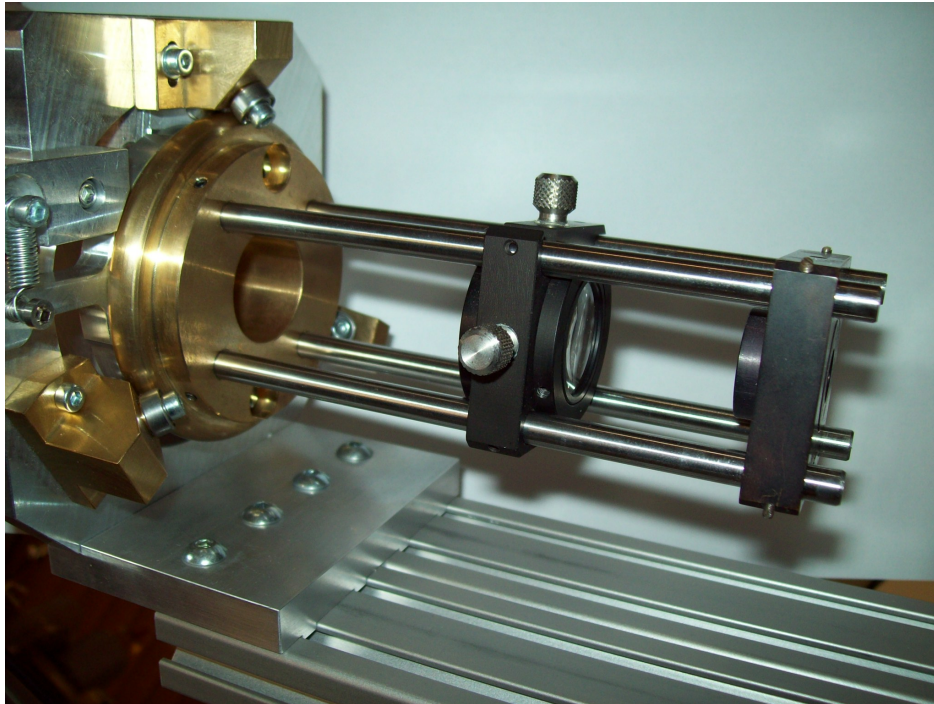


Abbildung 3.20: Die Abbildung zeigt, wie das WOLLASTON-Prisma (rechts) und die Linse (Mitte) auf vier Stangen mit dem Detektor (links) befestigt sind, wodurch dieses System nur als Einheit drehbar ist.

tet, dass der Lichtstrahl in Remanenz (keine KERR-Drehung an der Probe) in zwei Teilstrahlen mit identischer Intensität aufgespalten wird, um die Änderung im Differenzsignal der Photodioden im Detektor durch eine KERR-Drehung zu maximieren.

3.2.7 Detektor

Bei dem Detektor handelt es sich um einen Photodifferenzverstärker nach [Beh95]. Die beiden Teilstrahlen, die sich aus dem WOLLASTON-Prisma ergeben, treffen hier auf zwei separate Photodioden, bei denen das Licht in eine elektrische Spannung umgewandelt wird. Aus diesen beiden Spannungen wird die Differenz und die Summe gebildet und verstärkt. Der Verstärkungsfaktor kann mittels eines Drehreglers eingestellt werden. Die Summe und die Differenz können gleichzeitig vom Detektor ausgegeben werden, wobei in dieser Arbeit ausschließlich das Differenzsignal als Maß für eine KERR-Drehung und letztlich die Magnetisierung der Probe ausgewertet wurde. Das System aus Detektor, WOLLASTON-Prisma und Linse wird vor einer Messung zunächst so ausgerichtet, dass die Spannungen U_1 und U_2 (siehe Abb. 3.21) gleich groß sind. Hierfür kann der

Detektor zunächst von Hand und zur Feineinstellung per Mikrometerschraube gedreht werden. Das Differenzsignal wird zum einen in einem Oszilloskop angezeigt und zum anderen an die Messkarte im Messrechner weitergegeben.

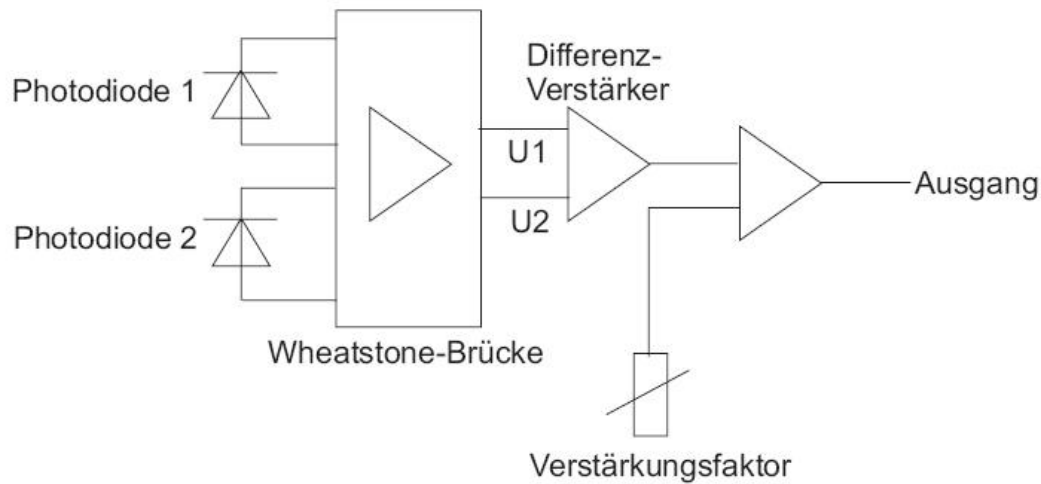


Abbildung 3.21: Eingangsstufe des Photodifferenzverstärkers (aus [Sch03])

3.2.8 Auswertungssoftware

Die Steuerung des Magneten sowie die Verarbeitung des Hallsondensignals und des Photodifferenzverstärkersignals übernimmt ein mit *Labview* geschriebenes Programm namens *Looper*. Es wurde die aktuelle Version 2.2 verwendet, zu der man eine ausführliche Bedienungsanleitung in [Wei04] findet. Ein Screenshot der Benutzeroberfläche des *Loopers* ist in Abb. 3.22 gezeigt. Wenn man mit der Software eine Messung startet, wird von der Messkarte im Messrechner ein Dreiecksspannungssignal über eine Verstärkereinheit (Kepco) auf den Elektromagneten gegeben. Hierbei kann man Start- und Endwerte sowie die Anzahl der Schritte, in die die Dreiecksspannung aufgeteilt werden soll, frei wählen. Nach jedem Schritt wird eine manipulierbare Zeit gewartet (standardmäßig 1 ms) bis gleichzeitig Photodifferenzsignal des Detektors und Hallsondensignal ausgelesen und abgespeichert werden. Nachdem auf diese Weise alle Messpunkte abgerastert wurden, erscheint in der Benutzeroberfläche nach automatischer Umrechnung eine graphische Auftragung des Photodifferenzsignals⁴ gegen das angelegte magnetische Feld am Ort des Lasersrahl's auf der Probe. Es stellt sich heraus,

⁴Da man ausgehend vom absoluten Differenzsignal keine exakte Aussage über die Magnetisierung der Probe machen kann, wird das Signal zur leichteren Auswertung meistens normiert aufgetragen.

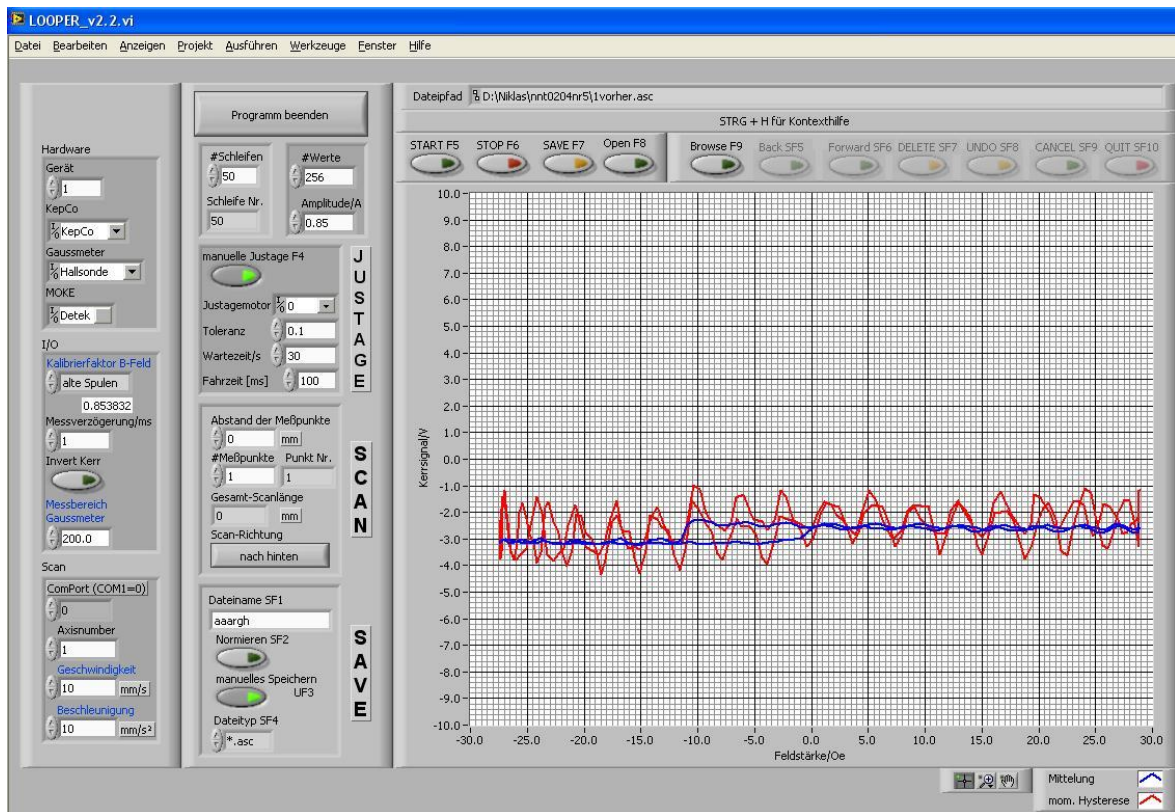


Abbildung 3.22: Benutzeroberfläche des Programms *Looper* zur Aufnahme von magnetischen Hysteresekurven. Die rote Kurve im Graphen ist eine typischerweise verrauschte Einzelmessung, die blaue Kurve zeigt die Mittelung über 50 rote Kurven, wodurch das Rauschen geringer und eine Hysterese erkennbar wird

dass ein einzelner oben beschriebener Vorgang (Schleife) meistens kein zufriedenstellendes Ergebnis liefert aufgrund von Schwingungen und anderen äußeren Einflüssen (Mehr hierzu folgt im nachfolgenden Kapitel 3.3). Daher hat es sich bewährt, bis zu 100 Schleifen durchzufahren und über alle Kurven zu mitteln. Auf diese Weise erhält man eine für die Probe charakteristische magnetische Hysteresekurve, die zur weiteren Auswertung als ascii-Datei ausgegeben werden kann.

3.3 Schwingungsproblematik und Lösungsansätze

Gleich bei der ersten erfolgreichen Messung mit dem neu aufgebauten KERR-Magnetometer hat sich gezeigt, dass das Photodifferenzsignal des Detektors deutlich stärker verrauscht ist, als es bei der anderen in der Arbeitsgruppe existierenden Messapparaturen der Fall ist. Dieses Rauschen ist auf Schwingungen des Laserarms, des Detektorarms und eventuell auch des Probenstisches zurückzuführen. Als Hauptursachen für die Schwingungen konnten zum einen der stark vibrierende Verbindungsschlauch zur Drehschieberpumpe, die Turbopumpe und auch Fremdschwingungen, die über die Füße der Anlage aufgenommen werden, ausgemacht werden. Da das Rauschen des Differenzsignals meist größer ist als das Signal selbst, muss für alle Messungen eine Mittelung über mindestens 50 Schleifen durchgeführt werden, um eine auswertbare Hysteresekurve zu erhalten. Die Messunsicherheit, die man sich dabei einhandelt, ist dabei immer noch beträchtlich hoch. Es mussten also dringend apparative Änderungen zur Schwingungsminimierung der Anlage umgesetzt werden. Dieser Abschnitt gibt einen kleinen Überblick über Maßnahmen, die teilweise schon realisiert wurden, teilweise aber auch einen Einblick auf die zukünftige Planung der Apparatur.

3.3.1 Der Betonschlauch

Eine recht simple und kostengünstige Idee zur Verringerung der Schwingungen, die von dem Verbindungsschlauch von der Vorpumpe zur Ionenstrahlanlage herrühren, wurde bereits realisiert. Hierzu wurde ein Wellschlauch in einem leeren Farbeimer mit Estrich-Beton so einbetoniert, dass die Schlauchenden nach oben zeigen und noch zugänglich sind. Ein Ende wurde mit einem weiteren Wellschlauch mit der Anlage verbunden, das andere Ende mit einem dritten Wellschlauch mit der Vorpumpe. Hierdurch konnte der Schwingungsübertrag von der Vorpumpe über den Wellschlauch im Beton um etwa 30 - 50 % reduziert werden.

3.3.2 4 Luftfederelemente

Zwar wurde auch schon die stark vibrierende Vorpumpe auf einem Untergestell mit schwingungsdämpfenden Gummifüßen positioniert, dennoch gibt es trotz Komplettabschaltung aller Anlagen in diesem Labor immer noch unregelmäßige Schwingungen undefinierbarer Herkunft. Um die Anlage vor allen äußeren Schwingungseinflüssen zu



Abbildung 3.23: Ein in *Estrich*-Beton eingegossener Wellschlauch zur Reduzierung des Schwingungsübertrags von der Vorpumpe zum Rezipienten.

schützen, ist angedacht, die Anlage auf 4 Luftfederelementen zu positionieren. Diese werden pneumatisch betrieben und lassen die Anlage quasi schweben. Solche Elemente konnten aus Zeitgründen leider nicht mehr im Rahmen dieser Diplomarbeit beschafft werden, sind aber in Zukunft geplant, um die Anlage weiter zu verbessern.

3.3.3 Axialkompensator

Ein sogenannter Axialkompensator ist in Abb 3.24 gezeigt. Es handelt sich dabei um einen Wellbalg mit Gummiummantelung, der die Schwingungen der Turbopumpe absorbieren soll. Die Gummiummantelung bleibt bei Evakuierung der Anlage und Zusammenziehen des Wellbalgs als tragende Verbindung zwischen den beiden Enden des Axialkompensators übrig. Durch diesen weichen Übergang sollen Schwingungen vom unteren Teil des Wellbalgs (Turbopumpe) schlechter an den oberen Teil (Probenkammer) weitergegeben werden. Eine Kreuzhalterung im Innenteil verhindert, dass sich der Wellbalg unter Last zu weit ausdehnt, wenn die Anlage belüftet wird. Ein solcher Axialkompensator wurde bisher noch nicht realisiert.

Im Zuge dieser Erweiterung wäre es sinnvoll, zu testen, ob die Position der Turbopumpe einen Einfluss auf das Messsignal hat. Momentan befindet sich die Turbopumpe, von der Probenkammertür aus gesehen, hinter der Anlage, also näher am Laserarm als am Detektorarm der MOKE-Erweiterung. Dieser asymmetrische Schwingungsübertrag könnte einen großen Einfluss auf das Messsignal haben. Am unteren Ende der Probenkammer



Abbildung 3.24: Bild eines Axialkompensators zur Schwingungsminimierung des Beitrags der Turbopumpe

existiert ein weiterer Flansch, an dem die Turbopumpe positioniert werden kann. Die Entfernungen zum Laserarm und zum Detektorarm des KERR-Magnetometers wären in dem Fall gleich groß.

3.3.4 Entkopplung des Strahlengangs

Wenn all die oben genannten Ideen zur Schwingungsminimierung noch kein zufriedenstellendes Ergebnis liefern, kann darüber nachgedacht werden, die Optik (Laserarm + Detektorarm) komplett unabhängig von der Ionenstrahlanlage zu befestigen. Die Komponenten könnten beispielsweise an der Wand befestigt werden. Es bleibt jedoch unklar, ob dies tatsächlich zu eine Verbesserung der Situation führen würde, da man die Probe nicht von der Anlage entkoppeln kann und ungeklärt ist, wie groß der Einfluss der Schwingung der Probe ist.

4 Experimente/Testmessungen

Die bestehende Ionenstrahlanlage wurde mit einem KERR-Magnetometer erweitert, das es ermöglicht während bzw. nach einem Ionenbeschuss mit 10 keV Heliumionen mittels longitudinalem KERR-Effekt Hysteresekurven in-situ aufzunehmen. In diesem Kapitel werden erste Messungen und Ergebnisse vorgestellt, die eine erfolgreiche Implementierung der MOKE-Messapparatur nachweist. Damit wurde die Grundlage für neuartige systematische Untersuchungen an austauschverschobenen Schichtsystemen geschaffen.

4.1 Das untersuchte Schichtsystem

Aufgrund des in Kap. 3.2.5 angesprochenen Grenzwertes im Messbereich der fest installierten HALL-Sonde von 21,5 kA/m, müssen folgende Anforderungen an die zu messenden Proben gestellt werden:

- $|H_{EB}| + |H_C| \leq 21,5 \text{ kA/m}$
- $|H_C| < |H_{EB}|$

Das erste Kriterium stellt sicher, dass sich die komplette Hysteresekurve im Messbereich der HALL-Sonde befindet, während das zweite Kriterium dazu dient, dass die Hysteresese sich komplett auf einer Seite befindet und man somit deutliche Aussagen über eine Verschiebung der Hysteresese auf die andere Seite treffen kann. Weiterhin sollte eine Ionendosisabhängigkeit des Schichtsystems, wenn möglich, schon bekannt sein und es sollten aus Zeitgründen schon vorhandene Proben sein, damit diese nicht erst hergestellt werden müssen. Die Wahl des Schichtsystems fiel auf ein System aus NiO (50 nm) / Ni (5 nm) / Ta (2 nm) mit NiO als Antiferromagnet, Ni als Ferromagnet und Ta als Oxidationsschutzschicht (Abb. 4.1). Das Schichtsystem hat eine Austauschverschie-

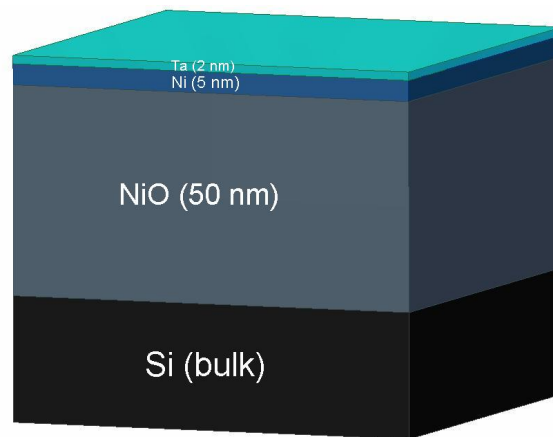


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des in dieser Arbeit untersuchten Schichtsystems

bung von -7 kA/m und eine Koerzitivfeld von $5,45 \text{ kA/m}$ und erfüllt damit beide oben genannten Kriterien. Dieses Schichtsystem wurde unter anderem in [Eng04] bereits in Bezug auf Ionendosisabhängigkeit des Exchange Bias untersucht, wobei Teilergebnisse in Abb. 2.17 in Kap. 2.4.2 zu finden ist. Dabei ist auffällig, dass das System NiO/Ni im Vergleich zu den beiden anderen untersuchten Systemen NiO/NiFe und NiO/Fe eine etwas andere Dosisabhängigkeit aufweist. Zum einen lässt sich die Austauschverschiebung in der parallelen Beschussgeometrie nicht überhöhen, sondern fällt direkt auf 75% des ursprünglichen Wertes ab, zum anderen benötigt es in der antiparallelen Beschussgeometrie höhere Ionendosen um sein minimales H_{EB} zu erreichen, welches mit -100% des ursprünglichen Wertes wiederum betragsmäßig niedriger ausfällt als bei den beiden anderen untersuchten Systemen.

Es waren noch einige dieser Schichtsysteme, die in 2004 in einer Sputteranlage vom Typ Z400 der Firma Leybold-Heraeus¹ hergestellt wurden, vorhanden. Vergleicht man das H_{EB} der 5 Jahre alten Proben mit denen, die in [Eng04] benutzt worden sind, so stellt man fest, dass trotz identischen Schichtaufbaus die damaligen Proben ein betragsmäßig höheres H_{EB} hatten, als die in dieser Arbeit verwendeten Proben ($-13,7 \text{ kA/m}$, vgl. Abb. 4.2).

¹Eine ausführliche Beschreibung einer solchen Sputteranlage findet man beispielsweise in [Sch08]

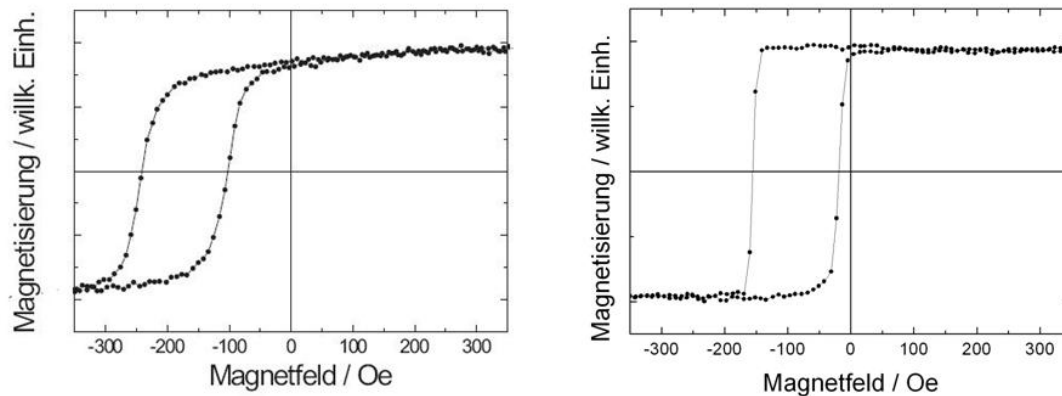


Abbildung 4.2: Vergleich der Hysteresekurven zweier Proben mit identischem Schichtsystem (NiO(50nm)/Ni(5nm)/Ta(2nm)). Die linke Kurve gehört zu einer Probe, die in [Eng04] untersucht wurde ($H_{EB} = 172$ Oe), während die rechte Kurve von einer in dieser Arbeit untersuchten, 5 Jahre alten Probe stammt ($H_{EB} = 88$ Oe). Die Einheit Oe wurde hier zu besseren Vergleichszwecken benutzt (1 Oe = 0,1 mT in Luft).

4.2 Durchführung

Es wurden 2 Proben mit den Abmessungen 1 cm · 1,5 cm mit dünnem schwarzem Klebeband so abgeklebt, dass pro Probe 12 Kästchen mit den ungefähren Abmessungen 2 mm · 2 mm entstanden sind. Von jeder Probe wurden 11 Kästchen beschossen, da ein Kästchen als Referenz den Ausgangszustand behalten sollte (Abb. 4.3).

Das Ziel der ersten Experimente war, das Schichtsystem mit unterschiedlichen Ionenstrahlen in antiparalleler Geometrie zu beschießen und anschließend schnellstmöglich

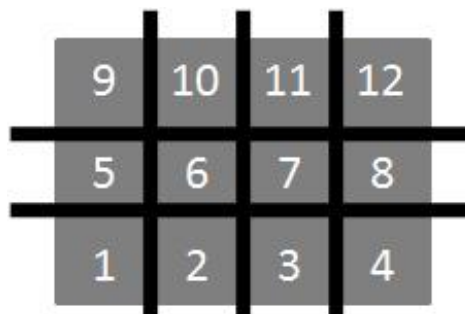


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung einer mit schwarzem Klebeband abgeklebten Probe zur Erzeugung von 12 unabhängigen Feldern.

innerhalb der Anlage eine Hysteresekurve aufzunehmen und dies in kleinstmöglichen Zeitabständen zu wiederholen. Hierbei wurde, wie in Abb. 4.4 gezeigt, während des Ionenbeschusses der Elektromagnet auf ein Feld eingestellt, das antiparallel zur Richtung der unidirektionalen Austauschisotropie nach der Herstellung der Probe anlag. Der

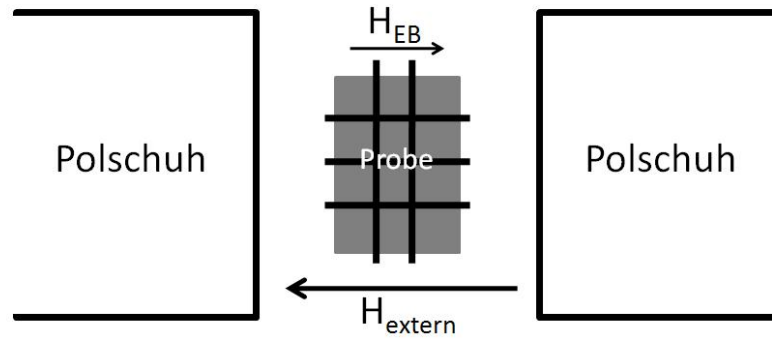


Abbildung 4.4: Verdeutlichung der antiparallelen Beschussgeometrie: Das extern angelegte Magnetfeld liegt während des Ionenbeschusses entgegen der Austauschisotropierichtung der Probe an.

Magnet wurde mit 1,2 A betrieben, wodurch sich ein Feldwert zwischen den Polschuhen von etwa -26 kA/m ergibt, welches ausreicht, um die Probe vollständig zu sättigen. Die Messung des Strahlstroms erfolgte über den FARADAY-Cup (Kap. 3.1). Dieser betrug während sämtlicher Ionenbeschüsse, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, $1,3 \cdot 10^{-7}$ A. Die Ionendosis D wurde mit der folgenden Formel berechnet:

$$\frac{D}{t} = \frac{I_{\text{Ion}}}{e \cdot d \cdot b} \quad (4.1)$$

Hierbei ist I_{Ion} der Ionenstrom, d und b sind die Kantenlängen der Blende und e ist die Elementarladung. Die Dosis pro Zeit für eine $2 \text{ mm} \cdot 2 \text{ mm}$ große Blende und einen Strahlstrom von $1,3 \cdot 10^{-7}$ A beträgt also

$$\frac{D}{t} = \frac{1,3 \cdot 10^{-7} \text{ A}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 0,2 \text{ cm} \cdot 0,2 \text{ cm}} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.2)$$

Für eine Dosis von $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ berechnet sich die Beschusszeit also beispielsweise zu 50 s.

Der Beschuss wird mit dem Herausfahren des FARADAY-Cups aus dem He^+ -Strahlengang initiiert und mit dem Hereinfahren in den Strahlengang wieder beendet. Daraufhin muss der Schalter an dem Spannungsverstärker des Elektromagneten von manuellem Betrieb auf den rechnergesteuerten Betrieb umgeschaltet werden und eine Messung in der Software gestartet werden. Dieser Vorgang kann durchaus bis zu 30 sek dauern.

Weiterhin ist es aufgrund der in Kap. 3.3 beschriebenen Schwingungsproblematik nicht möglich, ein reproduzierbares Ergebnis innerhalb weniger Schleifen zu erhalten. Es hat sich eine Mittelung über 50 Schleifen als vernünftig erwiesen, welches in etwa auch 50 s Scanzeit benötigt. Der kleinste Abstand zwischen 2 Messungen ist daher 1 Minute.

4.2.1 Fehlerabschätzung

Fehler der Ionendosis

Der Strahlstrom kann während eines 50-sekündigen Beschusses ein wenig nach oben oder unten driften. Da der Strahlstrom nur vor und nach dem Beschuss abgelesen werden kann, ist eine Korrektur während des Beschusses nicht möglich. Aus experimenteller Erfahrung kann der Fehler auf $\Delta D = \pm 0,1 \cdot 10^{-7}$ A abgeschätzt werden (bei einem Wert von $D = 1,3 \cdot 10^{-7}$ A).

Die Zeit, in der der FARADAY-Cup über die Pneumatik nach außen und nach innen fährt, variiert ein wenig. Zusammen mit der menschlichen Reaktionszeit wird dieser Fehler auf $\Delta t = \pm 1$ s abgeschätzt.

Die Unsicherheit für die Dosis kann damit über eine GAUSSsche Fehlerfortpflanzung berechnet werden.

$$\Delta D = \sqrt{\left(\frac{I_{\text{Ion}}}{e \cdot d \cdot b} \cdot \Delta t\right)^2 + \left(\frac{t}{e \cdot d \cdot b} \cdot \Delta I_{\text{Ion}}\right)^2} \quad (4.3)$$

Für die 3 benutzten Dosen ergeben sich folgende Fehler:

D	ΔD
$4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$	$\pm 4 \cdot 10^{13} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$
$1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$	$\pm 8 \cdot 10^{13} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$
$5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$	$\pm 4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$

Zeitunsicherheit der MOKE-Scans

Der zeitliche Fehler der MOKE-Scans wird auf $\Delta t = \pm 5$ s abgeschätzt, da Messungen durchaus länger dauern können, wenn eine Schleife beispielsweise außerhalb des Detektorsignals liegt und dadurch nicht gewertet wird. In einem solchen Fall wird die Schleife

nicht ausgelassen, sondern am Ende nachgeholt, wodurch sich die Messzeit erhöht. Da eine Gesamtmessung ca. 50 s dauert, wird die Hysterese für den Mittelwert bei 25 s nach dem Scanstart gewertet.

Fehler von H_{EB}

Die Hysteresekurven, die mit dem externen KERR-Magnetometer aufgenommen wurden, konnten mit einer Fitfunktion überlagert werden und das H_{EB} einfach bestimmt werden. Die Unsicherheit ΔH_{EB} wird hierbei auf $\pm 3 \text{ Oe} \hat{=} 239 \text{ A/m}$ geschätzt.

Die teilweise sehr verrauschten Hysteresekurven, die mit dem in dieser Arbeit aufgebauten KERR-Magnetometers gemessen wurden, konnten nicht mit einem Fit überlagert werden, sondern mussten von Hand ausgewertet werden. Der Fehler beim Ablesen des H_{EB} wird hierbei auf $\Delta H_{\text{EB}} = \pm 5 \text{ Oe} \hat{=} 398 \text{ A/m}$ abgeschätzt.

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Direkte in-situ Messung von Hysteresen nach dem Ionenbeschuss für verschiedene Dosen

3 Felder des beschriebenen Schichtsystems wurden nacheinander mit den Ionendosen $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$, $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ und $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ in antiparalleler Geometrie beschossen. Nach dem jeweiligen Ionenbeschuss wurden Hysteresekurven im Zeitabstand von 0 min (30 s nach dem Ionenbeschuss), 1 min, 2 min, 3 min, 4 min, 5 min, 10 min, 15 min, 20 min, 25 min und 30 min aufgenommen und später hinsichtlich ihrer Austauschverschiebung ausgewertet. Hierbei wurde H_{EB} , jeweils normiert auf das ursprüngliche $H_{\text{EB},0}$ vor dem Ionenbeschuss, gegen die Zeit nach dem Ionenbeschuss in Minuten aufgetragen.

Ionendosis $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$

Das Ergebnis für diese Dosis ist in Abb. 4.5 zu sehen. Der Wert $H_{\text{EB}}/H_{\text{EB},0} = 1$ bei $t = -1 \text{ min}$ beschreibt den Ausgangszustand der Probe, auf den die anderen Werte normiert wurden. Der erste Messpunkt nach dem Ionenbeschuss in antiparalleler Geometrie zeigt, dass sich das Schichtsystem in einem antiparallelen Zustand befindet, in

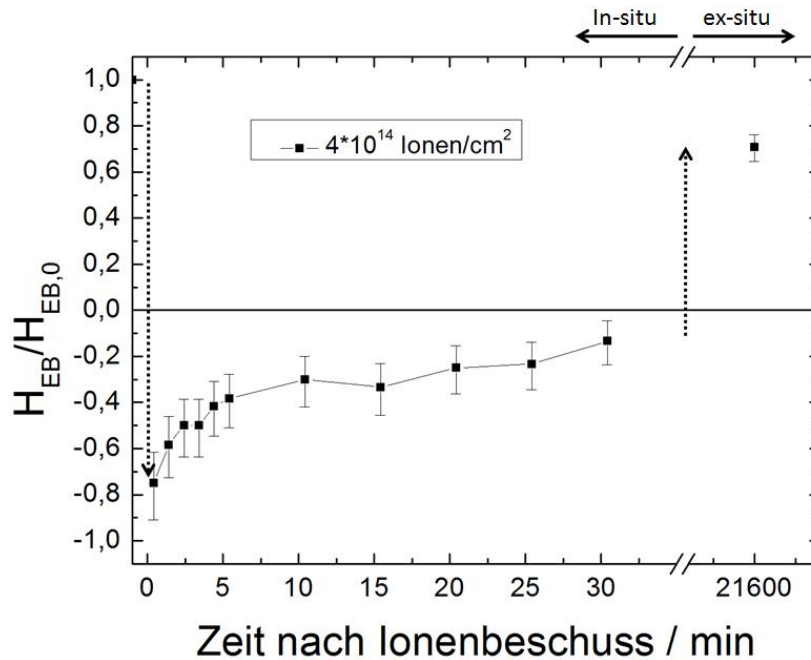


Abbildung 4.5: Zeitliche Entwicklung der normierten Austauschverschiebung einer NiO/Ni-Probe nach einem Heliumionenbeschuss in antiparalleler Geometrie mit einer Ionendosis von $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$. Hier wurde erstmals der Rückgang des Austauschverschiebungsfeldes beobachtet.

dem H_{EB} -75 % des ursprünglichen Wertes beträgt. Dies korrespondiert mit der Dosisabhängigkeit, die in [Eng04] für diese Dosis gefunden wurde, bei der keine Überhöhung des Exchange Bias beobachtet werden konnte. Ab dann jedoch reduziert sich das (normierte) Austauschverschiebungsfeld sukzessive zu betragsmäßig kleineren Werten. Dabei verringert sich der Betrag von H_{EB} anfangs stark (von 0 min auf 1 min nach dem Beschuss verkleinert sich der Wert um 17 % auf 58 % des ursprünglichen Wertes) und mit fortgeschrittener Zeit weniger stark (von 20 min auf 25 min verringert sich $H_{EB}/H_{EB,0}$ nur noch um 0,02, also um 2 %).

Nach 2 Wochen Lagerung der Probe ohne äußere Magnetfeldeinflüsse bei Raumtemperatur wurde mit der Vermessung der Probe im externen longitudinalen KERR-Magnetometer gezeigt, dass die Probe 70,7 % ihres ursprünglichen H_{EB} wieder erreicht hat. Dies entspricht genau dem Wert der in [Eng04] für einen Ionenbeschuss in paralleler Geometrie erzielt wurde.

Bis auf den ersten Messpunkt ist das Verhalten dieser Probe damit komplett neuartig und wurde in der Form noch nicht beobachtet. Eigentlich wäre ein logarithmischer, betragsmäßiger Anstieg von H_{EB} , wie er in Abb. 2.16 auf Seite 29 zu finden ist, erwartet worden und es stellt sich die Frage, inwieweit die Messung einer Hysterese selbst einen

Einfluss auf die Austauschverschiebung hat.

Die gemessenen Daten lassen vermuten, dass das untersuchte Schichtsystem zeitnah nach dem Ionenbeschuss durch das über Minuten hinweg im Sekundentakt wechselnde äußere Messmagnetfeld *irritiert* werden kann. Beobachtet wird eine betragsmäßige Reduktion von H_{EB} innerhalb weniger Minuten des Hysteresemessens. Diese Beobachtung könnte man mit Hilfe des Zwei-Niveau-Modell zur thermisch aktivierten Relaxation von Exchange Bias-Schichtsystemen (Kap. 2.2.3) erklären. Durch den im Sekundentakt vorgegebenen Magnetfeldrichtungswechsel tauschen lokales und globales Minimum der Antiferromagnetkörner ebenfalls im Sekundentakt ihre Positionen. Die Austauschverschiebung wird dadurch hervorgerufen, dass sich mehr Körner in ihrem globalen Minimum befinden als in ihrem lokalen Minimum. Normalerweise ist die Unterscheidung zwischen lokalem und globalem Minimum deutlich und die AF-Körner haben genug Zeit (mit der benötigten Energie) die Energiebarriere zum globalen Minimum zu überwinden. Durch die häufige Umwandlung des globalen Minimums in ein lokales Minimum und umgekehrt, verschwimmt die Unterscheidung der beiden Minima etwas und somit auch ihre Population. Die Statistik gewinnt dadurch einen größeren Einfluss und die Verteilung der Körner unter den Minima nähert sich mit längerer *Irritationszeit* einer 1:1-Verteilung an. In diesem Fall wird $H_{\text{EB}} = 0$.

Nach der *Irritationsphase* orientiert sich das Schichtsystem wieder in der ursprünglichen Richtung, als hätte man die parallele Beschussgeometrie gewählt. Dieses Verhalten ist nicht ganz geklärt, aber vermutlich lässt sich das sensibilisierte Schichtsystem von unbeschossenen Bereichen auf der Probe und deren Streufeldern so beeinflussen, dass es die von ihnen vorgegebene Richtung der unidirektionalen Anisotropie wieder annimmt.

Ionendosis $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ und $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$

Die Ergebnisse der zeitlichen Entwicklung der Austauschverschiebung nach dem Ionenbeschuss in antiparalleler Geometrie für die Stellen des NiO/Ni-Schichtsystems, die mit den Ionendosen $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ und $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ beschossen wurden, sind in Abb. 4.6 und 4.7 gezeigt.

Auch hierbei zeigt sich im ersten Messpunkt ein erwartungsgemäßes Umdrehen der unidirektionalen Anisotropierichtung ohne eine Überhöhung des Exchange-Bias-Feldes. Für die Dosis $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ ergibt sich für H_{EB} ein Wert von -71 %, welches betragsmäßig etwas kleiner ausfällt als in [Eng04] mit -100 %. Für die Dosis $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ ergibt sich ein ähnlicher Wert für das neue H_{EB} von -70 % des ursprünglichen Wertes. Die-

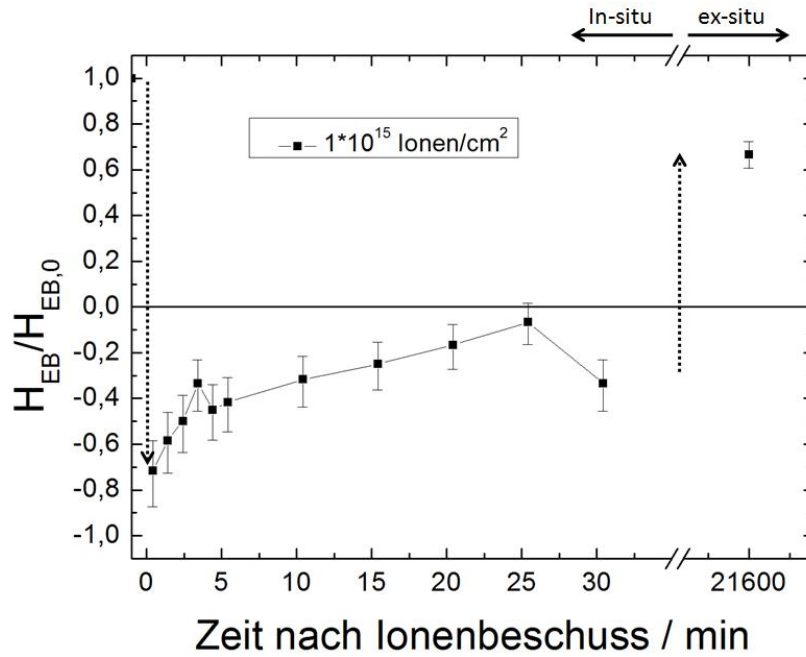


Abbildung 4.6: Zeitliche Entwicklung der normierten Austauschverschiebung einer NiO/Ni-Probe nach einem Heliumionenbeschuss in antiparalleler Geometrie mit einer Ionendosis von $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$.

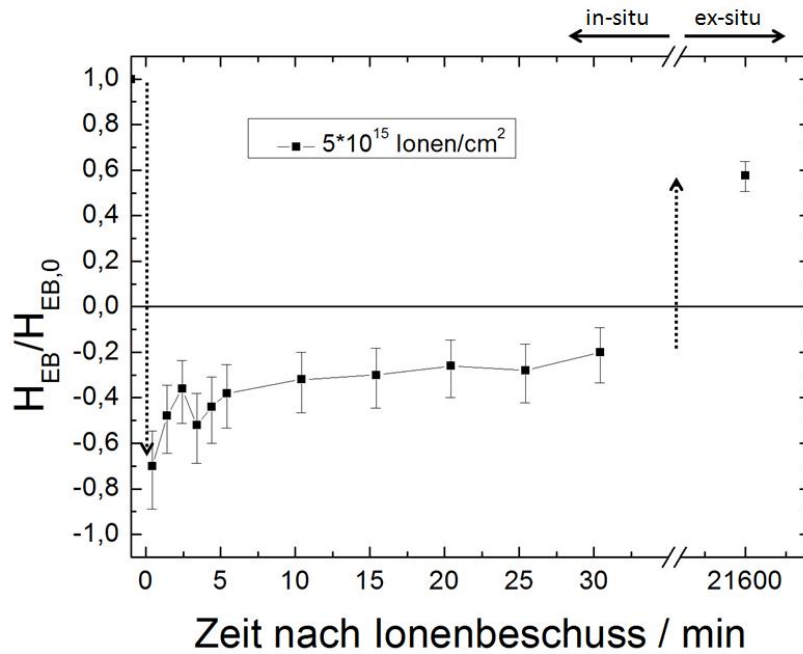


Abbildung 4.7: Zeitliche Entwicklung der normierten Austauschverschiebung einer NiO/Ni-Probe nach einem Heliumionenbeschuss in antiparalleler Geometrie mit einer Ionendosis von $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$.

ses ist allerdings erstaunlich, denn in [Eng04] liegt der für diese Dosis entsprechende Wert nur noch bei -25 %. Die hier untersuchte Probe zeigt mit Werten für den ersten aufgenommenen Messpunkt des relativen H_{EB} für die drei verwendeten Dosen von -75 %, -71 % und -70 % eine wesentlich geringere Dosisabhängigkeit als das in [Eng04] verwendete Schichtsystem.

Im weiteren Verlauf folgt auch bei diesen Ionendosen eine Reduktion des Betrags von H_{EB} , welches die Theorie der *Irritation* des Schichtsystems aus dem vorherigen Abschnitt bekräftigt.

Nach 2-wöchiger Lagerung der Probe stellt sich auch hier die ursprüngliche unidirektionale Anisotropierichtung wieder ein. Der Wert für die Dosis $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ von 67 % des ursprünglichen $H_{EB,0}$ entspricht auch hier dem Wert, der in [Eng04] für die parallele Beschussgeometrie für diese Dosis gefunden wurde. Bei der Dosis $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ stellt sich nach der Lagerung ein Wert von 58 % von $H_{EB,0}$ ein. In der parallelen Beschussgeometrie für diese Dosis in [Eng04] wurde zwar ein Wert von 20 % gefunden, dennoch ergibt sich als Tendenz, dass höhere Ionendosen zu betragsmäßig geringeren Endwerten für die Austauschverschiebung führen. Dies ist das Resultat von erhöhter Defektbildung im Schichtsystem (Kap. 2.4.2).

4.3.2 Variation der Zeitspanne zwischen Ionenbeschuss und in-situ Hysteresemessung für eine Dosis von $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$

In dieser Messreihe wurden verschiedene Stellen einer Probe ausschließlich mit der Dosis $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ in antiparalleler Geometrie beschossen und es wurde jeweils zu verschiedenen Zeiten angefangen, regelmäßige Hysteresekurven aufzunehmen. Dabei wurde nach 2 min, 10 min und 20 min nach dem Ionenbeschuss mit dem Messen von Hysteresekurven eingesetzt. Als Referenz wurde eine Stelle nicht in-situ vermessen. Es wurde wiederum die normierte Austauschverschiebung gegen die Zeit nach dem Ionenbeschuss in Minuten aufgetragen (Abb. 4.8).

Die Beschreibung der Kurven ähnelt der der ersten Messreihe, denn bei allen Messeinsatzzeiten liegt der erste Messpunkt erwartungsgemäß für die antiparallele Beschussgeometrie bei etwas über -1. Hierbei ist der Startwert für den Messeinsatz nach 2 min mit -88 % betragsmäßig am größten, bei einem Messeinsatz nach 10 min mit -73 % betragsmäßig am zweitgrößten, während der erste Messpunkt bei einem Messeinsatz nach 20 min mit -70 % betragsmäßig am kleinsten ist. Diese Tendenz kann aber innerhalb der Fehlergrenzen statistischen Ursprungs sein und ist somit nicht aussagekräftig. Im weiteren Verlauf zeigt sich wieder die betragsmäßige Reduktion der Austauschverschiebung, induziert durch das Messen von Hysteresen. Auch bei einem Messeinsatz

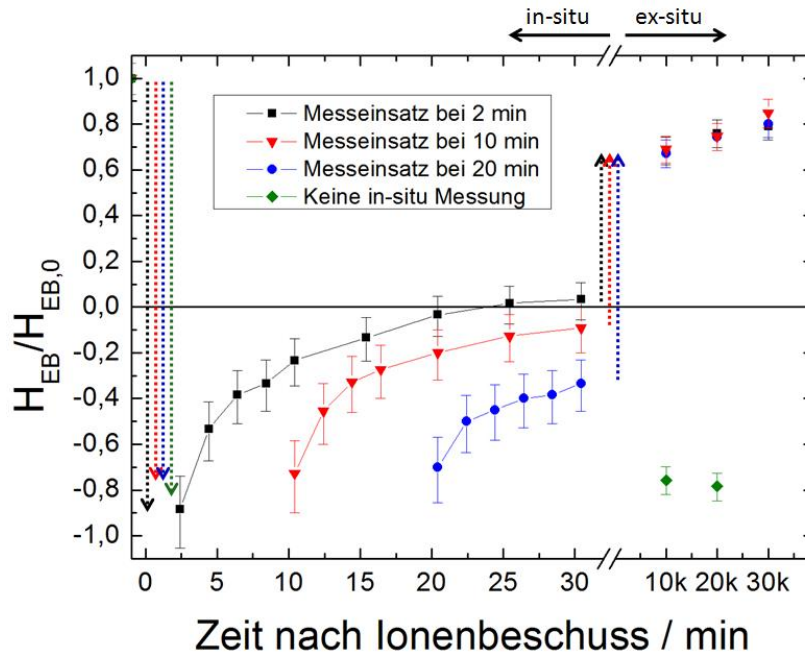


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung der normierten Austauschverschiebung einer NiO/Ni-Probe nach einem Heliumionenbeschuss in antiparalleler Geometrie mit einer Ionendosis von $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ bei Variation der Messeinsatzzeit.

nach 20 min ist diese Reduktion innerhalb von Minuten zu beobachten. Die Austauschverschiebung der Stelle, an der nach 2 min mit dem Messen von Hysteresen begonnen wurde, ist bereits nach 25 min auf 0 abgesunken.

Unabhängig von der in dieser Messreihe gewählten Messeinsatzzeit relaxieren die *irritierten* Stellen der Probe nach 1 Woche zu 68 %, nach 2 Wochen zu 75 % und nach 3 Wochen zu 80-85 % des ursprünglichen $H_{EB,0}$. Die Referenzpunkte hingegen, die von einer nicht *irritierten* Stelle auf der Probe stammen, die ausschließlich ex-situ vermessen wurde, zeigen nach einer Woche ein H_{EB} von -76 % bzw. nach 2 Wochen -78 % des ursprünglichen Wertes. Dies ist besonders bemerkenswert, denn das zeigt, dass die Probe ohne in-situ Messung sich ganz natürlich verhält, wie es bisher für solche Systeme für einen antiparallelen Beschuss mit Heliumionen bekannt war. Andersherum formuliert bestätigt dies den enormen Einfluss der in-situ Hysteresemessungen nach dem Ionenbeschuss auf die Austauschverschiebung des Schichtsystems. Durch die *Irritation* des Schichtsystems erreicht man nicht nur eine betragsmäßige Reduktion von H_{EB} , sondern beeinflusst das System in der Form, dass sich H_{EB} auf lange Sicht in die ursprüngliche unidirektionale Anisotropierichtung zurückbildet und sich das System damit wie nach einem parallelen Beschuss verhält.

4.3.3 Einzelne in-situ Messung 60 min nach dem Ionenbeschuss für 3 verschiedene Ionendosen

3 weitere Stellen der Probe wurden mit den bereits bekannten Heliumionendosen $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$, $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ und $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ in antiparalleler Geometrie beschossen, diesmal jedoch wurde das Magnetfeld noch 60 Minuten nach dem Beschuss in der Beschussrichtung aufrechterhalten und dann erst eine Hysteresekurve in-situ aufgenommen. Eine weitere Hysteresekurve wurde 2 Stunden nach dem Beschuss im externen KERR-Magnetometer aufgenommen. Die nächsten Messungen wurden im zeitlichen Abstand von 1 Woche, 2 Wochen und 3 Wochen zum Ionenbeschuss ebenfalls ex-situ durchgeführt. Abb. 4.9 zeigt wieder die normierte Austaschverschiebung aufgetragen gegen die Zeit nach dem Ionenbeschuss in Minuten.

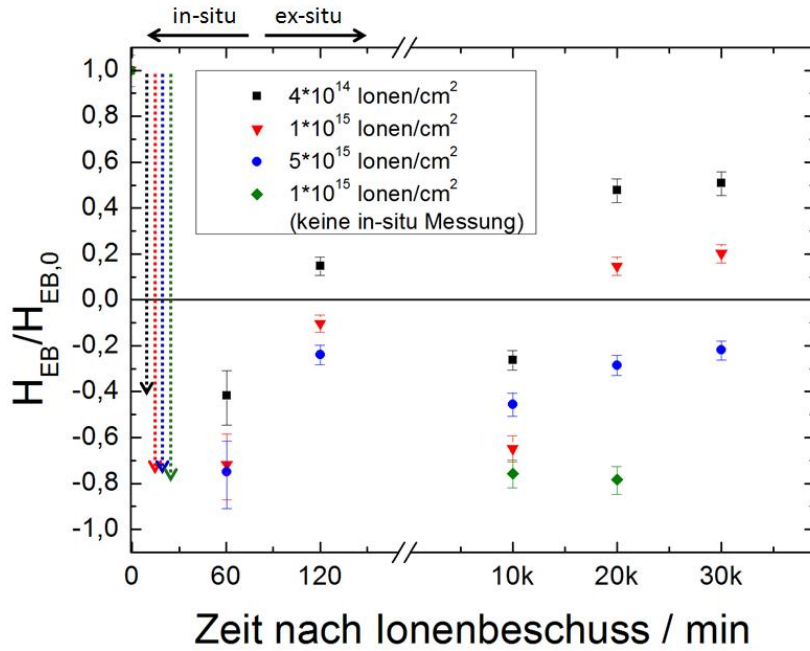


Abbildung 4.9: Zeitliche Entwicklung der normierten Austauschverschiebung einer NiO/Ni-Probe nach einem Heliumionenbeschuss in antiparalleler Geometrie mit einer Ionendosis von $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$, $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ und $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$.

Die ersten Messpunkte bei 60 Minuten nach dem Ionenbeschuss für die Ionendosen $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ und $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ liegen mit -72 % bzw. -75 % des ursprünglichen Exchange Bias in etwa dort, wo auch die ersten Messpunkte bei einer Messung direkt nach dem Beschuss (Kap. 4.3.1) gelegen haben. Eine Ausnahme bildet hier die Stelle, die mit einer Dosis von $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ beschossen wurde. Der zugehörige Messpunkt liegt nur bei -42 % obwohl bei einer direkten Messung nach dem Beschuss ein Wert von -75 % gefunden

wurde (vgl. Abb. 4.5). Dies deutet darauf hin, dass diese Ionendosis zu gering ist, um das Schichtsystem nachhaltig in antiparalleler Anisotropierichtung zu strukturieren. Die zweite Messung im externen KERR-Magnetometer nach 120 Minuten zeigt das Schichtsystem zu betragsmäßig niedrigeren Werten verschoben. Dies lässt wiederum auf eine *Irritation* des Schichtsystems durch die eine in-situ Messung nach 60 Minuten schließen. Hierbei zeigt sich ein interessanter Trend, denn die *Irritation* ist stärker ausgeprägt bei niedriger Ionendosis. Für die Stelle mit der höchsten Ionendosis ($5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$) ergibt sich ein Wert von -24 % (eine Differenz von 51 % zum vorherigen Wert), für die mittlere Ionendosis $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ beträgt der Wert von H_{EB} -10 % (eine Differenz von 62 % zum vorherigen Wert) und für die niedrigste Ionendosis $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ ergibt sich ein Wert von 15 % des ursprünglichen H_{EB} (eine Differenz von 57 %).

Die aufgenommenen Werte von H_{EB} nach 1 Woche zeigen, dass die *Irritation* nicht so stark war wie in den ersten beiden Messreihen, denn für alle 3 Ionendosen ist das Schichtsystem erstmalig nach einer Woche in antiparalleler Richtung orientiert. Dabei sind die Werte allerdings betragsmäßig kleiner als die Referenz.

Der weitere Verlauf der Kurven zeigt, wie sich die Austauschverschiebung des mit nur einer in-situ Messung nach 60 Minuten *irritierten* Schichtsystems zwischen der parallelen Richtung (starke *Irritation*, vgl. Kap. 4.3.1) und der antiparallelen Richtung (keine *Irritation*, vgl. Referenz) einstellt. Hierbei zeigt sich erneut die Tendenz, dass sich das System bei einer niedrigeren Ionendosis stärker und bei einer höheren Ionendosis schwächer *irritieren* lässt. So ist der Endwert der Austauschverschiebung für die niedrigste Ionendosis $4 \cdot 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ mit 51 % von $H_{\text{EB},0}$ dem stark *irritiertem* System aus der ersten Messreihe am nächsten, der Endwert für die höchste Ionendosis $5 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ ist mit -22 % des ursprünglichen H_{EB} der nicht *irritierten* Referenz am nächsten, während der Endwert für die mittlere Ionendosis $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ mit 20 % von $H_{\text{EB},0}$ dazwischen liegt.

4.4 Diskussion

Die Experimente haben gezeigt, dass die Messung mit dem KERR-Magnetometer zeitnah nach dem Ionenbeschuss in antiparalleler Geometrie einen deutlichen Einfluss auf das untersuchte Schichtsystem hat. Zum Einen wird der Effekt der betragsmäßigen Reduktion von H_{EB} gefunden, der mit einer *Irritation* durch den häufigen Magnetfeldwechsel während einer Hysteresemessung über das Zwei-Niveau-Modell nach FULCOMER und CHARAP (Kap. 2.2.3 und 2.4.2) erklärt werden konnte. Zum Anderen verhält sich das Schichtsystem durch die *Irritation* langfristig wie nach einem Ionenbeschuss in paralleler Geometrie, das Schichtsystem nimmt also wieder die ursprüngliche un-

idirektionale Anisotropierichtung an. Dieses Verhalten konnte nur spekulativ erklärt werden, indem man das System durch die *Irritation* als so anfällig betrachtet, dass es sich seine Anisotropierichtung von unbeschossenen Bereichen auf der Probe und deren Streufeldern vorgeben lässt. Weiterhin konnte eine Tendenz festgestellt werden, dass Stellen der Probe, die mit einer niedrigeren Ionendosis beschossen wurden, anfälliger für eine *Irritation* waren.

Diese Ergebnisse beziehen sich ausschließlich auf das in dieser Arbeit untersuchte Schichtsystem und müssen für andere Systeme erst untersucht werden. Da es sich um ein Schichtsystem aus NiO und Ni handelt, liegt die Vermutung aufgrund ähnlicher Kristallstruktur nahe, dass Sauerstoff aus dem Antiferromagneten in den Ferromagneten hineindiffundiert sein könnte. Hierdurch könnte die Grenzfläche zwischen dem Antiferromagneten und dem Ferromagneten nach 5 Jahren Lagerung der Probe sehr undefiniert sein. Dies würde auch das betragsmäßig geringe H_{EB} der Probe erklären. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind also mit Vorsicht zu genießen, da nicht klar ist, ob das Schichtsystem noch genau den Angaben entspricht, die in Kap. 4.1 gemacht wurden. Um den Einfluss des Messvorgangs einer Hysterese auf eine Exchange Bias-Probe zu verallgemeinern und das Verhalten der hier untersuchten Probe gänzlich zu verstehen, müssen systematische Messungen an verschiedenen Schichtsystemen durchgeführt werden.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine bestehende Ionenstrahlanlage mit einem longitudinalen KERR-Magnetometer erweitert. Die Ionenstrahlanlage wird benutzt, um mittels hochenergetischen Heliumionen magnetische Dünnschichtsysteme topographielos zu strukturieren und ihre magnetischen Eigenschaften lokal zu verändern. Bisher mussten Proben nach einem solchen Strukturierungsprozess aus der Anlage ausgeschleust und in einem anderen Labor mit einem KERR-Magnetometer charakterisiert werden. Dank der in dieser Arbeit vorgenommenen Erweiterung der Ionenstrahlanlage können nun auch in-situ Hysteresekurven von magnetischen Proben aufgenommen werden. Dadurch ergeben sich neue Möglichkeiten für Experimente zur Untersuchung der Vorgänge in Dünnschichtsystemen während, bzw. direkt nach einem Heliumionenbeschuss.

Zur Überprüfung der Funktionalität der erweiterten Ionenstrahlanlage wurden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen an einem Schichtsystem bestehend aus NiO (50 nm), Ni (5 nm) und Ta (2 nm) bezüglich der zeitnahen Entwicklung der Austauschverschiebung nach dem Ionenbeschuss in antiparalleler Geometrie angestellt. Das bedeutet, dass während des Ionenbeschusses ein externes Magnetfeld angelegt wurde, welches antiparallel zur unidirektionalen Austauschanisotropie der Probe orientiert war.

Es konnte gezeigt werden, dass Hysteresemessungen aufgrund des schnellen Magnetfeldwechsels auch bis zu 60 Minuten nach dem Heliumionenbeschuss einen starken Einfluss auf die Austauschverschiebung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben haben. Durch häufiges Messen von Hysteresekurven verringert sich die Austauschverschiebung zu betragsmäßig kleineren Werten, welches mit dem Modell von FULCOMER und CHARAP [FC72] erklärt werden konnte. Ein weiterer wesentlicher Effekt des häufigen Hysteresemessen nach dem Ionenbeschuss ist, dass das Schichtsystem nach einiger Zeit die ursprüngliche unidirektionale Anisotropierichtung wieder annimmt und sich damit verhält, als wäre es in paralleler Geometrie beschossen worden. Dieses Verhalten konnte über die Anfälligkeit des durch den schnellen Magnetfeldwechsels *irritierten* Schichtsystems auf die magnetischen Einflüsse der unbeschossenen Bereiche der Probe erläutert werden.

Die in dieser Arbeit aufgeführten Erklärungen für das neuartige Verhalten der untersuchten Probe können nicht verallgemeinert werden, da bisher nur ein Schichtsystem untersucht wurde. Wie anhand der ersten Experimente gezeigt werden konnte, ist das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute longitudinale KERR-Magnetometer ein Türöffner für neue, interessante Untersuchungen zur nahen Zeitabhängigkeit der magnetischen Phänomene, die durch einen Heliumionenbeschuss in einem magnetischen Dünnschichtsystem hervorgerufen werden.

A Literaturverzeichnis

- [AB96] Azzam, R. M. A. und N. M. Bashara. *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland personal library. North-Holland, Amsterdam, paperback ed., 3. impression edition (1996).
- [BBF 88] Baibich, M. N., J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, 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).
- [Beh95] Behrendt, E. *Photodifferenzverstärker für den Aufbau eines Kerr-Magnetometer-Messplatzes*. Master's thesis, Universität Kassel (1995).
- [Ber05] Bergmann/Schäfer. *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 6 - Festkörperphysik*. Walter de Gruyter, 2. auflage edition (2005).
- [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).
- [CRS96] Crawford, T. M., C. T. Rogers, T. J. Silva und Y. K. Kim. *Observation of the transverse second-harmonic magneto-optic Kerr effect from NiFe thin film structures*. Applied Physics Letters, 68(11), 1573 (1996).
- [EJE 05] Ehresmann, A., D. Junk, D. Engel, A. Paetzold und K. Röhl. *On the origin of ion bombardment induced exchange bias modifications in polycrystalline layers*. Journal of Physics D: Applied Physics, 38(6), 801 (2005).
- [Eng04] Engel, D. *Modifikation der magnetischen Eigenschaften von polykristallinen Mehrschichtsystemen mit Austauschverschiebung durch He-Ionenbeschuss*. Master's thesis, Universität Kaiserslautern (2004).

- [FC72] Fulcomer, E. und S. Charap. *Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling*. Journal of Applied Physics, 43(10), 4190 (1972).
- [FHY98] Fujikata, J., K. Hayashi, H. Yamamoto und M. Nakada. *Thermal fluctuation aftereffect of exchange coupled films*. Journal of Applied Physics, 83(11), 7210 (1998).
- [GSJ 78] Geiger, J., H. Schmoranzler, H. Jacobs, H. Katterwe und B. Schröder. *Electron Microscopy*. Ed.J.M. Sturgess, Microscop. Soc. Can., Toronto, 4 (1978).
- [Hae91] Haefer, R. *Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie*, Volume 6 (Teil 2). Springer-Verlag, Berlin (1991).
- [Hei28] Heisenberg, W. *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. Zeitschrift für Physik, 49, 619 (1928).
- [HS98] Hubert, A. und R. Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer-Verlag, Berlin (1998).
- [Jun03] Junk, D. *Aufbau einer Ionenstrahlanlage und Untersuchung von ionenbeschussinduzierten magnetischen modifikationen in polykristallinen Zweischichtsystemen und Tunnelelementen*. Master's thesis, Universität Kaiserslautern (2003).
- [Ker76] Kerr, J. Rep. Brit. Ass., 5 (1876).
- [Kru02] Krug, I. *Charakterisierung von ionenstrahlinduzierten magnetischen Strukturen in austauschverschobenen Zweifachschichten durch Magnetkraftmikroskopie*. Master's thesis, Universität Kaiserslautern (2002).
- [Mar84] Marger, D. *Entwicklung einer Penning-Ionenquelle für die keV-Ionenstrahlspektroskopie und Lebensdauermessungen an Argonion nach der Strahl-Farbstofflaser-Methode*. Master's thesis, Universität Kaiserslautern (1984).
- [MB56] Meiklejohn, W. und C. Bean. *New Magnetic Anisotropy*. Physical Review, 102(5), 1413 (1956).

- [MB57] Meiklejohn, W. und C. Bean. *New magnetic anisotropy*. Physical Review, 105(3), 904 (1957).
- [Mew02] Mewes, T. *Systematik epitaktischer magnetischer Austausch-Verschiebungsschichtsysteme*. Master's thesis, Universität Kaiserslautern (2002).
- [MML00] Mougin, A., T. Mewes, R. Lopusnik, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzner, J. Fassbender und B. Hillebrands. *Modification of the Exchange Bias Effect by He Ion Irradiation*. IEEE Transactions on Magnetics, 36(5), 2647 (2000).
- [NHF96] Nishioka, K., C. Hou, H. Fujiwara und R. D. Metzger. *Grain size effect on ferro-antiferromagnetic coupling of NiFe/FeMn systems*. Journal of Applied Physics, 80(8), 4528 (1996).
- [NS99] Nogués, J. und I. K. Schuller. *Exchange bias*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192(2), 203 (1999).
- [Pae02] Paetzold, A. *Thermische Stabilität und Modifizierung der magnetischen Austauschanisotropie in Schichtsystemen*. Master's thesis, Universität Kassel (2002).
- [Rad05] Radu, F. *Fundamental Aspects of Exchange Bias*. Master's thesis, Universität Bochum (2005).
- [RR78] Ryssel, H. und I. Ruge. *Ionenimplantation*. B.G. Teubner, Stuttgart (1978).
- [RZ08] Radu, F. und H. Zabel. *Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures*. In *Magnetic Heterostructures*, Nummer 227 in Springer Tracts in Modern Physics. Springer, Berlin (2008).
- [Sch03] Schindler, A. *Aufbau eines Kerrmagnetometers zur Messung des longitudinalen magnetooptischen Kerreffektes und dessen Nutzung zur Untersuchung ionenbeschussinduzierten Modifikationen der magnetischen Eigenschaften von austauschverschobenen Schichtsystemen*. Master's thesis, Universität Kaiserslautern (2003).
- [Sch08] Schmidt, C. *Untersuchungen zur Zeitabhängigkeit ionenbeschussin-*

- duzierter Modifikationen der Austauschverschiebung in Exchange-Bias-Schichtsystemen.* Master's thesis, Universität Kassel (2008).
- [SFT96] Soeya, S., M. Fuyama, S. Tadokoro und T. Imagawa. *NiO structure exchange anisotropy relation in the Ni₈₁Fe₁₉/NiO films and thermal stability of its NiO film.* Journal of Applied Physics, 79(3), 1604 (1996).
- [SM99] Stiles, M. und R. McMichael. *Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers.* Physical Review B, 59(5), 3722 (1999).
- [Wei04] Weis, T. *Einfluss des Ferromagneten und der Ioneneindringtiefe bei Modifikation der Austauschverschiebung von polykristallinen Antiferromagnet-/Ferromagnet-Zweilagenschichtsystemen.* Master's thesis, Technische Universität Kaiserslautern (2004).
- [ZBL85] Ziegler, J., J. Biersack und U. Littmark. *The stopping and range of ions in matter*, Volume 1. Pergamon, New York (1985).

B Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle bedanke ich mich bei PROF. DR. ARNO EHRESMANN für die interessante Aufgabenstellung und das Ermöglichen der Arbeit. An zweiter Stelle steht DR. DIETER ENGEL, der mir als Betreuer dieser Arbeit stets bei sämtlichen Fragen helfen konnte und mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand (Sofern er denn etwas Zeit übrig hatte ;)). Auch bei TANJA WEIS möchte ich mich im Hinblick auf sämtliche Fragen zum *Looper* bedanken.

In allen technischen Fragen konnten mich ANDREAS NEHLS und CHRISTIAN MILDE bestens beraten, und somit möchte ich hiermit auch meinen Dank an euch aussprechen. Desweiteren danke ich ALLA ALBRECHT und KARIN SCHULZ für das Lithographieren und Sputtern sämtlicher Proben gerade während der Anfangsphase der Diplomarbeit. Ein weiterer Dank geht an KERSTIN KÄMPF, die mir auf einfache Weise die Grundzüge Textsatzprogramms *Latex* vermittelt hat und bei schweren und leichten Fehlern immer ein offenes Ohr hatte. Allen anderen Mitgliedern der AG Ehresmann möchte ich für das nette Arbeitsklima danken und für die spaßigen Aktionen, die in der Zeit stattgefunden haben (Weihnachtsfeier, Gruppenfrühstücke, Kickerturniere, Bouleturnier, Badminton etc.).

DR. MAARTEN DEKIEVIET danke ich für die Betreuung meiner Aufenthalte in Heidelberg. MANUEL VEDOVELLI und KNUT WELLNITZ möchte ich ebenfalls für die Unterstützung und die nette Zeit in Hd danken.

Meinen Eltern GUNHILD und ORTWIN möchte ich ganz herzlich für die finanzielle und sonstige Unterstützung danken, ohne die das Studium auch nicht so ohne weiteres möglich gewesen wäre.

EVELYN WALDT danke ich für die schöne Zeit, die wir gemeinsam hatten.

C Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Andere Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder unveröffentlichten Schriften entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht.

Niklas Stein

Kassel, Februar 2009