

Untersuchung des Einflusses der geometrischen
Form auf das Schaltverhalten magnetischer
Tunnelemente im sub- μm Grössenbereich

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Physik
der Universität Bielefeld

vorgelegt von
Hans Koop

30. März 2004

Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Bielefeld, 30. März 2004

(Hans Koop)

Gutachter:

Prof. Dr. Günter Reiss

Prof. Dr. Markus Sauer

Datum des Einreichens der Arbeit: 30. März 2004

Publikationen

H. Koop, H. Brückl, D. Meyners and G. Reiss,

Shape dependence of the magnetization reversal in sub- μm magnetic tunnel junctions, J. Magn. Magn. Mat. zur Veröffentlichung angenommen

Tagungsbeiträge

H. Koop, H. Brückl, H. Kubota, K. Rott and G. Reiss,

Influence of hard magnetic layer magnetization on the switching behaviour in submicron magnetic tunnel junctions, 269. WE-Heraeus-Seminar 2002 Bad Honnef

H. Koop, H. Brückl und G. Reiss,

Schaltverhalten magnetischer Tunnelelemente, DPG Frühjahrstagung 2002 Regensburg, MA 10.23

H. Koop, H. Brückl und G. Reiss,

Einfluss der geometrischen Form auf das Schaltverhalten von sub- μm magnetischen Tunnelementen, DPG Frühjahrstagung 2003 Dresden, MA 14.33

H. Koop, H. Brückl, D. Meyners and G. Reiss,

Shape dependence of the magnetization reversal in sub- μm magnetic tunnel junctions, ICM 2003 Rome, 5C-08

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Magnetismus	5
1.2 Ferromagnetismus	6
1.3 Stoner-Wohlfarth Modell	8
1.4 Ursachen der Ausbildung der Domänenstruktur	12
1.4.1 Domänenwandenergie und Domänenwanddicke	16
1.4.2 Dünne Schichten	17
1.4.3 Domänenbildung in sub- μm magnetischen Elementen	20
1.4.4 Kopplungseffekte zwischen getrennten magnetischen Schichten	22
1.5 Simulation des Ummagnetisierungsprozesses	25
2 TMR	29
2.1 Tunneleffekt	29
2.2 Tunnelmagnetowiderstand	32
2.3 MRAM	36
3 Experimenteller Teil	39
3.1 Der Schichtaufbau	39
3.2 Die Lithographie der Schichtstapel	41

3.3	AFM	44
3.4	Messung der Astroiden	46
4	Ergebnisse	49
4.1	Magnetische und elektrische Eigenschaften des Schichtsystems . .	49
4.2	Reproduzierbarkeit der Untersuchungen an strukturierten Elementen	54
4.3	Einfluss der Randrauhigkeit auf das magnetische Schaltverhalten .	57
4.4	Einfluss der geometrischen Form auf das Schaltverhalten der TMR Elemente	61
4.4.1	Trapeze	63
4.4.2	Ellipsen	75
4.4.3	Abgeschnittene Ellipsen	83
4.4.4	Andere Polygone	85
4.4.5	Dots	92
4.5	Einfluss der hartmagnetischen Schicht	99
4.6	Vergleich mit dem Stoner - Wohlfarth Modell	107
5	Zusammenfassung	117

Einleitung

Die Entdeckung des spinabhängigen Stromtransports hat zu einer rasanten Entwicklung in der IT- Industrie beigetragen. So findet der GMR-Effekt (Giant Magnetic Resistance), der von P. Grünberg 1986 entdeckt wurde[1, 2], eine breite Anwendung in der Sensorik oder in den Leseköpfen der Festplatten. Die Erforschung des später entdeckten TMR-Effektes (Tunneling Magnetic Resistance) bei Raumtemperatur wurde in den letzten Jahren intensiv weitergeführt[3, 4, 5, 6]. Eines der Ziele, durch die die Arbeit auf diesem Gebiet motiviert wird, ist es, die auf der Basis des TMR-Effektes aufgebauten Elemente in der Halbleiterindustrie als Speicherbausteine zu integrieren. Da die ständig wachsenden Anforderungen an die Halbleiterindustrie, immer höhere Speicherdichten und kürzere Schaltzeiten zu erzielen, in den nächsten Jahren für herkömmliche Speicherelemente an physikalischen Grenzen der Machbarkeit stossen werden, bietet die neuartige Technologie des MRAMs (Magnetic Random Access Memory) eine interessante und vielversprechende Alternative zu den bisher als Speicherelement verwendeten DRAM oder SRAM. Die für den MRAM realisierbaren Speicherdichten sind vom sog. superparamagnetischen Limit begrenzt und für den DRAM wohl nicht erreichbar. Zusätzlich wird die Information beim MRAM magnetisch abgespeichert, was ihn zu einem nichtflüchtigen Speicherbaustein macht und so den Energieverbrauch deutlich reduziert, da die für den DRAM notwendigen Refresh-Zyklen wegfallen. Trotz seiner Überlegenheit zeigte der MRAM einige Schwachpunkte auf, mit deren Beseitigung bzw. Verbesserung sich in den letzten Jahren viele

Arbeitsgruppen beschäftigt haben. Die Kompatibilität zwischen der Halbleiter- und MRAM-Technologie wird erst dann erreicht, wenn die folgenden Kriterien erfüllt werden:

1. Die thermische Stabilität: Beim Herstellungsprozess sind Temperaturen von etwa 400°C erforderlich. Bei diesen Temperaturen dürfen keine Diffusionsprozesse eintreten, die z.B. die magnetische Schicht mit nichtmagnetischem Material kontaminieren und damit den TMR zerstören.
2. Die magnetische Stabilität: Da die Information magnetisch gespeichert wird, werden zwei eindeutig definierte magnetische Zustände mit paralleler und antiparalleler Ausrichtung der beiden magnetischen Schichten verlangt. Dabei dürfen die magnetischen Eigenschaften der hartmagnetischen Schicht durch Herstellungsprozesse nicht beeinflusst werden. Zusätzlich darf die hartmagnetische Schicht durch mehrmaliges Ummagnetisieren der weichmagnetischen Schicht nicht entmagnetisiert werden.
3. Die elektrische Stabilität: Der Strom wird durch eine ca. 1 nm dünne Isolatorschicht spinerhaltend transportiert. Wird diese Schicht an einer Stelle z.B. durch einen dielektrischen Durchbruch beschädigt, so wird der Tunnelkontakt kurzgeschlossen, und der TMR-Effekt wird zerstört.

Um den Anschluss an die in der Halbleiterindustrie aktuellen Strukturen zu schaffen, müssen die Abmessungen der magnetischen Tunnelemente im sub- μm Bereich liegen. In diesem Grössenbereich nimmt der Einfluss magnetischer Domänen in der weichmagnetischen Schicht stark zu[6, 7, 8, 9]. Dies führt dazu, dass die Ummagnetisierungsprozesse der weichmagnetischen Schicht nicht reproduzierbar sind und damit die Funktionalität des MRAMs gefährden. Das Schaltverhalten magnetischer Tunnelemente hängt ausserdem von mehreren anderen Faktoren ab, z.B. vom magnetischen Material, der Dicke, der Grösse und der Form des Elementes, den Kopplungseffekten zwischen den beiden magnetischen

Schichten und der Randrauhigkeit. Gelingt es aus dem Verständnis, wie sich die Veränderung der einzelnen Faktoren auswirkt, das Schaltverhalten der Elemente reproduzierbar zu machen, dann können diese erfolgreich als Speicherbausteine im MRAM eingesetzt werden.

Von der physikalischen Seite ist es sehr wichtig, die während des Ummagnetisierungsvorgangs stattfindenden Prozesse zu charakterisieren, wobei die Kenntnis der Magnetisierungsverteilung dafür massgebend ist. Die bekannten Abbildungsverfahren, die die Magnetisierungsverteilung in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld darstellen können, eignen sich nur bedingt für die Untersuchungen eines einzelnen magnetischen Tunnелеlements, weil sie entweder eine begrenzte Auflösung haben (Kerr - Mikroskop[10, 11], Scanning Near-Field Optical Microscopy (SNOM)[12, 13, 14]), oder nur eine im Vergleich zum MRAM dickere magnetische Schicht verwenden können, die nur bedingt vergleichbar ist, (Transmission X-Ray Microscopy (MTXM)[15] und Lorenz Transmission Electron Microscopy (LTEM)[16, 17]), oder die magnetische Information im Element während der Messung beeinflussen (Magnetic Force Microscopy (MFM)[18, 19]). Das Ummagnetisierungsverhalten eines einzelnen TMR Elementes kann sehr einfach auch anhand einer Widerstandsmessung indirekt abgeleitet werden. Zwar liefert diese Methode keine quantitativen Informationen zur Magnetisierungsverteilung im Element, doch der Verlauf der Ummagnetisierungskurve kann wichtige Rückschlüsse über die Prozesse während des Ummagnetisierungsvorgangs geben. Ein zusätzlicher Vorteil ist es, dass die Messungen an sehr kleinen Strukturen möglich sind, die zum theoretischen Verständnis des magnetischen Schaltverhaltens in eindomänigen Teilchen beitragen können.

Ziel meiner Arbeit war es, die experimentell zugänglichen Parameter für ein gegebenes Schichtsystem zu variieren, um hinreichende Randbedingungen für das reproduzierbare Schaltverhalten magnetischer Tunnелеlemente zu finden. Besonders intensiv wurde die Abhängigkeit des Schaltverhaltens von der Form der Tunnелеlemente studiert, deren Grösse zwischen 1 μm und 100 nm variiert wurde. Um

besseres Verständnis der vorliegenden Ummagnetisierungsprozesse zu erlangen, wurde das Ummagnetisierungsverhalten unter Berücksichtigung der Form und der Randrauhigkeit in mikromagnetischen Gitterrechnungen simuliert. Der Vergleich zwischen dem Experiment und den Simulationen erlaubt es, eine Methode zu entwickeln, mit deren Hilfe reproduzierbare Ergebnisse im breiten Grössenbereich erzielt werden können.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Magnetismus

Die magnetischen Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten TMR Elementen spielen bei der Auswertung und der Interpretation der Messergebnisse eine entscheidende Rolle. Aus diesem Grund ist es wichtig, sich ein Bild über die Ursachen, die Grundlagen und die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von den äusseren Bedingungen zu machen. In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Themen gegeben, dessen Inhalt eine Voraussetzung für das Verständnis des magnetischen Schaltverhaltens darstellt.

Die Entdeckung des Magnetismus gehört zu den ältesten Errungenschaften der Menschheit. Es ist bekannt, dass die Chinesen den Kompass etwa 2500 v. Chr. benutzt haben. Doch die richtige theoretische Beschreibung des Magnetismus wurde erst nach der Formulierung der Quantenphysik möglich. Mit dem Bohrvan-Leeuwen-Theorem wird streng bewiesen[20], dass es klassisch keinen Magnetismus geben darf. Dies macht den Magnetismus zu einem reinen Quanteneffekt. Die magnetischen Eigenschaften des Festkörpers werden durch die Eigenschaften der Elektronen in diesem bestimmt. Das Elektron besitzt ein magnetisches Moment μ und die Magnetisierung kann als das mittlere magnetische Moment

pro Volumeneinheit $M = d\mu/dV$ definiert werden[21]. Um magnetische Materialien zu charakterisieren, unterscheidet man paramagnetische und diamagnetische Stoffe. Besondere Aufmerksamkeit erfordern die paramagnetischen Stoffe, die ohne ein äusseres Magnetfeld eine geordnete Spinstruktur haben (ferromagnetische, antiferromagnetische, ferrimagnetische Substanzen). Mit der durch die Ableitung der Magnetisierung M nach dem äusseren Magnetfeld H definierten Suszeptibilität $\chi = dM/dH$ kann man die magnetischen Eigenschaften der Festkörper einfach einordnen. In diamagnetischen Stoffen ist $\chi < 0$, bei paramagnetischen Stoffen ist $\chi > 0$.

1.2 Ferromagnetismus

Da die Atome paramagnetischer Stoffe ein permanentes magnetisches Moment besitzen, kann durch Anlegen eines äusseren Magnetfeldes eine Magnetisierung in Richtung des Feldes erzeugt werden. Nun gibt es Metalle und Legierungen, die unterhalb einer kritischen Temperatur, die als Curie - Temperatur T_c bezeichnet wird, in Abwesenheit eines äusseren Magnetfeldes, eine nicht verschwindende, spontane Magnetisierung aufweisen. Die einzelnen magnetischen Momente wechselwirken mit benachbarten magnetischen Momenten und richten diese in die gleiche Richtung aus. Somit ergeben sich Bereiche homogener Magnetisierung (Domänen), deren Existenz zuerst von Weiss postuliert wurde[22]. Dieses Verhalten wird als ferromagnetisch bezeichnet. Heisenberg zeigte[23], dass die Ursache für diese kollektiven Eigenschaften der Elektronen die quantenmechanische Austauschwechselwirkung ist. Das aus der Lösung der Schrödinger Gleichung erhältliche Austauschintegral J_A , das den Überlapp zweier Wellenfunktionen benachbarter Elektronen beschreibt, bestimmt die Art der Wechselwirkung. Ist $J_A > 0$, so liegt ferromagnetische Kopplung vor. Die magnetischen Momente richten sich parallel aus. Ist dagegen $J_A < 0$, erfahren die magnetischen Momente antiferromagnetische Kopplung und richten sich antiparallel zueinander aus. Deswegen muss

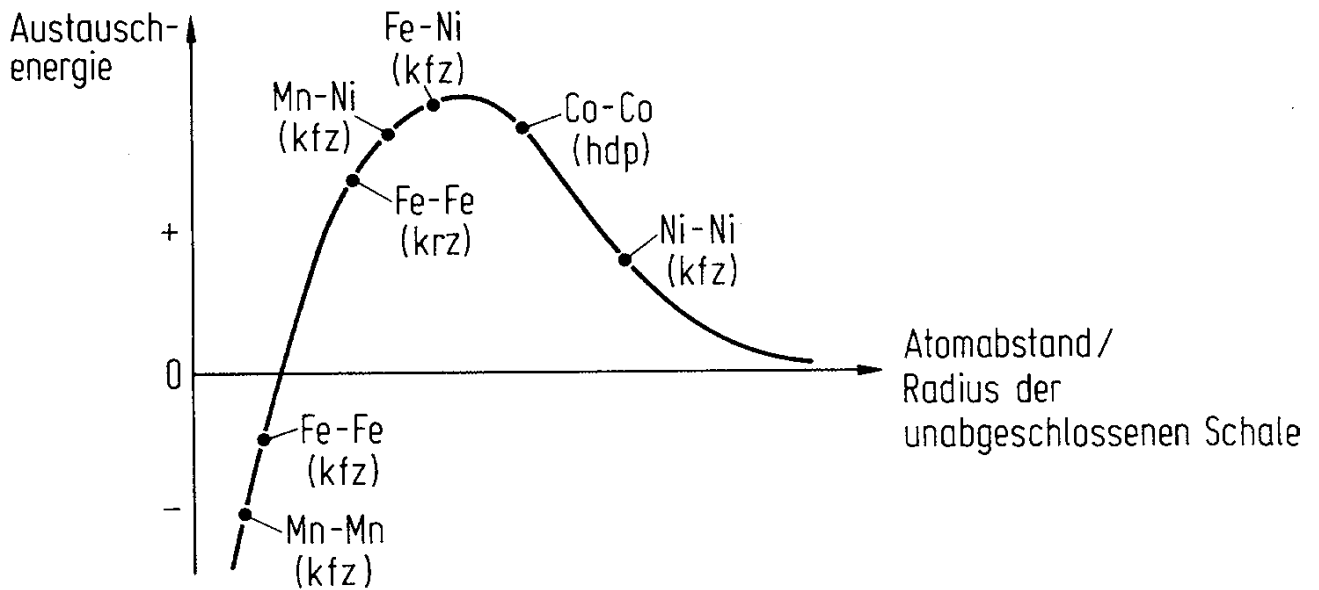


Abbildung 1.1: Bethe - Slater - Kurve aus [24]. In Klammern ist die Gitterstruktur angegeben: kfz - kubisch flächenzentriert, krz - kubisch raumzentriert, hdp - hexagonal dichteste Packung.

bei Ferromagneten das Austauschintegral positiv und möglichst gross sein. Die besten Voraussetzungen liegen vor, wenn der atomare Abstand gross im Vergleich zum Atomradius ist. Denn dann ist die Absenkung der Coulomb-Energie grösser als die durch die Besetzung höherer Energieniveaus bedingte Zunahme der kinetischen Energie und die Spinordnung ist ferromagnetisch. Ist aber der Beitrag der kinetischen Energie grösser, dann bleibt die Spinordnung paramagnetisch. Damit sind die Materialien mit grossen Zustandsdichten, wie bei den halbgefüllten, schmalen Energiebändern der Übergangsmetalle, für Ferromagnetismus besonders prädestiniert. Die Bethe-Slater-Kurve (Abb. 1.1), die die Abhängigkeit der Austauschenergie vom Quotienten aus der Gitterkonstante und dem Radius der un abgeschlossenen Schale wiedergibt, spiegelt dieses Verhalten wieder, wobei der grösseren Austauschenergie die höhere Curie-Temperatur entspricht.

Die bereits erwähnte Existenz von Domänen im Ferromagneten führt zu einer komplizierten Abhängigkeit der gesamten Magnetisierung vom äusseren Magnet-

feld, die als Hysterese bezeichnet wird. Je nach Grösse der Koerzitivfeldstärke, bei der ein Ferromagnet ummagnetisiert wird, teilt man die ferromagnetischen Stoffe in weichmagnetisch ($H_c < 5 Oe$) und hartmagnetisch ($H_c > 100 Oe$) ein. Die Form der Hysterese hängt im Allgemeinen von mehreren Faktoren ab (z.B. Herstellungsprozess, Anisotropie, Kristallbaufehler, Temperatur u. s. w.). Doch es kann vereinfacht angenommen werden, dass die Ummagnetisierungsprozesse der einzelnen Domänen als Summe die Hysteresekurve ergeben. Über die mögliche Domänenkonfigurationen und Ummagnetisierungsprozesse wird in den folgenden Kapiteln berichtet.

1.3 Stoner-Wohlfarth Modell

Den einfachsten Fall stellen die Ummagnetisierungsprozesse in einem Eindomänenteilchen dar, bei dem die Magnetisierungsverteilung durch einen einzigen Vektor beschrieben werden kann. Stoner und Wohlfarth haben dieses Problem für einen abgeflachten Ellipsoid mit vernachlässigbarer Kristallanisotropie analytisch gelöst[25]. Die polare Achse des Ellipsoids, die die leichte Richtung angibt, bildet einen Winkel θ mit der Richtung des äusseren Magnetfeldes (Abb. 1.2). Die

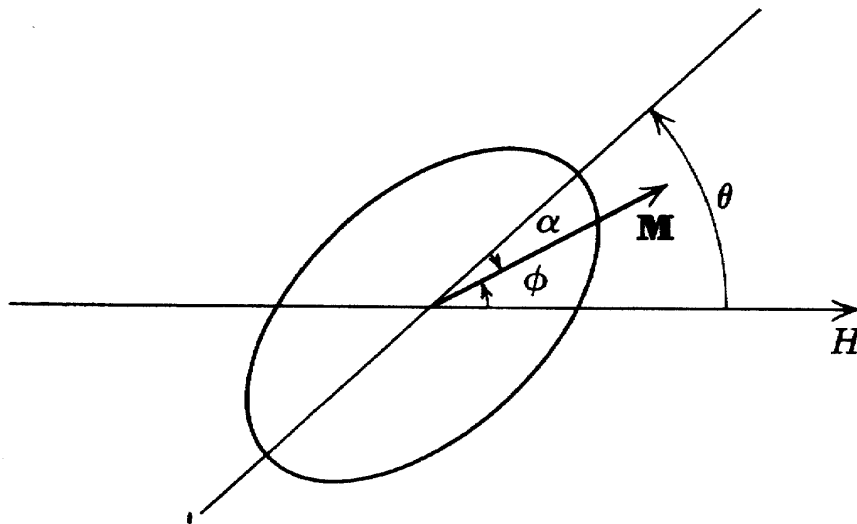


Abbildung 1.2: Ein prolater Ellipsoid im äusseren Magnetfeld.

Entmagnetisierungsenergie ist dann

$$E_D = \frac{1}{2}M^2(N_a \cos^2 \alpha + N_b \sin^2 \alpha)V, \quad (1.1)$$

wobei α der Winkel zwischen der leichten Richtung und der Richtung des Magnetisierungsvektors ist. N_a und N_b sind die Entmagnetisierungsfaktoren entlang der beiden Achsen. Damit hat das Teilchen die minimale Entmagnetisierungsenergie, wenn die Magnetisierung entlang der polaren Achse liegt (leichte Richtung), und maximale Entmagnetisierungsenergie, wenn die Magnetisierung entlang der equatorialen Achse liegt (schwere Richtung). Die Zeeman Energie ist durch

$$E_H = -H MV \cos \phi \quad (1.2)$$

gegeben, wobei ϕ der Winkel zwischen \vec{M} und \vec{H} ist. Damit erhalten wir die Gesamtenergie

$$E_T = \frac{1}{4}(N_a + N_b)M^2V - \frac{1}{4}(N_b - N_a)M^2V \cos 2\alpha - H MV \cos \phi. \quad (1.3)$$

Für ein gegebenes Magnetfeld H richtet sich der Magnetisierungsvektor so aus, dass die Gesamtenergie minimal wird. D.h. die erste Ableitung nach dem Winkel muss gleich Null sein

$$dE_T/d\phi = \frac{1}{2}(N_b - N_a)M^2 \sin 2\alpha + HM \sin \phi = 0, \quad (1.4)$$

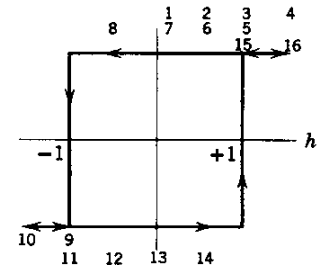
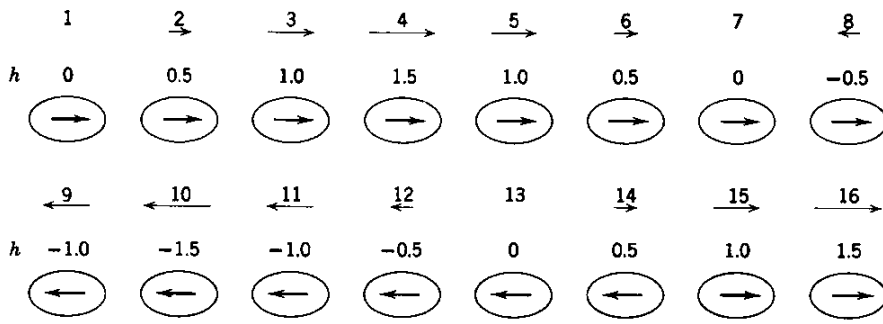
wobei $\phi = \theta + \alpha$, und die zweite Ableitung muss grösser Null sein

$$d^2E_T/d\phi^2 = (N_b - N_a)M^2 \cos 2\alpha + HM \cos \phi > 0. \quad (1.5)$$

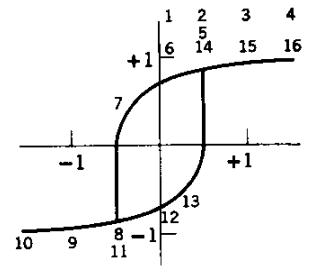
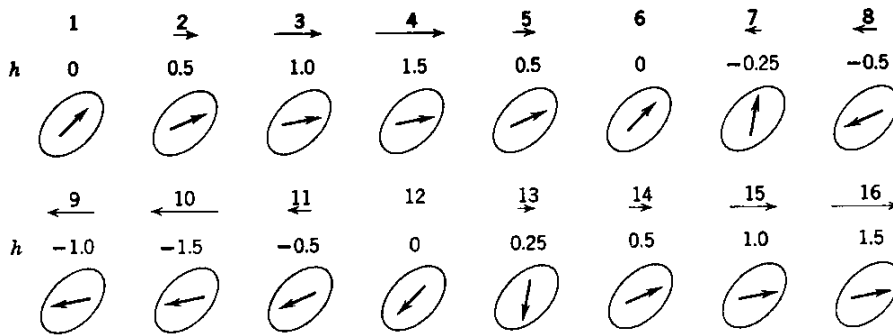
Es ist üblich, die Gl.1.4 mit Hilfe reduzierter Einheiten zu formulieren

$$\frac{1}{2} \sin 2(\phi - \theta) + h \sin \phi = 0, \quad \text{wobei} \quad h = \frac{H}{(N_b - N_a)M}. \quad (1.6)$$

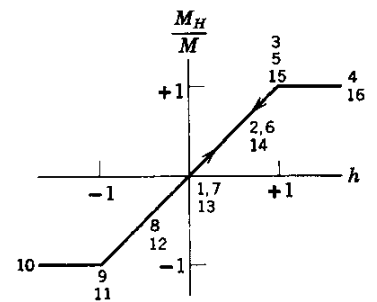
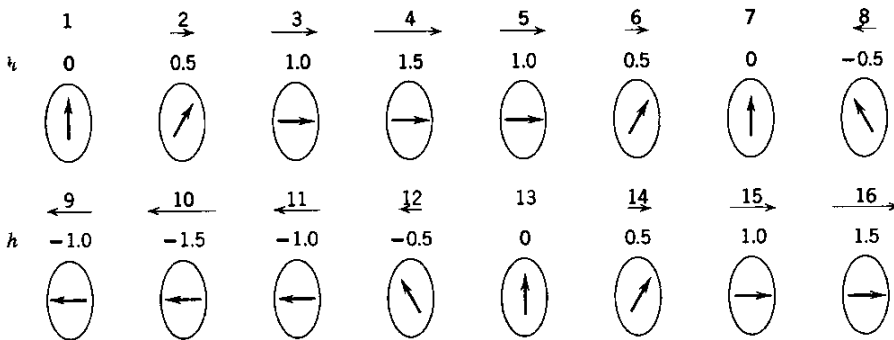
Graphisch kann man die Lösungen folgenderweise darstellen. In Abb.1.3(a) ist der Winkel zwischen leichter Richtung und der Magnetisierungsrichtung $\theta = 0^\circ$. Die Richtung der Magnetisierung ändert sich erst nachdem das kritische Feld h



(a) $\theta = 0^\circ$



(b) $\theta = 45^\circ$



(c) $\theta = 90^\circ$

Abbildung 1.3: Die Ausrichtung der Magnetisierung eines Eindomänenteilchens als Funktion des äusseren Magnetfeldes aus [26].

erreicht wird. Somit ergibt sich eine rechteckige Hysteresekurve mit irreversiblen Änderungen der Magnetisierung bei $h = \pm 1$. Ist der Winkel $\theta = 90^\circ$, so liegt in Abb.1.3(c) der andere Grenzfall vor. In Abwesenheit des Magnetfeldes richtet sich die Magnetisierung entlang der leichten Richtung. Nach dem das Magnetfeld erhöht wird, dreht sich Magnetisierung in Feldrichtung. Die Magnetisierung geht in Sättigung ebenfalls bei $h = \pm 1$. Somit ergibt sich eine hysteresefreie Magnetisierungskurve, die durch den Nullpunkt geht. Ist der Winkel $0 < \theta < 90^\circ$, so treten sowohl reversible als auch irreversible (aber nicht mit Domänen verbunden) Ummagnetisierungsprozesse auf. Anhand der Abb.1.3(b), wo der Winkel $\theta = 45^\circ$ ist, sieht man, dass die Magnetisierung zuerst gedreht wird und erst nach dem Erreichen des kritischen Feldes $h = \pm 0.5$ einen irreversiblen Sprung macht. Die Abhängigkeit des kritischen Feldes h vom Winkel θ lässt sich ausrechnen. Man setzt sowohl die Ableitung nach dem Winkel als auch die zweite Ableitung gleich Null und löst das Gleichungssystem

$$dE_T/d\phi = dE_T^2/d\phi^2 = 0. \quad (1.7)$$

Als Ergebnis erhält man folgende Beziehung

$$h_{crit} = (1 - w^2 + w^4)^{1/2}/(1 + w^2), \quad \text{wobei} \quad w = \tan^{1/3} \theta. \quad (1.8)$$

In Abb.1.4 ist Gl.1.8 graphisch dargestellt. Die Kurve wird auch als Stoner - Wohlfarth Astroide bezeichnet. Aus experimenteller Sicht ist es nützlicher, die x - und y - Komponenten des Magnetfeldes und nicht den Winkel zu kennen. Gl.1.8 kann umgeformt werden und als Funktion von H_x und H_y dargestellt werden

$$H_x^{2/3} + H_y^{2/3} = [(N_y - N_x)M]^{2/3}. \quad (1.9)$$

Das Stoner - Wohlfarth Modell lässt sich auch für Probleme mit anderen Anisotropiebeiträgen (z.B. uniaxiale Anisotropie) anwenden. Es ist möglich[27],[28], das Stoner - Wohlfarth Modell unter Berücksichtigung der Form- und Kristallanisotropie zu lösen. Obwohl das Stoner - Wohlfarth Modell eine vereinfachte Theorie

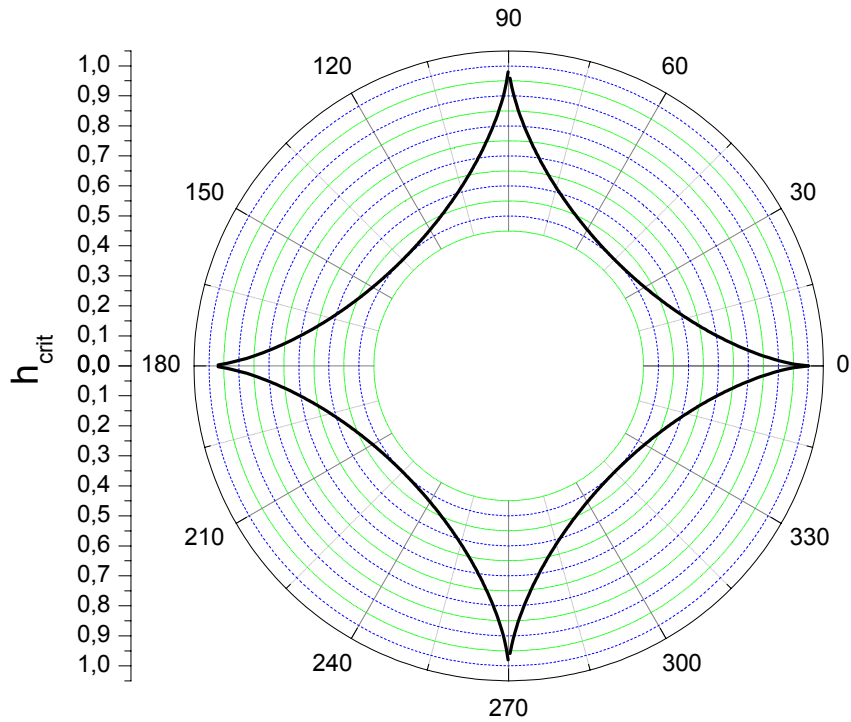


Abbildung 1.4: Stoner - Wohlfarth Astroide.

ist und das Experiment selten vollständig beschreibt, ist es trotzdem hilfreich die experimentellen Daten mit dem Modell zu vergleichen, da die reversiblen Drehungen der Magnetisierung, die das Stoner - Wohlfarth Modell wiedergibt, erkannt werden können und von den Domänenwandverschiebungen unterschieden werden können.

1.4 Ursachen der Ausbildung der Domänenstruktur

Überschreitet ein Teilchen die kritische Grösse des Eindomänenteilchens, dann ist es energetisch günstiger, wenn die Magnetisierung des Teilchens in zwei oder mehrere Domänen zerfällt. Der stabile Gleichgewichtszustand wird erreicht, wenn die freie Energie des Teilchens minimal ist. Die gesamte freie Energie eines magnetischen Körpers im äusseren Magnetfeld setzt sich aus der Summe der unten aufgelisteten Energieterme zusammen [26]:

- die Zeeman Energie im Magnetfeld

$$E_H = - \int \vec{M} \cdot \vec{H} dV, \quad (1.10)$$

- die Energie des entmagnetisierenden Feldes

$$E_D = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_s dV, \quad (1.11)$$

H_s ist das Feld an der Oberfläche.

- die kristalline Anisotropieenergie

Für uniaxiale Kristalle ist sie für ein Einheitsvolumen definiert

$$E_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (1.12)$$

wobei K_i die materialspezifischen Anisotropiekonstanten und θ der Winkel zwischen der Magnetisierungs- und der Anisotropierichtung sind, für kubische Kristalle ist

$$E_K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \quad (1.13)$$

α_i sind die Richtungskosinus der Magnetisierung gegen ein gitterfestes Koordinatensystem, das mit den kubischen Achsen identifiziert wird.

- die Spannungsanisotropie

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \theta, \quad (1.14)$$

wobei λ_s die Magnetostruktionskonstante für den einfachen Fall $\lambda_s = \lambda_{100} = \lambda_{111}$ und σ die Zugspannung sind.

- Die Austauschenergie

$$E_A = -2J_A \sum_{i \neq j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (1.15)$$

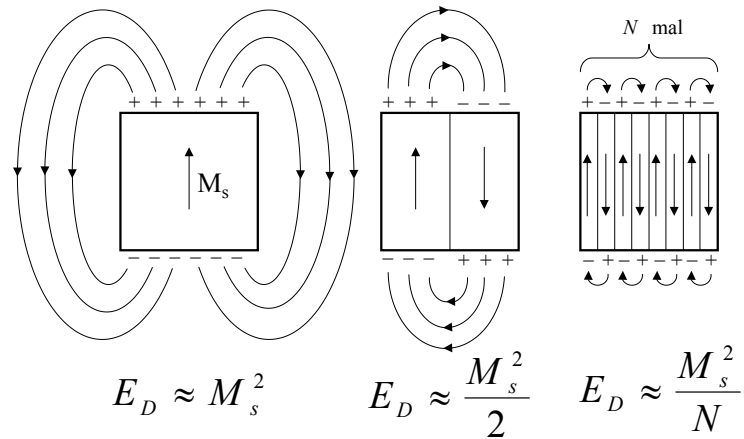


Abbildung 1.5: Zur energetischen Stabilität der Domänenstruktur.

Im einfachsten Fall eines magnetischen Körpers ohne äusseres Magnetfeld, der keine Anisotropie aufweist, lässt sich die Entmagnetisierungsenergie auf Kosten der Austauschenergie reduzieren. Die Ursache für die Entmagnetisierungsenergie ist die klassische, langreichweitige Dipol-Dipol Wechselwirkung. Die Austauschwechselwirkung ist dagegen sehr kurzreichweitig, und umfasst in erster Näherung nur die nächsten Nachbarebenen. Deswegen erwartet man, dass die Magnetisierung in einer Domäne homogen ist, während die Domänenwände im Vergleich zur Ausdehnung der Domänen sehr klein sind. Wie es in Abb.1.5 angedeutet ist, wird die Entmagnetisierungsenergie durch Aufspaltung in Domänen erheblich abgesenkt. Die Austauschenergie nimmt wegen der geringen Anzahl der Atome in der Domänenwand nur leicht zu. Diese Energieerhöhung kann auch als Domänenwandenergie bezeichnet werden, die nur von den intrinsischen Eigenschaften E_K , E_σ und E_A abhängt.

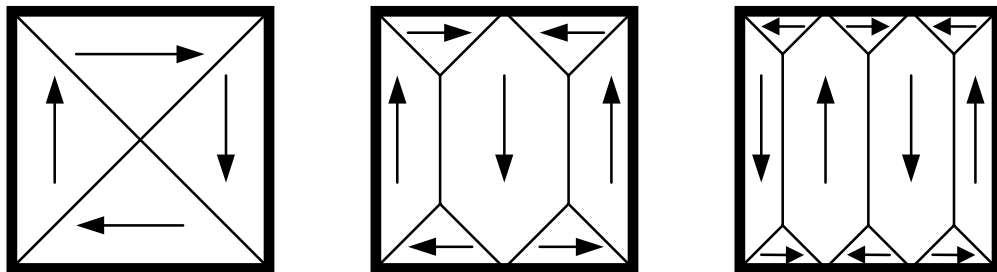


Abbildung 1.6: Landau-Lifshitz Domänenstrukturen mit dem verschwindenden Streufeld.

Die energetisch günstigste Konfiguration ist die, bei der der magnetische Fluss innerhalb des Körpers geschlossen bleibt, und kein Streufeld nach aussen entweicht. Für uniaxiale Kristalle nimmt dann die Form der sog. Abschlussdomänen die bekannte Landau-Lifshitz Konfiguration ein, von denen einige Beispiele in Abb.1.6 dargestellt sind.

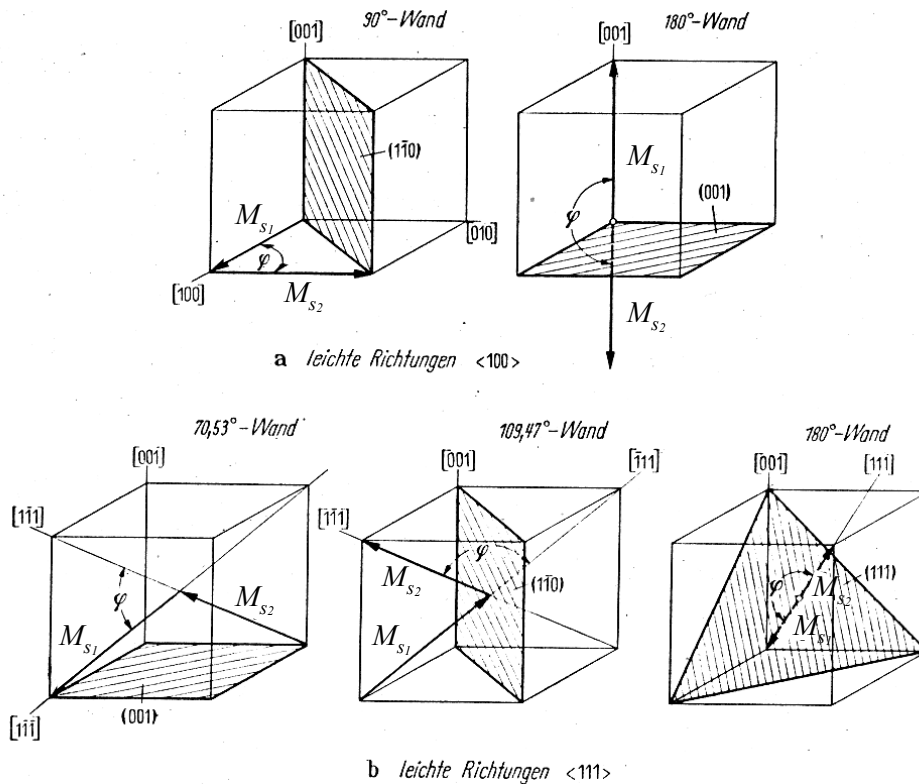


Abbildung 1.7: Wandgeometrien in kubischen Kristallen aus [29]. Die schraffierten Ebenen sind die Wandnormalenebenen. Die Pfeile geben die Magnetisierungsrichtung M_s beiderseits der Wand an.

Eine Domänenwand wird anhand des Winkels, den Magnetisierungsrichtungen zweier Domänen bilden, charakterisiert. In einem Kristall liegt die Magnetisierung meist entlang der leichten Richtung der Kristallanisotropie. So erhält man z.B. in Abb.1.7 mehrere Arten der Domänenwände für kubische Kristalle in Abhängigkeit der Richtung der leichten Achse im Kristall (Tab.1.1). Unter Ver-

nachlässigung der Kristallanisotropie innerhalb der Domänenwand sind dann die Domänenwände Ebenen. Dies muss nicht immer der Fall sein. So können Verspannungen im Kristall zur Bildung gekrümmter Wände führen[30]. Die Frage, welcher Domärentyp in einem magnetischen Material auftritt, lässt sich nur dann genau beantworten, wenn die jeweiligen Domänenwandenergien, die Verspannungen und die Geometrie bekannt sind.

Kristallsystem	Vorzeichen von K_1	leichte Richtungen	Winkel zwischen M_{s1} und M_{s2}	Anfangslage von M_s	Endlage von M_s	Normalebene	Normalenrichtungen	Wandsymbol
kub.	$K_1 > 0$	$\langle 100 \rangle$	90°	$[100]$	$[010]$	$(1\bar{1}1)$	$[\bar{1}\bar{1}l]$ und $[11l]$	$W(90^\circ, [11l])$
			180°	$[001]$	$[00\bar{1}]$	(001)	$[hk0]$	$W(180^\circ, [hk0])$
	$K_1 < 0$	$\langle 111 \rangle$	$70, 53^\circ$	$[\bar{1}\bar{1}1]$	$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	(001)	$[hk0]$	$W(70, 53^\circ, [hk0])$
			$109, 47^\circ$	$[\bar{1}11]$	$[1\bar{1}\bar{1}]$	$(1\bar{1}0)$	$[11l]$ und $[\bar{1}\bar{1}l]$	$W(109, 47^\circ, [11l])$
hex.	$K_1 > 0$	$\langle 001 \rangle$	180°	$[111]$	$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	(111)	$[hkl]$ in $[111]$ -Ebene	$W(180^\circ, [hkl])$
				$[001]$	$[00\bar{1}]$	(001)	$[hk0]$ und $[11l]$	$W(180^\circ, [hk0])$

Tabelle 1.1: Blochwandtypen in kubischen und hexagonalen Kristallen.

1.4.1 Domänenwandenergie und Domänenwanddicke

Betrachten wir der Einfachheit halber eine 180° -Domänenwand im kubischen Gitter, in der die Magnetisierung nach Bloch[31] kontinuierlich gedreht wird. Nach Gl.1.15 ist die Austauschenergie für ein Paar gekoppelte Spins, die den Winkel ϕ einschliessen (ϕ sei klein)

$$\Delta E_A = J_A S^2 \phi^2. \quad (1.16)$$

Unterteilt man die Wand der Dicke δ in n winkelgleiche Schritte, dann erhält man die Austauschenergie einer Kette von $n + 1$ Atomen quer durch die Wand

$$E_A = n \Delta E_A = J_A S^2 \pi^2 / n, \quad (1.17)$$

oder die Austauschenergiedichte $\gamma_A = J_A S^2 \pi^2 / n a^2$, wobei a die Gitterkonstante ist. Die kristalline Anisotropieenergiedichte ist in erster Näherung

$$\gamma_K = K_1 \cdot \delta = K_1 \cdot n \cdot a. \quad (1.18)$$

Im Gleichgewicht stellt sich diejenige Wanddicke δ_w ein, für die die Gesamtenergiedichte $\gamma = \gamma_A + \gamma_K$ als Funktion von n zum Minimum wird. Aus dem Minimierungsverfahren ergibt sich dann die Wanddicke

$$\delta_w = \sqrt{\frac{J_A S^2 \pi^2}{K_1 a}} = \pi \sqrt{A / K_1} \quad (1.19)$$

und die Wandenergiedichte nach [32]

$$\gamma = 2\pi \sqrt{A K_1} \quad (1.20)$$

mit $A = J_A S^2 / a$ als die Austauschkonstante. Die Proportionalität $\gamma \sim \sqrt{A K_1}$ bleibt auch bei den anderen Domänenwandtypen aus Tab.1.1 erhalten, nur der Vorfaktor wird kleiner, weil die Austauschenergie abnimmt. Diese Domänenwandbreite kann von einigen nm für z.B. Co über ca. $30nm$ bei Fe bis zu μm bei extrem weichen Permalloy reichen. Die dazugehörigen Wandenergiedichten variieren von einigen $mJ/m^2(erg/cm^2)$ bei Fe bis $0.1 mJ/m^2(erg/cm^2)$ bei Permalloy.

1.4.2 Dünne Schichten

Magnetische Schichten werden als dünn definiert, wenn ihre Dicke mit der Dicke der Bloch-Wand vergleichbar wird. Da das Streufeld für eine Magnetisierungsrichtung, die aus der Schichtebene zeigt, viel grösser ist als in dem Fall, wenn die Magnetisierungsrichtung in der Ebene liegt, ist der zweite Fall für dünne Schichten

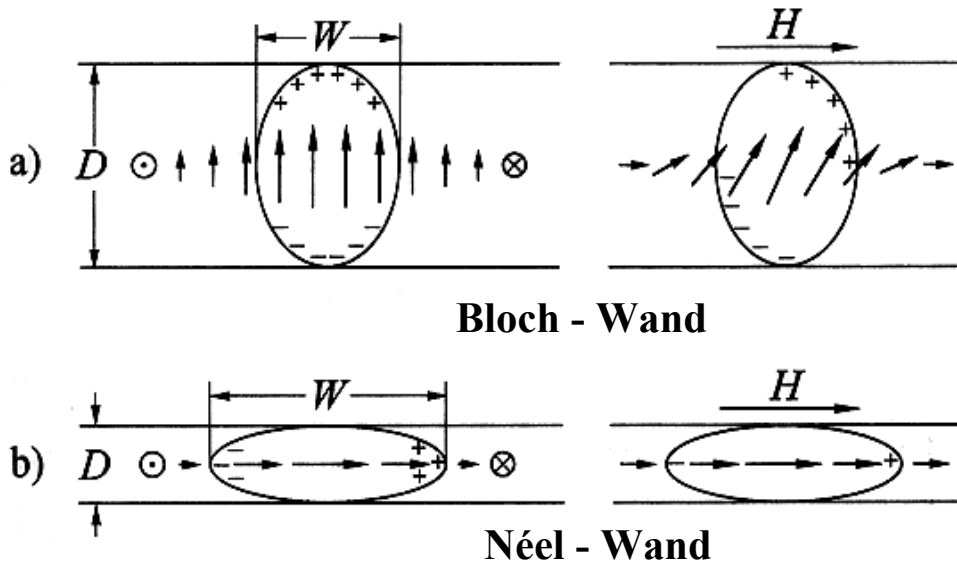


Abbildung 1.8: Néel's Betrachtung der Domänenwände in dünnen Schichten aus [34].

energetisch günstiger. Bisher wurde nicht unterschieden, wie sich die Magnetisierung in der Domänenwand dreht. Bei der bereits diskutierten Bloch-Wand dreht sich die Magnetisierung aus der Ebene heraus (s. Abb.1.8), wobei an der Oberfläche magnetische Ladungen und ein magnetisches Streufeld induziert werden. Die damit verbundene Erhöhung der Entmagnetisierungsenergie kann im Bulk vernachlässigt werden. Der Einfluss der Streufeldenergie auf die Wandenergie für dünne Schichten wurde von Néel abgeschätzt[33]. Die Entmagnetisierungsenergie aus Gl.1.11 kann nach der Einführung des entmagnetisierenden Feldes für einen elliptischen Zylinder vereinfacht werden

$$E_D = \frac{1}{2}(N_a + N_b)M_s^2 V. \quad (1.21)$$

N_a und N_b sind die Entmagnetisierungsfaktoren in die jeweilige Richtung. Für die Wand aus Abb.1.8 sind sie $N_\delta \approx 4\pi \frac{\delta}{\delta+D}$ und $N_D \approx 4\pi \frac{D}{\delta+D}$. Die Streufeldenergiedichte lässt sich dann für beide Wandtypen ausrechnen

$$\gamma_D^{Bloch} = \frac{2\pi\delta^2 M_s^2}{\delta + D} \quad \text{und} \quad \gamma_D^{Néel} = \frac{2\pi\delta D M_s^2}{\delta + D}. \quad (1.22)$$

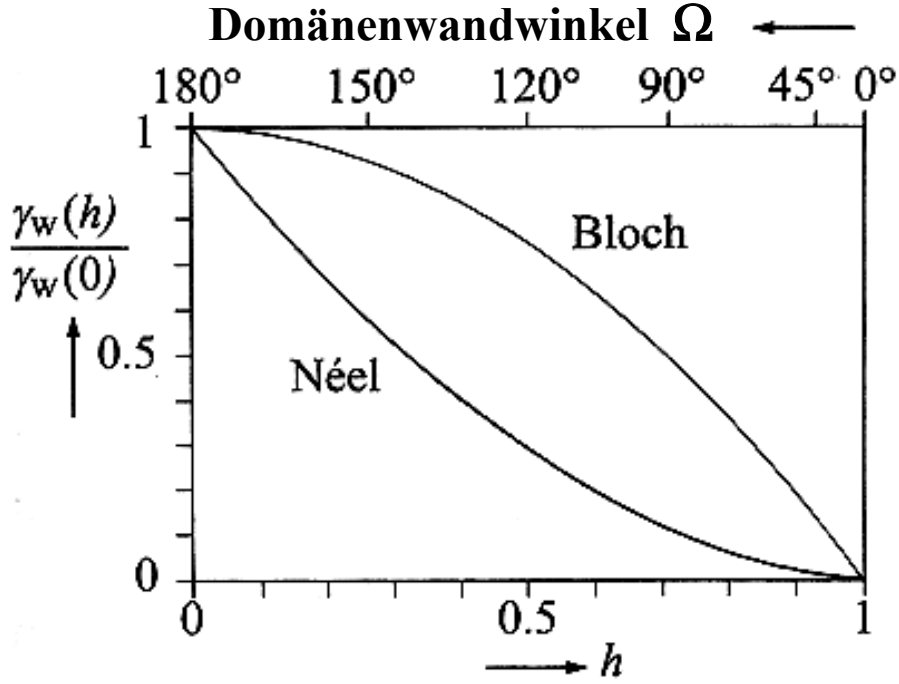


Abbildung 1.9: Die relative Energieänderung für Bloch- und Néelwände als Funktion des senkrecht zur Domänenwand angelegten Magnetfeldes aus [34].

Vergleicht man die beiden Ausdrücke miteinander

$$\frac{\gamma_D^{Bloch}}{\gamma_D^{Néel}} = \frac{\delta}{D}, \quad (1.23)$$

dann stellt man fest, dass für $D < \delta$ die Bildung einer Néelwand energetisch günstiger ist $\gamma_D^{Bloch} > \gamma_D^{Néel}$. Reine Néelwände treten nur in sehr dünnen Schichten auf. So z.B. konnten diese für Py-Schichten mit den Dicken $D < 20nm$ in [35] beobachtet werden. Es gibt keinen scharfen Übergang zwischen einer Bloch- und einer Néelwand, sondern es werden verschiedenartige, stabilere Kombinationen der beiden im Übergangsbereich beobachtet. Durch Anlegen eines äusseren Magnetfeldes senkrecht zur Domänenwand lässt sich der Domänenwandwinkel Ω mit $\cos(\Omega/2) = h = H M_s / 2K_1$ in Abb.1.8 reduzieren. Abb.1.9 zeigt die resultierende Abhängigkeit der Domänenwandenergie der Bloch- und Néelwände vom angelegten Magnetfeld. In diesem Modell beträgt die Domänenwandenergie einer 90° -Néelwand etwa 12% der Wandenergie einer 180° -Néelwand. Deswegen werden die 180° -Wände durch die Stacheldrahtwände[36], die eine 180° -Wand in mehre-

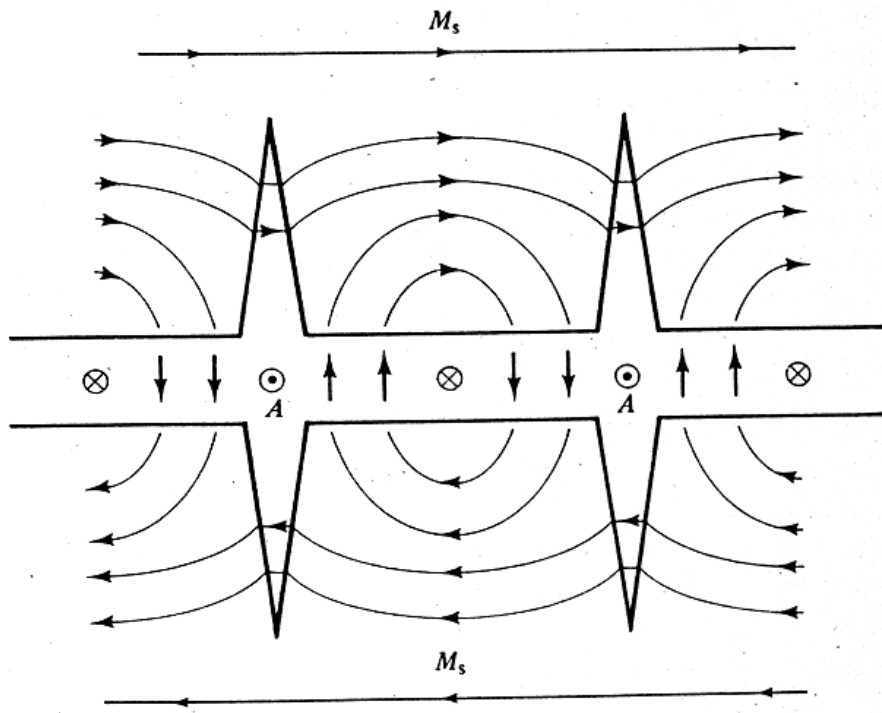


Abbildung 1.10: Schematische Darstellung einer Stacheldrahtwand aus [37].

re miteinander verbundene 90°-Wände zerlegt, ersetzt (s. Abb.1.10). Obwohl die Länge der 90°-Wände deutlich grösser ist, ist die Wandenergie der Stacheldrahtwand trotzdem geringer. Reine Blochwände beobachtet man erst ab der Dicke $D > 1000nm$.

Allgemein beruhen die theoretischen Beschreibungen der Domänenwände auf Vereinfachungen des realen Falls und sind in der Regel nicht auf alle Probleme anwendbar. Doch heutzutage ist es aufgrund der zur Verfügung stehenden Rechnerleistung möglich, die Domänenwandkonfigurationen numerisch mit der Benutzung geeigneter Simulationsprogramme zu errechnen.

1.4.3 Domänenbildung in sub- μm magnetischen Elementen

Der Übergang aus dem Eindomänen- in den Mehrdomänenzustand, der mit ansteigender Grösse des Teilchens stattfindet, ist kein sprunghafter Prozess, sondern vollzieht sich in einigen Zwischenschritten. Die magnetischen Elemente dieser

Arbeit werden ausgehend von Dünnschichtsystem mittels Lithographieverfahren hergestellt, und haben wegen der Formanisotropie die Magnetisierungsrichtung in der Schichtebene. Da die Schichtdicke in den Elementen $d < 10nm$ ist, erwartet man ausschliesslich Néelwände während der Ummagnetisierung, bei denen die Magnetisierung in der Ebene gedreht wird und keine Oberflächenladungen und somit auch kein Streufeld senkrecht zur Schichtebene erzeugt wird. Bei Elementen im μm Bereich, die keinen grossen Beitrag der Formanisotropie aufweisen, beobachtet man die bekannten Landau-Lifshitz Konfigurationen aus Abb.1.6, bei denen sich die Magnetisierung entlang der Kanten ausrichtet[38, 39, 40]. Dabei entsteht in der Mitte des Elements ein sog. „Vortex“ (engl. *Wirbel*), wobei dessen Bildung in kreisförmigen Strukturen bevorzugt wird[42]. Mit abnehmender Grösse oder mit der Erhöhung der Formanisotropie wird die Entmagnetisierungsenergie reduziert, wobei die dadurch erreichte Energieabsenkung nicht mehr ausreicht, um die Domänenwandenergie für die Bildung der Landau-Lifshitz Domänen aufzubringen. Die Magnetisierung richtet sich dann entlang der leichten Richtung des Elements aus. Hierbei bilden sich Abschlussdomänen an den Kanten des Elements aus, deren Form von der Randgeometrie abhängt. Für rechteckige Elemente kann sich die Magnetisierung entlang der Kanten auf unterschiedliche Weise ausrichten, indem die Magnetisierungsrichtungen der beiden Abschlussdomänen parallel oder antiparallel zueinander stehen[43]. Dabei spricht man von einem „S“-Zustand bei paralleler Ausrichtung und von einem „C“-Zustand bei antiparalleler Ausrichtung (Abb.1.11). Die Ummagnetisierung des Elements, das über ein „C“-Zustand schaltet, kann mit der Bildung einer 360° -Wand in der Mitte des Elements verbunden sein [44, 45, 46], falls sich die Magnetisierungen der Abschlussdomänen in entgegengesetzte Richtungen drehen. Diese Wände sind auch gegenüber äusseren Feldern sehr stabil und führen zu nicht reproduzierbaren magnetischen Schaltverhalten des Elements. Bei grösseren Elementen mit abgerundeten Rändern können sich Vortices in der Randnähe bilden[47, 48], die erst mit sehr grossen Magnetfeldern aus dem Element verdrängt werden können. Die Grösse des notwendigen

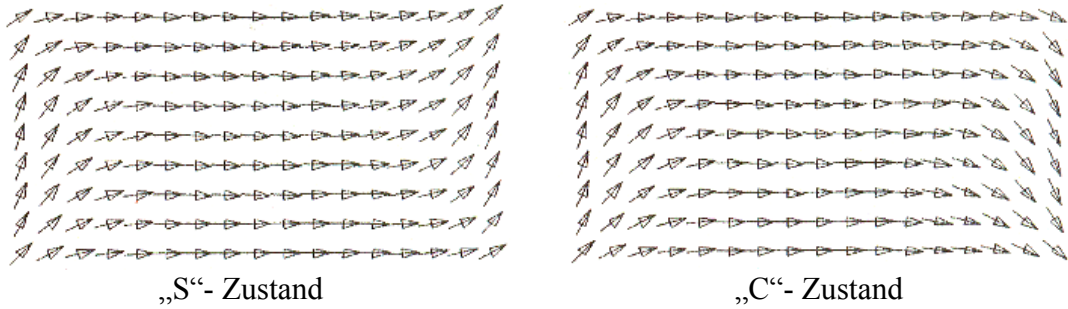


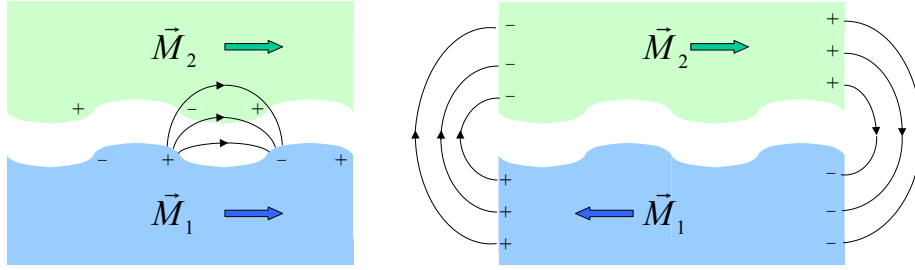
Abbildung 1.11: Mögliche Abschlussdomänen in einem rechteckigen Element aus [43].

Magnetfeldes hängt von der Form und den Abmessungen des Elements ab[49]. Ohne die Ergebnisse dieser Arbeit vorwegzunehmen, lässt sich schon jetzt vermuten, dass die Form der Ränder das magnetische Schaltverhalten für sub- μm Elemente vorgeben.

1.4.4 Kopplungseffekte zwischen getrennten magnetischen Schichten

Die TMR Elemente werden aus einem Schichtstapel hergestellt, in dem mehrere magnetische Schichten vorkommen. Diese können je nach der Reihenfolge der einzelnen Schichten miteinander wechselwirken. In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die relevanten Kopplungsphänomene gegeben, die zwischen zwei ferromagnetischen Schichten in einem TMR Element stattfinden können. Sind zwei magnetischen Schichten durch eine dünne nichtmagnetische Schicht voneinander getrennt, dann kann die magnetische Wechselwirkung zwischen den Magnetisierungen der beiden Schichten eine Kopplung der beiden Schichten verursachen, die durch folgende Effekte erklärt werden kann.

1. In polykristallinen Schichtsystemen findet man häufig nach der Herstellung, dass die untere magnetische Schicht eine nicht zu vernachlässigende Oberflächenrauigkeit aufweist, die auf die obere magnetische Schicht übertragen werden kann. Die dann korrelierte Oberflächenrauigkeit führt zur Bil-



(a) Néel-Kopplung

(b) Dipol-Dipol Kopplung

Abbildung 1.12: Kopplungseffekte zweier magnetischer Schichten.

dung magnetischer Dipolladungen an der Grenzflächen, die aufgrund der in Abb.1.12(a) gezeigten Polverteilung eine ferromagnetische Kopplung der beiden Schichten verursacht, die als Néel-Kopplung bezeichnet wird. Ausgehend von einer sinusförmigen Oszillation der Rauigkeit kann die Stärke des auf die obere Schicht wirkenden Kopplungsfeldes, das von der unteren Schicht mit der Sättigungsmagnetisierung M_s erzeugt wird, berechnet werden [50]

$$H_{Néel} = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \left(\frac{h}{\lambda d_s} \right)^2 M_s e^{-2\pi\sqrt{2}d_I/\lambda}, \quad (1.24)$$

wobei λ die Wellenlänge der Oszillation, h die Amplitude der Oszillation, d_s die Schichtdicke der oberen Schicht und d_I die Schichtdicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht sind.

2. Die in Abb.1.12(b) dargestellte Konfiguration, bei der sich am Rand ungleichnamige Pole bilden und so der magnetische Fluss geschlossen bleibt, wird bei kleinen Strukturen favorisiert. Diese Dipolkopplung ist somit antiferromagnetisch. Die Dipol - Dipol Kopplung macht sich besonders im sub- μm Bereich bemerkbar. Die Stärke des Streufeldes, das von einer rechteckigen Struktur mit der Breite W und der Länge L erzeugt wird, kann in einem Punkt, der von der Mitte der Struktur einen zur Schichtebene der

Struktur senkrechten Abstand x hat, nach [51] abgeschätzt werden

$$H_S = \frac{2M_s d W}{\pi(L^2 + 4x^2)\sqrt{1 + (W^2 + 4x^2)/L^2}}, \quad (1.25)$$

wobei d die Dicke und M_s die Sättigungsmagnetisierung der Schicht sind. Die Gl.1.25 kann auch für den Fall, bei dem die in Abb.1.12(b) skizzierte untere Schicht aus zwei oder mehr magnetischen Schichten besteht, angewendet werden, so trägt für ein gekoppeltes Schichtsystem die Summe der magnetischen Momente pro Fläche der einzelnen Schichten zur Rechnung bei. Haben die beiden Schichten entgegengesetzte Magnetisierungsrichtungen, dann wird das gesamte magnetische Moment reduziert (s. Kap.4.5), und man erhält

$$H_S = \frac{2(M_s^1 d_1 - M_s^2 d_2) W}{\pi(L^2 + 4x^2)\sqrt{1 + (W^2 + 4x^2)/L^2}}. \quad (1.26)$$

Hierbei kann durch die Wahl zwei gleichdicker Schichten mit $M_s^1 = M_s^2$ das Streufeld des Schichtsystems auf Null abgeschwächt werden.

3. Sollten in beiden Schichten Domänenwände auftreten, die eine senkrechte Komponente zu der Schichtebene haben, dann kann das von einer Domänenwand erzeugte Streufeld die Domänenwand in der anderen Schicht festhalten [52]. Somit können z.B. die Domänenwände in der hartmagnetischen Schicht die Domänenwände in der weichmagnetischen Schicht an sich koppeln und beeinflussen deren Schaltverhalten (oder umgekehrt).
4. Wenn die Grenzflächen der beiden magnetischen Schichten sehr rauh sind, kann es vorkommen, dass die Trennschicht lokal nicht vorhanden ist. Dann wechselwirken die magnetischen Schichten direkt miteinander. Ebenso können im Fall einer Isolatorschicht über sog. „Pinholes“ eine direkte magnetische Wechselwirkung stattfinden[53].

1.5 Simulation des Ummagnetisierungsprozesses

Für das bessere Verständnis der während der Ummagnetisierung der Elemente stattfindenden Prozesse, wurde der Ummagnetisierungsprozess in der weichmagnetischen Permalloy ($\text{Py} = \text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) Schicht, die in den untersuchten TMR Elementen verwendet wurde, simuliert. Als Basis für mikromagnetische Simulationen eignet sich die Unterteilung der magnetischen Schicht in kleine Zellen, in deren Mitte das gemittelte magnetische Moment der Zelle lokalisiert ist. Dieses magnetische Moment kann nach dem Variationsprinzip[54] aus der gesamten freien Energie abgeleitet werden

$$E_{Total} = \int [E_A + E_K + E_H + E_D + E_\sigma] dV. \quad (1.27)$$

Die Landau-Lifshitz-Gleichung[55, 56] beschreibt die Änderung des Drehmoments, das sich aus der Wechselwirkung der einzelnen magnetischen Momente untereinander ergibt,

$$\frac{d}{dt}\vec{M} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{M_s}\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \quad (1.28)$$

wobei γ das gyromagnetische Verhältnis und α eine Dämpfungskonstante sind. Das effektive Magnetfeld ist folgenderweise definiert:

$$\vec{H}_{eff} = -\mu_0^{-1} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}}. \quad (1.29)$$

Der erste Term in Gl.1.28 beschreibt die einfache Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors um die Richtung des effektiven Magnetfeldes. Der zweite ist der experimentell motivierte Dämpfungsterm, der durch Wirbelströme, Diffusion oder Gitterrelaxation, aber auch durch Spinwellen hervorgerufen wird. Die Landau-Lifshitz-Gleichung ist eine nicht lineare, nicht-lokale, gekoppelte, partielle Differenzialgleichung 2.Ordnung, die i. allg. analytisch nicht lösbar ist. Trotzdem gibt es Ansätze, die das Problem numerisch lösen können[57]. Sollte das wirkende Drehmoment für $\alpha > 0$ verschwinden, dann konvergiert die Gl.1.28 gegen eine statische Lösung.

Zur Rechnung wurde das frei erhältliche Simulationsprogramm OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework) des National Institute of Standards and Technology[58] benutzt. Die einfachste Version erlaubt es, nur eine magnetische Schicht zu simulieren. Bei der weiterentwickelten Version war die Simulation mehrerer magnetischer Schichten, die auch durch nichtmagnetische Schichten getrennt sein können, möglich. Es sollte erwähnt werden, dass die Hinzunahme jeder weiteren magnetischen Schicht den Rechenaufwand enorm steigert. Deswegen war es nicht sinnvoll, die verbesserte Version für alle Probleme zu benutzen. Mit dem Simulationsprogramm wurde die Magnetisierungsverteilung in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld unter Berücksichtigung der experimentell gemessenen Werte für die Sättigungsmagnetisierung M_s und die Anisotropiekonstante K_1 ausgerechnet. Als Abbruchkriterium für einen Simulationsschritt wurde der maximale Wert aller Zellen für $\|\vec{M} \times \vec{H}_{eff}\|/M_s^2 = 10^{-5}$ gewählt, nach dessen Unterschreitung zum nächsten Simulationswert übergegangen wurde. Nach dem Durchlauf aller Magnetfeldwerte erhielt man eine Hysteresekurve.

Der Vorteil dieses Simulationsprogramms ist die Möglichkeit, die reale Form eines Elements, die aufgrund der Randrauhigkeit bei jedem Element anders ist, in die Simulation zu integrieren. Die Topographie der Elemente wurde mit einem Rasterkraftmikroskop der Firma Digital Instruments ausgemessen und anschliessend als Bitmap *gif*-File, in dem die Topographieinformation farblich binär gespeichert ist, in die Simulation eingebunden. Der „schwarz-weiss“ Kontrast diente als Maske, die das magnetische (bzw. nicht magnetische) Medium definiert. In der Tab.1.2 sind die in der Simulation benutzten Parameter für die weichmagnetische Schicht in SI- (CGS-) Einheiten zusammengefasst. Da die Diskussion der Ergebnisse in CGS - Einheiten erfolgt, wurden die in der Simulation benutzten SI - Einheiten in CGS - Einheiten umgerechnet.

Für die Wahl der Zellgrösse musste ein Optimum zwischen der Rechendauer und Aussagekräftigkeit der Simulation gefunden werden. Als Standardwert wurde $6nm$ gewählt. Doch bei einigen Elementformen konnte kein Unterschied beobach-

tet werden, ob man mit 6nm oder mit 15nm für die Zellgrösse simuliert hat. Wegen der Ersparnis der Rechenzeit wurde dann der grössere Wert benutzt. Es sollte erwähnt werden, dass die Vergrösserung der Zellgrösse eine künstliche, rechteckige Randrauhigkeit induziert, die bei der Drehung der Magnetisierung zusätzliche Pinning-Zentren liefert. Für die Austauschkonstante wurde der im Programm für Py vorgegebene Literaturwert übernommen. Die Sättigungsmagnetisierung wurde mit der Kenntnis der Schichtdicke aus AGM-Messungen (Alternative Gradient Magnetometer) bestimmt. Die Anisotropiekonstante konnte dann aus den Messungen der Koerzitivfeldstärke für grossflächigen Schichten nach $H_c = 2K_1/M_s$ ausgerechnet werden. Es hat sich herausgestellt, dass in der Simulation der Beitrag der Formanisotropie ($K_s = 3000 - 4000 \text{ J/m}^3$) etwa 2 Grössenordnungen grösser ist als der Beitrag der uniaxialen Anisotropie, so dass die geringfügige Änderung der Anisotropiekonstante K_1 das Ergebniss nicht beeinflusst haben.

Zellgrösse	6 oder 15 nm
Schichtdicke	6 nm
Austauschkonstante A	$13 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$
Anisotropiekonstante K_1	60 J/m^3 (600 erg/cm^3)
Sättigungsmagnetisierung M_s	730 kA/m (730 G)

Tabelle 1.2: Simulationsparameter für OOMMF

Da es bekannt ist [40], dass die Schaltfelder, die von OOMMF ausgerechnet werden, etwas grösser sind als die realen, wurden alle simulierten Magnetfelder mit einem Faktor $2/3$ multipliziert. Damit konnte die experimentellen und die simulierten Daten besser miteinander verglichen werden. Dies kann dadurch erklärt werden, dass es sich im Experiment um polykristalline Schichten handelt, deren Korngrössenverteilung in der Simulation nicht berücksichtigt wird. Auch andere Arbeitsgruppen [41] berichten von grösseren Schaltfeldern in den Simulationen mit OOMMF, als die die experimentell beobachtet wurden.

Kapitel 2

TMR

2.1 Tunneleffekt

In der klassischen Physik können Teilchen mit der kinetischen Energie E_{kin} eine Potentialbarriere der Höhe V nicht überwinden, wenn $E_{kin} < V$ ist. In der Quantenphysik besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen mit $E_{kin} < V$ die Potentialbarriere dennoch überwinden können und diese durchtunneln. Dieser quantenmechanische Effekt wird als Tunneleffekt bezeichnet. Trifft ein Elektron, das durch eine Wellenfunktion ψ beschrieben werden kann, auf eine Potentialbarriere der Höhe V , so kann die Wellenfunktion in einen reflektierten ψ_r und einen transmittierten Anteil ψ_t zerlegt werden[59]. Das normierte Betragsquadrat der transmittierten Wellenfunktion $T = |\psi_t|^2 / |\psi|^2$ ergibt die Tunnelwahrscheinlichkeit des Elektrons durch die Barriere. Mit Hilfe der WKB - Methode (Wenzel - Kramers - Brillouin) kann die Tunnelwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie des Elektrons für eine gegebene Potentialbarriere ausgerechnet werden[60]:

$$T(E) \approx \exp\left\{-\frac{4\pi}{h} \int (2m(V(x) - E_x))^{1/2} dx\right\}. \quad (2.1)$$

Werden zwei Metalle durch eine dünne Isolatorschicht, deren Potentialbarriere energetisch über der Fermi - Energie der beiden Metalle liegt, getrennt, dann ist Tunneln der einzige Leitungsmechanismus, vorausgesetzt, dass die Höhe der

Barriere thermische Übergänge verhindert. Im Gleichgewicht ist der Tunnelstrom $J = J_{1 \rightarrow 2} - J_{2 \rightarrow 1} = 0$, d.h. die Anzahl der Elektronen pro Zeit $J_{1 \rightarrow 2}$, die aus der ersten Metallschicht in die zweite tunneln, ist gleich der Anzahl der Elektronen pro Zeit $J_{2 \rightarrow 1}$, die aus der zweiten in die erste Metallschicht tunneln. Legt man aber zwischen den beiden Metallschichten eine Spannung an, so dass zwischen den Fermi - Energien eine Potentialdifferenz entsteht, dann wird das Gleichgewicht gestört, und es fließt ein Tunnelstrom, der einem Elektronenfluss $J = J_{1 \rightarrow 2} - J_{2 \rightarrow 1}$ entspricht.

Eine gute Näherung des Problems, die die Existenz parabolischer Energiebänder voraussetzt, wurde von J. G. Simmons für allgemeine Barrieren vorgestellt [61]. Dabei wird in Abb.2.1 die Barrierenhöhe für eine Potentialbarriere $V(x) = \eta + \bar{\varphi}(x)$ durch eine mittlere, rechteckige Barrierenhöhe ersetzt. Die Integration der Tunnelwahrscheinlichkeit aus Gl.2.1 für die konstruierte Barrierenform $\bar{\varphi}$ und die effektive Barrierendicke d über mögliche Energiezustände unter Berücksichtigung der Fermi-Dirac Statistik ergibt die Stromdichte durch die Barriere für kleine V

$$J = J_0 \{ \bar{\varphi} \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}) - (\bar{\varphi} + eV) \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] \}, \quad (2.2)$$

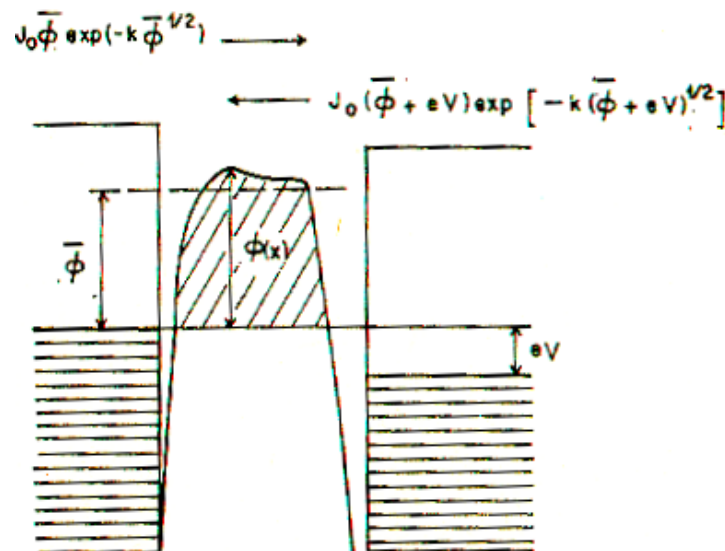


Abbildung 2.1: Stromfluss durch die Barriere aus [61].

wobei $J_0 = e/2\pi h(\beta d)^2$ und $A = (4\pi\beta d/h)(2m_e)^{1/2}$ mit einem Korrekturfaktor β , der in der Regel $\cong 1$ ist. e und m_e sind die Ladung und die Masse des Elektrons, und h ist das Planksche Wirkungsquantum.

Eine andere Methode, die die Asymmetrie der Barriere $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ berücksichtigt, die schematisch in Abb.2.2 dargestellt ist, wurde von Brinkman hergeleitet [62]. Aus der Annahme einer trapezförmigen Potentialbarriere wurde folgende Abhängigkeit der Leitfähigkeit $G = dj/dV$ von der angelegten Spannung V bei $T = 0K$ festgestellt

$$G(V)/G(0) = 1 - \left(\frac{\pi\sqrt{2m_{eff}d}\Delta\varphi}{3h\bar{\varphi}^{3/2}}\right)eV + \left(\frac{2(\pi\sqrt{2m_{eff}d})^2}{h^2\bar{\varphi}}\right)(eV)^2. \quad (2.3)$$

m_{eff} ist die effektive Elektronenmasse, die als $m_{eff} = 0,4 m_e$ gesetzt wird[63]. Aus der Messung der Strom - Spannungs - Kennlinie können nach Gl.2.3 die mittlere Barrierenhöhe $\bar{\varphi}$, die Barrierendicke d und die Asymmetrie $\Delta\varphi$ abgeschätzt werden.

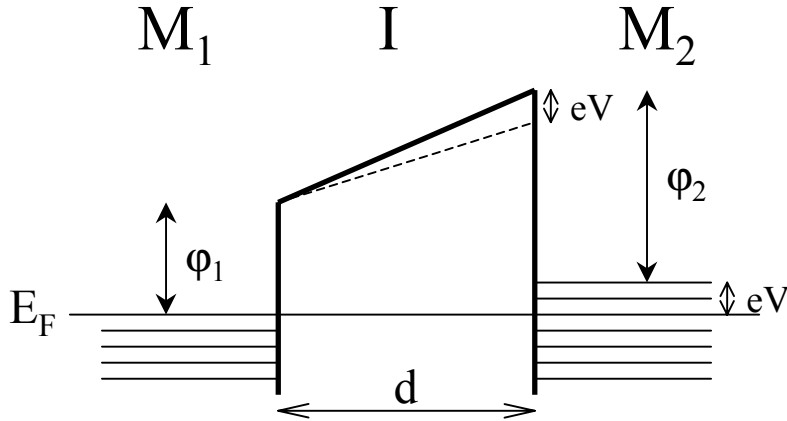


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der von Brinkman benutzten Barrierenform.

Aufgrund der oben erwähnten Vereinfachungen der Barrierenform können die beiden Theorien die elektrischen Transportphänomene in Metall - Isolator - Metall (M - I - M) Kontakten nicht vollständig beschreiben. Doch wegen der meist

guten Übereinstimmung mit dem Experiment bieten sie eine hilfreiche Ausgangsbasis für das Verständnis der Transporteigenschaften in Ferromagnet - Isolator - Ferromagnet (FM - I - FM) Kontakten, bei denen der Stromtransport allerdings zusätzlich von spinabhängiger Natur ist.

2.2 Tunnelmagnetowiderstand

Messungen des spinabhängigen Stromtransports durch eine Tunnelbarriere, die von Tedrow und Meservey entdeckt wurde [64, 65], zeigten die Möglichkeit des spinabhängigen Tunnelns in FM - I - FM Kontakten. Die ersten Experimente wurden von Julliere an Fe - Ge - Co Tunnelementen durchgeführt, und die Abhängigkeit der Leitfähigkeit vom äusseren Magnetfeld wurde festgestellt [66]. Zusätzlich wurde ein Modell vorgestellt, mit dem die grossen Widerstandsänderungen ($> 26\%$) erklärt werden konnten. In $3d$ -Ferromagneten erhält man eine in Abb. 2.3 schematisch dargestellte sog. Austausch - Aufspaltung der parabolischen Energiebänder. Diese Aufspaltung verursacht eine Absenkung des Bandes für die parallel zum Magnetisierungsvektor ausgerichteten Elektronen (Majoritätsladungsträger) und ein Anheben des Bandes, in dem die Elektronen antiparallel zum Magnetisierungsvektor ausgerichtet sind (Minoritätsladungsträger). In diesem Fall erhält man damit grosse Zustandsdichten ρ^{maj} an der Fermi - Kante für Majoritätsladungsträger und kleine Zustandsdichten ρ^{min} für Minoritätsladungsträger. Bleibt der Spin der Elektronen beim Tunnelprozess erhalten, dann kann der Tunnelstromfluss in zwei Kanäle („Spin up“ und „Spin down“) zerlegt werden. Aus der Annahme, dass nur die Elektronen von der Fermi - Kante zum Stromfluss beitragen, und die Tunnelwahrscheinlichkeit für „Spin up“ und „Spin down“ Elektronen gleich ist, kann der Stromfluss durch die Tunnelbarriere folgenderweise beschrieben werden.

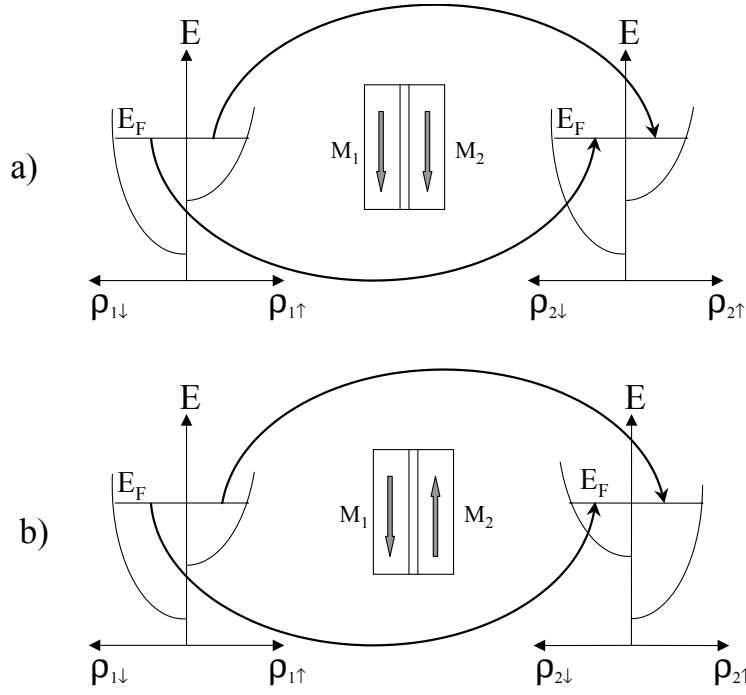


Abbildung 2.3: Elektronen - Zustandsdichten an der Fermi - Energie für: a) zwei parallel zueinander ausgerichtete ferromagnetische Schichten, b) zwei antiparallel zueinander ausgerichtete ferromagnetische Schichten.

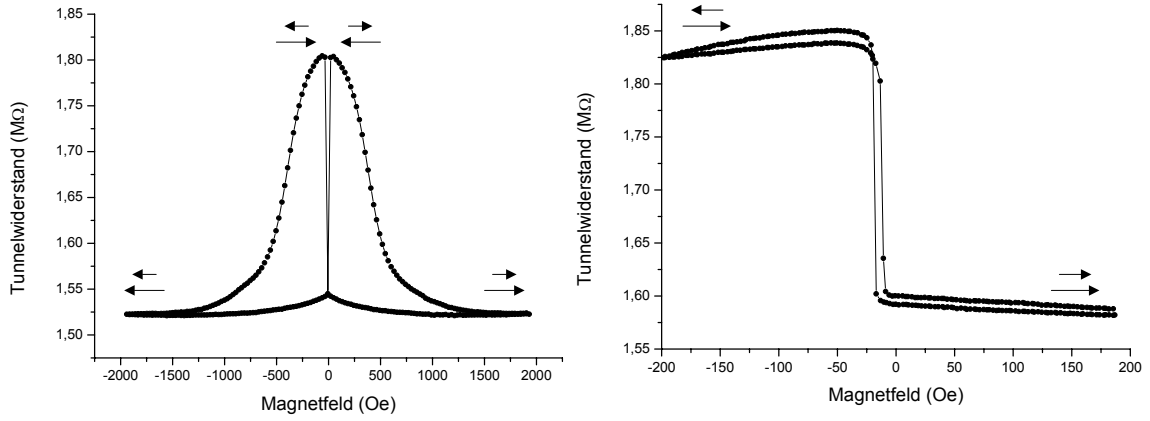
Für parallele Ausrichtung der Magnetisierung in den beiden FM - Schichten

$$J_p \propto T(E_F)[\rho_{1\downarrow}^{maj} \rho_{2\downarrow}^{maj} + \rho_{1\uparrow}^{min} \rho_{2\uparrow}^{min}], \quad (2.4)$$

Und für antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung

$$J_{ap} \propto T(E_F)[\rho_{1\downarrow}^{maj} \rho_{2\downarrow}^{min} + \rho_{1\uparrow}^{min} \rho_{2\uparrow}^{maj}]. \quad (2.5)$$

Da der Stromfluss bei paralleler Ausrichtung grösser als bei antiparalleler Ausrichtung ist, ergibt sich eine Widerstandsänderung, wenn man zwischen parallelem und antiparallem Zustand schaltet. In Abb.2.4 ist die typische Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands gezeigt, die als Major Loop bezeichnet wird, falls beide Schichten nacheinander ummagnetisiert werden. Wird nur die weichmagnetische Schicht ummagnetisiert, dann wird die Kurve als Minor Loop bezeichnet. Die relative Widerstandsänderung wird als TMR (Tunneling Magnetic



(a) Major Loop

(b) Minor Loop

Abbildung 2.4: Widerstandsänderung in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld. Die Pfeile deute die dazugehörigen Magnetisierungsrichtungen in der weichmagnetischen und der hartmagnetischen Schicht an.

Resistance) bezeichnet und wird definiert als

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}. \quad (2.6)$$

Nach Jullieres Modell kann der TMR aus Gl.2.4,2.5 und 2.6 berechnet werden

$$TMR = \frac{\rho_{1\downarrow}^{maj} \rho_{2\downarrow}^{maj} + \rho_{1\uparrow}^{min} \rho_{2\uparrow}^{min}}{\rho_{1\downarrow}^{maj} \rho_{2\downarrow}^{min} + \rho_{1\uparrow}^{min} \rho_{2\uparrow}^{maj}} - 1 = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}, \quad (2.7)$$

wobei P_i die Spinpolarisation der Schicht i ist, und als Überschuss der Majoritätsladungsträger definiert ist, und im Modell des freien Elektronengases der Wellenvektor $k \sim \rho$ ist

$$P = \frac{\rho^{maj} - \rho^{min}}{\rho^{maj} + \rho^{min}} = \frac{k^{maj} - k^{min}}{k^{maj} + k^{min}}. \quad (2.8)$$

In diesem vereinfachten Modell hängt der TMR nur von der Spinpolarisation, die aus FM - I - S (Supraleiter) Experimenten gemessen werden kann[67]. Bei realistischer Behandlung des TMRs, die den Überlapp der Wellenfunktionen in der Barriere berücksichtigt, hat Slonczewski Gl.2.8 um einen von der Barrierenhöhe abhängigen Faktor erweitert[68]:

$$P = \frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow} \kappa^2 - k_{\uparrow} k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow} \kappa^2 + k_{\uparrow} k_{\downarrow}}. \quad (2.9)$$

Zusätzlich kann in Gl.2.6 die Abhängigkeit des TMRs von dem Winkel θ zwischen den Magnetisierungsrichtungen eingeführt werden

$$TMR(\theta) = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \cdot \frac{1 - \cos \theta}{2}. \quad (2.10)$$

Es gibt noch keine vollständige Theorie, die alle bisher gemessenen Eigenschaften des TMRs beschreiben kann. Zusätzlich wird dieses durch die im Experiment vorkommende Artefakte erschwert, die theoretisch nur bedingt erfasst werden können. So wird die Spinpolarisation durch Verunreinigungen an der Grenzfläche zur Barriere[69] oder durch Überoxidation der magnetischen Schicht[70] reduziert. Diese führen zu Streuprozessen, bei denen der Spin nicht erhalten bleibt, und die Spinabhängigkeit des Stroms unterdrücken. Ausserdem können in der Barriere befindliche Defekte zur Bildung von lokalisierten Zuständen in der Barriere beitragen, in deren Anwesenheit das Tunneln mittels Hopping - Prozesse stattfinden kann, bei denen der Spin ebenfalls nicht erhalten bleiben muss. Die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung, die durch thermische Anregung von Spinwellen zustande kommt[71], führt für $P(T)/P(0) \sim M(T)/M(0)$ zur Abnahme der Spinpolarisation mit steigender Temperatur

$$P(T) = P_0(1 - \alpha T^{3/2}), \quad (2.11)$$

wobei α eine Materialkonstante ist, die stark von der Beschaffenheit der Grenzfläche abhängt. Wie man sieht, ist der grösstmögliche TMR erst dann gegeben, wenn experimentelle Präparationsbedingungen (Oxidation der Isolatorschicht, Homogenität der Barriere, magnetisch voneinander unabhängige FM u. s. w.) perfektioniert sind. Eine sehr umfassende Einführung in die Grundlagen und die Theorie des Tunnelmagnetowiderstandes ist in [72] gegeben.

Die Anwendung der TMR Elemente als Speicherbausteine im MRAM ist nur dann möglich, wenn magnetische und elektrische Eigenschaften der Elemente nach der Präparation und mehrmaliger Anwendung unverändert bleiben.

2.3 MRAM

In einem TMR Element kann ein Bit gespeichert werden. So werden der parallele Zustand mit kleinem Widerstand als „0“ und der antiparallele Zustand mit hohem Widerstand als „1“ genutzt. In einem Netzwerk aus Leitungen, wobei an jedem Kreuzpunkt ein TMR Element sitzt (Abb.2.5), kann die Information gezielt geschrieben und ausgelesen werden. Das Auslesen kann durch eine einfache Widerstandsmessung durchgeführt werden. Das Schreiben geschieht durch Ummagnetisierung der weichmagnetischen Schicht, wobei das Magnetfeld mittels kurzer Strompulse durch die Leitungen erzeugt wird. Dabei ist es wichtig, die Nachbarelemente durch auftretende magnetische Streufelder nicht zu stark zu beeinflussen. Dies wird erreicht, indem zwei senkrecht aufeinander stehende Magnetfelder angelegt werden, die sich im Kreuzungspunkt, an dem sich auch das zu schreibende TMR Element befindet, vektoriell addieren. Wenn sich die magnetischen Schalteigenschaften des TMR Elementes durch die Stoner - Wohlfarth Astroide beschreiben lassen, so kann der Schaltvorgang folgenderweise anschaulich gemacht werden. Die Stoner - Wohlfarth Astroide gibt das Schaltfeld des TMR Elementes \vec{H}_x , bei dem die weichmagnetische Schicht ummagnetisiert wird, in Abhängigkeit von \vec{H}_y . Wird unabhängig voneinander das Magnetfeld \vec{H}_x oder \vec{H}_y angelegt, so reicht das Magnetfeld nicht aus, um ein TMR Ele-

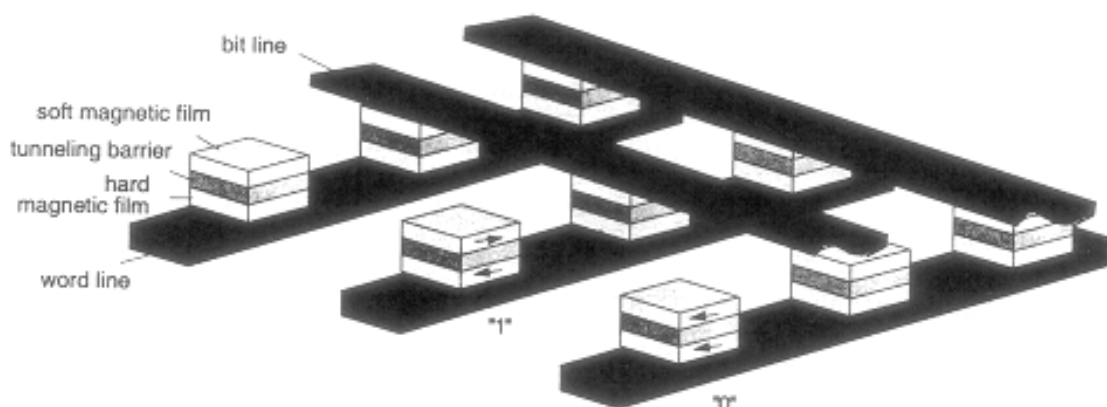


Abbildung 2.5: Mögliche Anordnung der Tunnелеlemente in einem MRAM aus [73].

ment umzumagnetisieren. Die Nachbarelemente werden nicht geschaltet. Nur im Kreuzungspunkt ist das Magnetfeld $\vec{H}_x + \vec{H}_y$ stark genug, um ein TMR Element umzumagnetisieren. Damit wird das gezielte Schreiben des MRAM gewährleistet.

Weiterhin gibt es Ansätze und Entwicklungen, die die Realisierung und den Aufbau einer programmierbaren Logik, die sich aus mehreren TMR Elementen zusammensetzt, ermöglichen[74]. Beides erfordert identische magnetische und elektrische Eigenschaften der eingesetzten TMR Elemente. D.h. der Flächenwiderstand der Oxidbarriere muss nahezu konstant sein, um in gleich grossen TMR Elementen gleichen elektrischen Widerstand zu messen. Die weichmagnetische Schicht in den TMR Elementen muss in einem definierten Magnetfeldbereich schalten. Dabei ist es wichtig, dass sich die Schaltkurven (Hysteresekurven) eines TMR Elementes nach beliebig oft durchgeführten Schaltzyklen voneinander nicht unterscheiden dürfen. Das magnetische Verhalten muss also reproduzierbar bleiben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde festgestellt, dass die geometrische Form der sub- μm TMR Elemente einen signifikanten Einfluss auf deren Schaltverhalten aufweist. Es ist auch gelungen, die Form dermaßen zu verändern, so dass die oben angesprochenen Anforderungen an das Schaltverhalten erfüllt werden können.

Kapitel 3

Experimenteller Teil

3.1 Der Schichtaufbau

Die erfolgreiche Auswertung der gemessenen Minor - Loops stellt an das als Ausgangspunkt des Strukturierungsprozesses vorliegende Schichtsystem folgende Anforderungen:

1. Die magnetischen Eigenschaften der weichmagnetischen Schicht sollten für verschiedene Elemente identisch sein. Nur dann kann der Einfluss der geometrischen Form isoliert beobachtet werden.
2. Das Schaltfeld der hartmagnetischen Schicht sollte deutlich über dem der weichmagnetischen Schicht liegen. Der grösstmögliche TMR Effekt ist dann gegeben, wenn die hartmagnetische und weichmagnetische Schicht vollständig parallel und antiparallel gegeneinander ausgerichtet werden können.
3. Die elektrischen Eigenschaften der Oxidbarriere sollten homogen sein. Bei einer geringen Defektdichte bleibt die Mehrzahl der TMR Elemente nach dem Herstellungsprozess intakt, und bei einem konstanten Flächenwiderstand der Tunnelbarriere können die Fläche und Abmessungen der TMR Elemente aus der Widerstandsmessung abgeschätzt werden. Aus dem Ver-

gleich des gemessenen Widerstandswertes mit dem zu erwartenden Widerstandswert für parallele Ausrichtung der Magnetisierung in den beiden Schichten, der sich aus der Rechnung für die gegebene Fläche unter Annahme eines konstanten Flächenwiderstandes ergibt, kann über den Zustand der Oxidbarriere geurteilt werden. Ist z. B. der gemessene Widerstand deutlich kleiner als der Soll - Wert, dann ist das TMR Element kurzgeschlossen bzw. beschädigt, oder die Tunnelbarriere weist Defekte auf.

Für die Herstellung und Strukturierung magnetischer Tunnelelemente wurden zwei Wafer, die die oben genannten Anforderungen erfüllt haben und bei der Siemens AG hergestellt wurden, mit dem Schichtaufbau

- Wafer A (KU-28):

$\text{Ta}_{5\text{nm}}/\text{Cu}_{30\text{nm}}/\text{CoFe}_{2,2\text{nm}}/\text{Ru}_{0,9\text{nm}}/\text{CoFe}_{1,5\text{nm}}/\text{Al}_{1,4\text{nm}}/\text{Py}_{6\text{nm}}/\text{Ta}_{5\text{nm}}$

- Wafer B (IM-153):

$\text{Ru}_{30\text{nm}}/\text{MnIr}_{8\text{nm}}/\text{CoFe}_{1,5\text{nm}}/\text{Ru}_{0,8\text{nm}}/\text{CoFe}_{2,5\text{nm}}/\text{Al}_{1,1\text{nm}}/\text{Py}_{5\text{nm}}/\text{Ta}_{6\text{nm}}$

benutzt. Die untere Buffer Schicht (Ta/Cu) des Wafers A, die gleichzeitig den Zuleitungswiderstand reduziert, trägt dazu bei, dass die nachfolgenden Schichten texturiert aufwachsen und damit definiertere magnetische Eigenschaften besitzen. Die hartmagnetische Schicht CoFe/Ru/CoFe ist ein künstlicher Ferrimagnet (Afi)[78]. Die beiden magnetischen Schichten, die durch eine dünne nichtmagnetische Schicht getrennt sind, sind aufgrund der RKKY-Wechselwirkung magnetisch gekoppelt[79]. Die Art und Stärke der Kopplung sind periodisch von der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht abhängig. Die Schichtdicke wurde so gewählt, dass maximale, antiferromagnetische Kopplung zwischen den magnetischen Schichten vorlag. Die magnetischen Eigenschaften des Afi's sind in [80] ausführlich untersucht worden. Die Tunnelbarriere wurde durch Oxidation der Al Schicht in einem RF Sauerstoff - Plasma erzeugt. Es wurde berichtet, dass Al benetzend aufwächst[53]. Ausserdem bindet Al aufgrund der höheren Affinität den Sauerstoff und verhindert damit die Oxidation der unteren Schicht.

Durch Optimierung des Oxidationsprozesses kann die vollständige Oxidation der Al Schicht ohne Überoxidation der CoFe Schicht erreicht werden. Die weichmagnetische Schicht ist die Py Schicht. Die obere Ta Schicht wird als Oxidationsschutzschicht eingesetzt. Der Schichtaufbau des Wafer B wurde modifiziert, um bessere magnetische Eigenschaften der hartmagnetischen Schicht durch Ausnutzung der Austauschkopplung an einen natürlichen Antiferromagneten MnIr („exchange biasing“ [75]) zu erzielen. Dabei wird die Ru Schicht gleichzeitig als Buffer und als Zuleitung verwendet. Die Dicken der einzelnen Afi-Schichten wurden so gewählt, dass die beste Stabilität der magnetischen Eigenschaften gegeben war [76]. Um im Afi des Wafers B eine bevorzugte Magnetisierungsrichtung zu erzeugen, indem die untere Co Schicht an die MnIr Schicht gepinnt wird [77], wurde der Schichtstapel über die Néel-Temperatur von MnIr auf $T = 275^\circ C$ erhitzt und im Magnetfeld $B = 0,5 T$ abgekühlt [81].

3.2 Die Lithographie der Schichtstapel

Vor dem ersten Lithographieschritt wurde die während der Lagerung entstandene TaO_x - Schicht entfernt und anschliessend eine Kontaktschicht (Au oder Ir) auf den Wafer gesputtert. Die Kontaktschicht verhinderte die weitere Oxidation des Schichtstapels während des Strukturierungsvorgangs und trug nach der Strukturierung des Wafers zum besseren elektrischen Kontakt bei. Der Strukturierungsprozess wurde sowohl mit Positiv-, als auch mit Negativlack durchgeführt. Die Lithographie mit Negativlack ist die einfachere Methode, um mit wenigen Lithographieschritten die Elemente zu strukturieren. Der Negativlack wurde auf die Probe gebracht und in einer Lackschleuder bei $4000 U/min$ 30s lang mit einer resultierenden Dicke von ca. $450nm$ gleichmässig verteilt. Anschliessend wurde der Lack bei $85^\circ C$ 2min lang getempert. Die Strukturen wurden mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) der Firma Leo Elektronenmikroskopie GmbH in den Lack geschrieben. Die Strukturen konnten mit der Software der

Firma Raith erstellt und mit Hilfe der zur Verfügung stehenden Elektronik auf den Wafer übertragen werden. Danach wurde die Probe in einem auf diesen Lack abgestimmten Entwickler von der Firma Allresist (AR 300-47) entwickelt. Die Stellen, die mit dem Elektronenstrahl nicht bestrahlt wurden, wurden mit dem Entwickler herausgewaschen. Da der verwendete Lack ätzresistent ist, bildete der übriggebliebene Lack eine Maske, deren Form auf die Elemente übertragen werden kann. Der Ätzprozess fand in einer Vakuumanlage der Firma „Leybold“ statt, bei dem Ar^+ Ionen mit 400eV auf die Probe beschleunigt werden, und das vom Lack ungeschützte Material abgetragen wurde. Die Ätzrate ist dabei materialspezifisch. Mit Hilfe eines Quadrupol - Massenspektrometers konnte die Zusammensetzung des abgetragenen Materials nach atomarer Masse separiert werden. Bei homogenen, nicht durchmischten Schichten konnte die Tiefe des Ätzvorgangs anhand des Maximums der Intensität für ein chemisches Element bestimmt werden, da die Schichtreihenfolge und deren Dicke bekannt waren. So konnte der Ätzprozess in einer beliebigen Schicht abgebrochen werden. Hinzu kam, dass das Massenspektrometer die leichten Elemente (z.B. Al) mit hoher Empfindlichkeit nachweisen konnte, weil die AlO_x Barriere eine zentrale Rolle im Schichtaufbau spielte, eignete sich der benutzte Ätzprozess sehr gut zur Herstellung der Tunnelemente auf AlO_x Basis. Es wurden Tunnelemente sowohl mit der unstrukturierten hartmagnetischen Schicht (der Ätzprozess wurde in der AlO_x Schicht abgebrochen), als auch mit der durchstrukturierten hartmagnetischen Schicht (der Ätzprozess wurde in der Cu oder MnIr Schicht gestoppt) hergestellt. Nach dem Ätzen wurden die Lackkappen mit dem Remover N-Methyl-2-pyrrolidinon der Firma Aldrich im Ultraschallbad entfernt. Je nach Zustand der Oberfläche der Probe wurde die Probe anschliessend im Ultraschallbad gereinigt. Nach dem Strukturierungsprozess erhielt man Tunnelemente in Form von Türmchen, bei denen die weichmagnetische Schicht von der hartmagnetischen durch AlO_x isoliert war, und keine Kurzschlüsse an den Rändern zu beobachten waren. Der Nachteil dieser Methode war die relativ dicke Lackschicht, die nur die Herstellung von Strukturen mit

$d > 100\text{nm}$ erlaubte, wobei die Form bei den kleinstmöglichen Strukturen nicht kontrolliert werden konnte.

Bessere Ergebnisse ließen sich mit Positivlack erzielen, auch wenn diese Methode aufwendiger war. Der PMMA wurde auf die Probe gebracht und bei 6000 U/min 60s lang in der Lackschleuder verteilt. Die Lackdicke betrug dann ca. 80nm . Anschliessend wurde der Lack bei 190°C 30min lang getempert. Die Strukturen wurden ebenfalls mit Elektronenstrahl - Lithographie geschrieben. Nach der Behandlung mit dem Entwickler der Firma Allresist (AR 300-55) wurden die belichteten Stellen herausgewaschen. Mit dem Stopper von derselben Firma (AR 300-60) wurde der restliche Lack lichtunempfindlich gemacht. Danach wurde die Kontaktschicht ($\text{Ta}_{3\text{nm}}/\text{Ir}_{50}$) aufgesputtert. Der verbliebene Lack wurde dann mit dem Revomer der Firma Allresist (AR 300-70) im Ultraschallbad entfernt, und man erhielt Türmchen, bei denen die Kontaktschicht gleichzeitig als Maske funktionierte. Da die Maske beim Ätzen auch weggeätzt wurde, musste die Dicke der Kontaktschicht anhand der Ätzraten für das jeweils zu ätzende Material angepasst werden, so dass nach dem Ätzprozess immer noch $\text{Ir}_{20-30\text{nm}}$ übrigbleiben sollte. Nach dem Ätzvorgang musste die Probe nicht mehr gereinigt werden, da keine Lackreste und sonstige Verunreinigungen auf der Probe waren. Dies hat auch die Lebensdauer der bei den Untersuchungen verwendeten AFM - Spitzen erhöht. Mit diesem Verfahren ließen sich Strukturen mit $d > 30\text{nm}$ herstellen, deren Ausdehnung durch die Körnigkeit des Lacks begrenzt war. Für die grösseren Strukturen bedeutete dies bessere Reproduzierbarkeit der geometrischen Form. Die mit den beiden Verfahren hergestellten Tunnelemente konnten für 2-Punkt Widerstandsmessungen verwendet werden, indem die hartmagnetische Schicht und die unstrukturierte Zuleitung als eine Elektrode mit Leitsilber kontaktiert wurde, und die weichmagnetische Schicht mit der Kontaktschicht mit einer leitfähigen AFM - Spitze kontaktiert wurde. Die Einzelheiten dieser Messmethode werden im nächsten Kapitel beschrieben.

3.3 AFM

Die in diesem Experiment angewendete Technik des CAFMs (Conducting Atomic Force Microscopy), die von Morita *et al.* [82] vorgestellt und von Houze *et al.*[83] weiterentwickelt wurde, stellt eine vielseitige Mikroskopiemethode, um lokal die Leitfähigkeit zu messen. So wurden bereits vorher die lokalen Eigenschaften der Oxidbarriere in den magnetischen Tunnelementen untersucht[84, 85, 86]. Auch gibt es neue Bestrebungen anderer Arbeitsgruppen [87], die elektrischen und magnetischen Eigenschaften von TMR Elementen im sub- μm Grössenbereich zu charakterisieren.

In dieser Arbeit wurde die Topographie der TMR Elemente mit einem handelsüblichen AFM des Typs Explorer der Firma Topometrix untersucht. Dabei wurde der Kontaktmodus benutzt, weil ein elektrischer Kontakt zwischen Spitze und Probe notwendig ist. Beim Scannen im Kontaktmodus wird die Spitze mit einer vorgegebenen Kraft (in der Regel einige nN) auf die Oberfläche der Probe gedrückt. In Abb.3.1 ist das Funktionsprinzip des AFMs schematisch dargestellt. Ein von einer Laserdiode erzeugter Laserspot wird von der Oberfläche des Cantilevers auf einen Photodetektor reflektiert, der aus 4 Segmenten besteht. Damit können kleinste Auslenkungen der Spitze detektiert werden. Beim Scannen wird die Spannung an den X - und Y - Piezos variiert, so dass die Spitze mit dem Z - Piezo über der Probe mechanisch bewegt wird. Trifft dabei die Spitze auf ein Hindernis, dann verändert sich die Kraft, mit der die Spitze auf die Probe gedrückt wird. Daraufhin verbiegt bzw. entspannt sich der Cantilever stärker, und der reflektierte Laserspot wird aus der Ausgangsstellung abgelenkt. Die Auslenkung kann anhand des 4 - Segment - Detektors registriert werden, und daraufhin wird die Spannung am Z - Piezo solange erhöht bzw. erniedrigt bis der Laserspot die Ausgangsstellung wieder erreicht hat. Erfasst man die am Z - Piezo anliegende Spannung in Abhängigkeit von den an X - und Y - Piezos anliegenden Spannung mit einer Software, die es ermöglicht die gewonnene Information

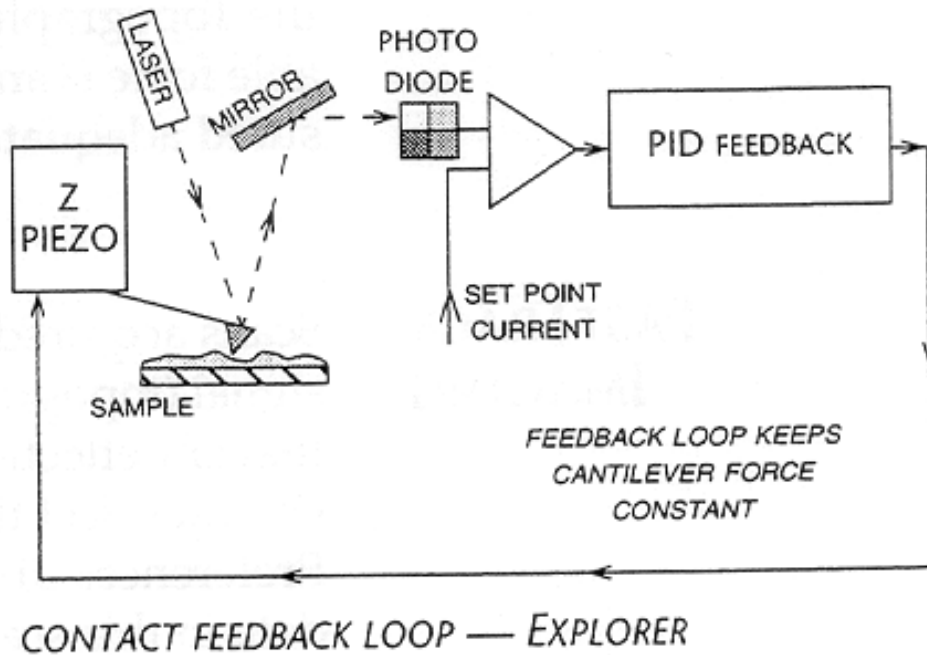


Abbildung 3.1: Funktionsweise des AFMs aus [88].

graphisch darzustellen, so erhält man die Topographie der Oberfläche im gewählten Scanbereich. Mit den einstellbaren PID (Proportional, Integral, Derivative) - Parametern kann die Stärke der Rückkopplung variiert werden, was die erfolgreiche Anwendung mehrerer Spitzenarten mit unterschiedlichen Spitzenparametern erlaubt.

Um einen elektrischen Kontakt zwischen der Spitze und Probe gewährleisten zu können, wurden Spitzen der Firma Nanosensors benutzt[89]. Mit diesen leitfähigen Spitzen, die mit einer B - dotierten Diamantbeschichtung versehen waren, konnten gleichzeitig sowohl die Topographie, als auch die Stromflussverteilung gemessen werden. Aufgrund der für Kontaktmodus relativ grossen Federkonstante des Cantilevers $D = 50N/m$ und der damit verbundenen grossen Steifigkeit, musste mit der kleinstmöglichen Auflagekraft gescannt werden, um die Oberfläche der Probe nicht zu zerkratzen, und um die Lebensdauer der Spitzen zu erhöhen. Nach dem Scanvorgang konnte die Form und die Grösse der TMR Elemente anhand der vorliegenden Topographiebilder charakterisiert werden. Aufgrund des grossen Spitzenradius, der vom Hersteller mit $r = 50 - 100nm$

angegeben wurde, traten bei Elementen mit $d < 200nm$ grössere Abbildungsfehler auf. Die Form und besonders der Rand dieser Elemente konnte nicht wahrheitsgemäss abgebildet werden. Eine Alternative dazu boten REM Aufnahmen, die eine Auflösung von $2nm$ hatten. Der Aufbau des AFMs erlaubte es, die Spitze definiert an einer Stelle im Scanfenster zu positionieren, und diese Position, abgesehen von Drifteffekten, zu halten. So konnte die leitfähige Spitze auf der Kontaktschicht des TMR Elementes positioniert werden. Gegebenenfalls konnte die auf die Spitze wirkende Kraft erhöht werden, um einen besseren elektrischen Kontakt zwischen der Spitze und dem Element zu erhalten. Bei nicht zu stark beschädigten Spitzen erwies sich der elektrische Kontakt als sehr gut und stabil. Es musste auch darauf geachtet werden, dass die wirkende Kraft nicht zu stark war, da sonst die dünne Oxidbarriere durch den von der Spitze ausgeübten hohen Druck mechanisch beschädigt wurde. Dann war das TMR Element kurzgeschlossen und für weitere Untersuchungen nicht mehr zu verwenden. Hatte man erst einen stabilen elektrischen Kontakt erreicht, dann konnte die Widerstandsabhängigkeit des TMR Elementes vom Magnetfeld durch die Messung eines Minor Loops gemessen werden. Die technischen Details sowie der Aufbau der Messschaltung werden im nächsten Kapitel beschrieben.

3.4 Messung der Astroiden

Wie bereits schon berichtet, wurde der Tunnelwiderstand mit einer 2 Punkt Messschaltung gemessen. In Abb.3.2 ist elektrische Schaltung schematisch dargestellt. Dazu wurde ein Lock - In Verstärker SR830 der Firma Stanford Research Systems benutzt. Die Anwendung der Lock - In Technik erlaubte es, das Signal - Rausch Verhältnis bei der kleinen angelegten Spannung deutlich zu erhöhen, weil die Höhe des TMR Effekts mit ansteigender, angelegter Spannung absinkt[90, 91, 92]. Ein interner Frequenzgenerator erzeugte eine Wechselspannung, deren Frequenz und Amplitude variiert werden konnte. Die an einem

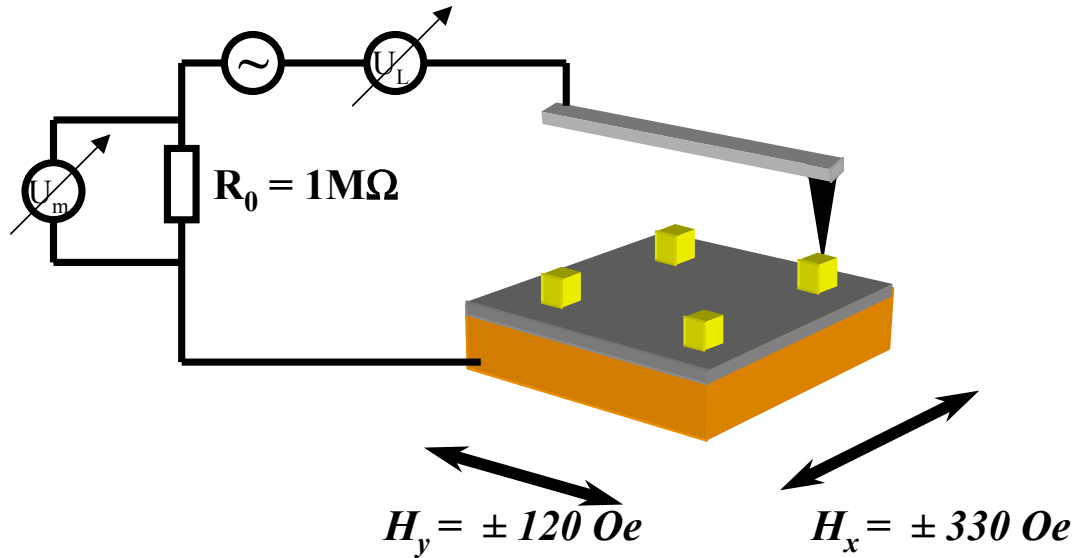


Abbildung 3.2: Messschaltung

Vorwiderstand $R_0 = 1 \pm 0,003\text{ M}\Omega$ abfallende Spannung wurde mit dem Lock-In Verstärker ausgelesen, und aus der Serienschaltung der beiden Widerstände konnte der Tunnelwiderstand nach der Formel

$$R = (U_L/U_m - 1)\text{ M}\Omega \quad (3.1)$$

ausgerechnet werden (vgl. Abb.3.2). Da aber der Zuleitungswiderstand viel kleiner als der Tunnelwiderstand war, konnte Ersterer vernachlässigt werden. Anhand kurzgeschlossener Elemente konnte der Zuleitungswiderstand (Widerstand der unteren Elektrode, innerer Widerstand des Messgerätes, Blindwiderstand in den Leitungen) zu einigen $k\Omega$ abgeschätzt werden, der Tunnelwiderstand betrug aber immer einige $\text{M}\Omega$. So konnte der bei der Widerstandsmessung zugelassene Fehler mit $< 1\%$ gesetzt werden. Alle Messungen wurden in einem Frequenzbereich $f = 260 - 300\text{ Hz}$ mit der Amplitude $U = 10 - 50\text{ mV}$ durchgeführt. Die Kapazität für ein $1 \times 1\ \mu\text{m}^2$ Element mit der Isolatorschichtdicke $d = 1\text{ nm}$ und der Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r \approx 9$ kann nach $C = \epsilon_r \epsilon_0 A/d \approx 10^{-13}\text{ F}$ [93] abgeschätzt werden und ist deutlich kleiner als die Eingangskapazität des Lock-In Verstärkers (25 pF), womit der kapazitive Anteil des Elements vernachlässigt werden konnte. Die Integrationszeit, über die das Signal gemittelt wurde, wurde so gewählt, dass das Ausgangssignal zeitlich konstant war (Signaländerung

$< 2\%$). Mit einer Integrationszeit von $30ms$ ließen sich die meisten Messungen ohne einen langen zeitlichen Aufwand durchführen.

Das Magnetfeld wurde von zwei senkrecht aufeinander stehenden Spulenpaaren erzeugt, mit denen eine maximale Feldstärke $H_x = \pm 330 Oe$ in X -Richtung und $H_y = \pm 120 Oe$ in Y -Richtung angelegt werden konnte. Als Stromversorgung für jeweils ein Spulenpaar diente ein BOS/S Bipolarverstärker. Mit einem Rechner, der über eine AD - DA Karte verfügte, konnte der gesamte Messvorgang gesteuert werden. Während das Magnetfeld schrittweise verändert wurde, wurde das Ausgangssignal des Lock-In Verstärkers nach jedem Schritt eingelesen und gespeichert. Der ausgerechnete Tunnelwiderstand konnte in Abhängigkeit des Magnetfeldes geplottet werden, und man erhielt einen Minor Loop. Ebenso konnte während der Minor Loop Messung ein konstantes Biasfeld in Y -Richtung angelegt werden. Wurde die Messung des Minor Loops für unterschiedliche Biasfelder wiederholt, dann konnte im Fall eindeutig definierter Schaltfelder in den Minor Loops nach dem Stoner - Wohlfarth Modell eine Astroide konstruiert werden. Da es auch TMR Elemente gab, die kein eindomäniges Verhalten zeigten und mehrere Stufen im Minor Loop hatten, war es nur dann sinnvoll eine Astroide aus den Messungen zu extrapolieren, wenn die Minor Loops eine rechteckige Form hatten und damit ein Verhalten zeigten, das die Anwendung des Stoner - Wohlfarth Modells rechtfertigte.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Magnetische und elektrische Eigenschaften des Schichtsystems

Die magnetischen Eigenschaften der Wafer A und B wurden mit einem AGM der Firma Princeton Measurements Corporation vom Typ MicroMag 2900 untersucht. In Abb.4.1 sind die Hysteresen des gesamten Schichtstapels dargestellt. Die Pfeile geben die Richtung der Magnetisierung in den einzelnen magnetischen Schichten wieder. Daraus kann z.B. die Sättigungsmagnetisierung der weich- und der hartmagnetischen Schicht nach $M_s = \mu/V$ und die Anisotropiekonstante der weichmagnetischen Schicht nach $K_1 = H_c \cdot M_s/2$ bestimmt werden. Die errechneten Werte wurden für die Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses verwendet und sind bereits in Tab.1.2 zusammengefasst. Eine vollständige Übersicht über die aus den AGM - Messungen gewonnenen Daten für die weich- und hartmagnetische Schicht ist in Tab.4.1 gegeben. Dabei sinkt die Sättigungsmagnetisierung mit abnehmender Schichtdicke. Diese Abnahme ist auf die Durchmischung der Py und Ta Schichten zurückzuführen, die durch Diffusion hervorgerufen wird [95] und mit einer Reduktion des magnetischen Momentes verbunden ist. Um den Afi auszurichten, wurde der Wafer B thermisch bei $T = 275^\circ C$ ausgelagert. Des-

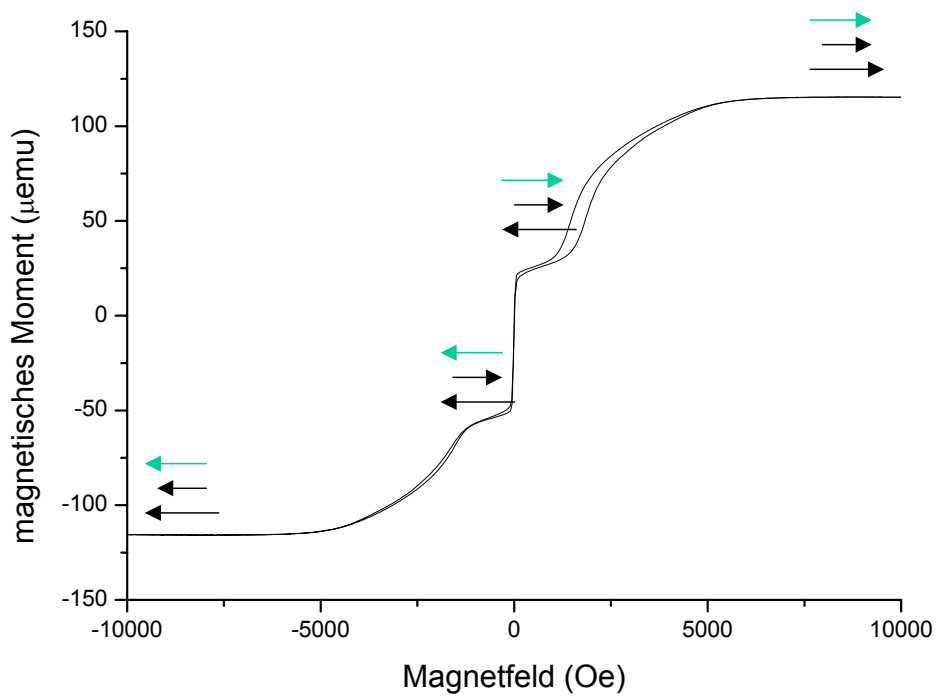
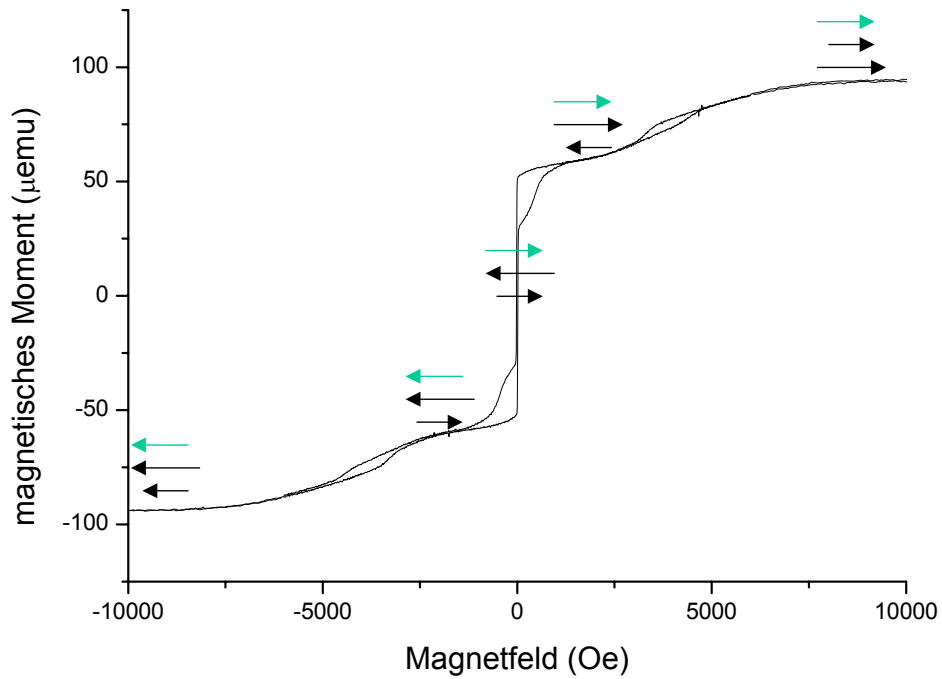


Abbildung 4.1: AGM - Messungen der Hysterese für das Schichtsystem: Wafer A(oben) und Wafer B(unten). Die schwarzen Pfeile deuten die relative Orientierung der Magnetisierung der im Afi verwendeten Schichten an. Der grüne Pfeil zeigt in die Magnetisierungsrichtung der Py Schicht.

wegen ist die Interdiffusion bei Wafer B stärker, was sich in der deutlichen Abnahme der Sättigungsmagnetisierung widerspiegelt. Zur Überprüfung dieses Artefakts wurde eine Py Schicht mit $d = 20 \text{ nm}$, die mit einer dünnen Ta Schicht abgedeckt wurde, unmittelbar nach der Herstellung untersucht, bei der der Bulk-Wert $M_s = 800 \text{ kA/m}$ gemessen wurde. Daraus ergibt sich eine Abnahme der effektiven Schichtdicke bei Wafer A um $0,5 \text{ nm}$ bzw. bei Wafer B um $0,9 \text{ nm}$. Zusätzlich wurde die Richtung der induzierten Anisotropie, die auf den Herstellungsprozess zurückzuführen ist, ermittelt. In Abb.4.2 ist die Richtungsabhängigkeit der Hysterese für die weichmagnetische Schicht des Wafers A abgebildet, die zwar eine Richtungsabhängigkeit zeigt, aber keinen Einfluss auf die Form des Minor Loops nimmt, wie es in Abb.4.3 anhand der TMR - Messungen gesehen werden kann. Eine mögliche Ursache dafür ist die unterschiedliche Vorgeschichte des Schichtsystems. In Abb.4.2 wurde die Magnetisierung des Schichtsystems vor jeder Messung in einem Magnetfeld $H > 10000 \text{ Oe}$ gesättigt. In Abb.4.3 wurde die Magnetisierung des Schichtsystems nur ein Mal in einem Magnetfeld $H = 4000 \text{ Oe}$ gesättigt. Zusätzlich konnte die Magnetisierung in der hartmagnetischen Schicht

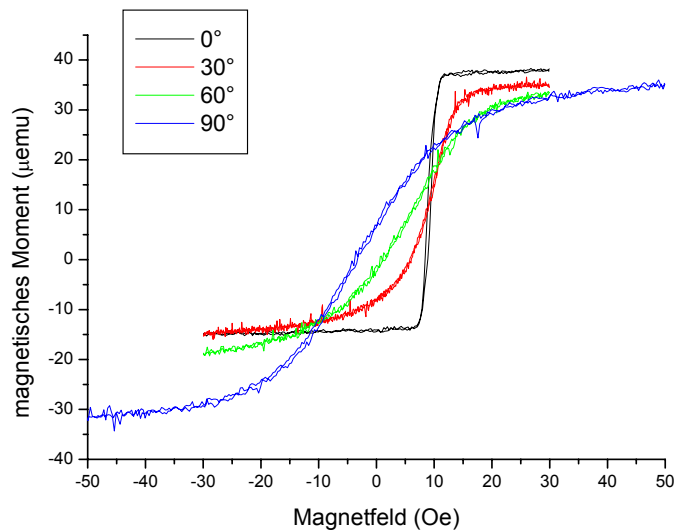


Abbildung 4.2: Die Abhängigkeit der Form der Hysterese von der Richtung des angelegten Magnetfeldes.

durch das mehrmalige Schalten der weichmagnetischen Schicht beeinflusst werden, so dass umgekehrt die hartmagnetische Schicht durch Kopplungseffekte (s. unten) das Ummagnetisieren der weichmagnetischen Schicht beeinflusste.

Die elektrischen Eigenschaften wurden an einem 2-Punkt Messstand untersucht. Dazu wurden TMR Elemente der Grösse $150 \times 150 \mu m^2$, $100 \times 100 \mu m^2$ und $80 \times 80 \mu m^2$ hergestellt und anhand der zugehörigen Minor Loops charakterisiert. Bei paralleler Ausrichtung der beiden Elektroden kann anhand der bekannten Fläche der Elemente der Flächenwiderstand der Tunnelbarriere ausgerechnet werden. Dieser variiert nur geringfügig auf dem Wafer und kann für die im sub- μm Grössenbereich strukturierten TMR Elemente übernommen werden. Dann kann anhand des Widerstandes des Elements und des Flächenwiderstands die Fläche des Elements abgeschätzt werden, was bei sub- μm Elementen sehr hilfreich ist, da die üblichen Abbildungsmethoden in diesem Grössenbereich mit grösseren Fehlern behaftet sind (vgl. Kap.4.4.5). Manchmal war es aufgrund des verwendeten Strukturierungsprozesses nicht möglich, eine Oxidbildung der Ta Schicht zu vermeiden. Dies führte zu einem zusätzlichen seriellen Widerstand, der den TMR-Effekt erniedrigte. Aus der Annahme des konstanten Flächenwiderstandes der Al - Tunnelbarriere konnte anhand der Fläche eines Elements der Tunnelwiderstand ausgerechnet werden. Mit diesem Wert liess sich der wahre TMR-Effekt für sub- μm Elemente überprüfen, da die Widerstandsänderung unabhängig von dem seriellen Widerstand ist. Ausserdem variierte der TMR - Effekt nur unwesentlich mit abnehmender Grösse der Elemente. So konnte ausgehend von dem mittleren TMR, der bei dem Wafer A bzw. B $17 \pm 2\%$ bzw. $28 \pm 2\%$ betrug, der serielle Widerstand ausgerechnet werden.

Aus der Verschiebung des Minor Loops entlang der H_x - Achse wird die Stärke der Néelkopplung bestimmt, und aus der Koerzitivfeldstärke kann die Anisotropiekonstante abgeschätzt werden. In Abb.4.3 sind die Minor Loops von jeweils aus Wafer A und B hergestellten $150 \times 150 \mu m^2$ TMR Elemente dargestellt (schwarze Kurve). Anschliessend wurden die Elemente senkrecht zu der ursprünglichen

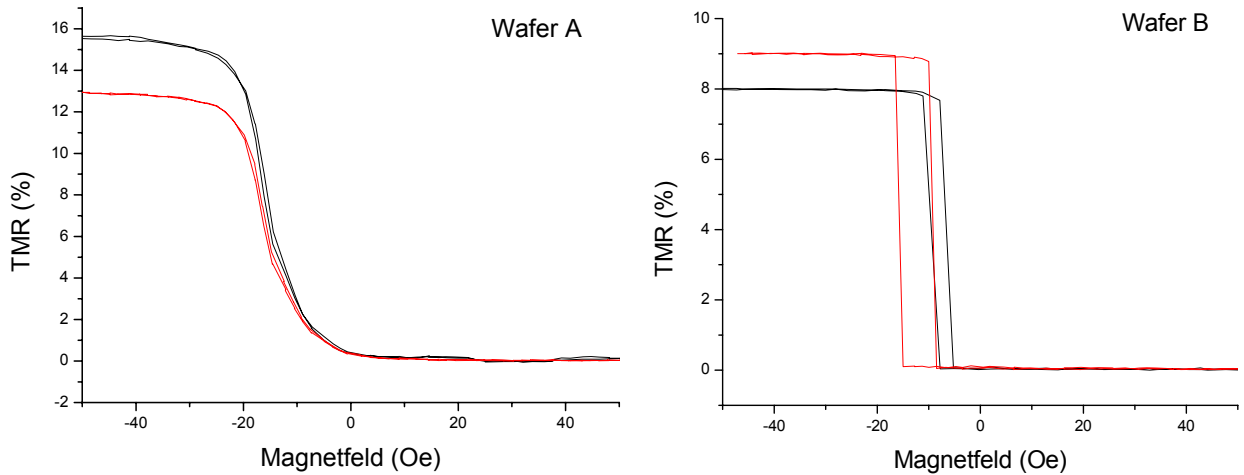


Abbildung 4.3: Minor Loops von $150 \times 150 \mu m^2$ Elementen. Die Magnetisierungsrichtung der roten Kurven liegt senkrecht zu der der schwarzen Kurven.

Magnetisierungsrichtung magnetisiert (rote Kurve), um die Vorzugsrichtung zu ermitteln. Für beide Wafer konnte keine eindeutige Tendenz festgestellt werden, da sich die rote Kurve kaum von der schwarzen Kurve unterscheidet. Die Form des Minor Loops vom Element des Wafers A, unterscheidet sich von der rechteckigen Form des Minor Loops vom Element des Wafer B. Eine mögliche Ursache

Messgrösse	Wafer A	Wafer B
Schichtdicke der Py Schicht [nm]	6	5
TMR [%]	17 ± 2	28 ± 2
Flächenwiderstand [$M\Omega \cdot \mu m^2$]	$1,55 \pm 0,1$	$0,14 \pm 0,01$
Koerzitivfeldstärke [Oe]	2 ± 1	$1,5 \pm 1$
Stärke der Néelkopplung [Oe]	15 ± 1	10 ± 2
Anisotropiekonstante [erg/cm^3], [$\times 0,1 J/m^3$]	600	400
Sättigungsmagnetisierung Py [G], [kA/m]	730 ± 40	655 ± 30
Sättigungsmagnetisierung CoFe [G], [kA/m]	1900 ± 100	1900 ± 100

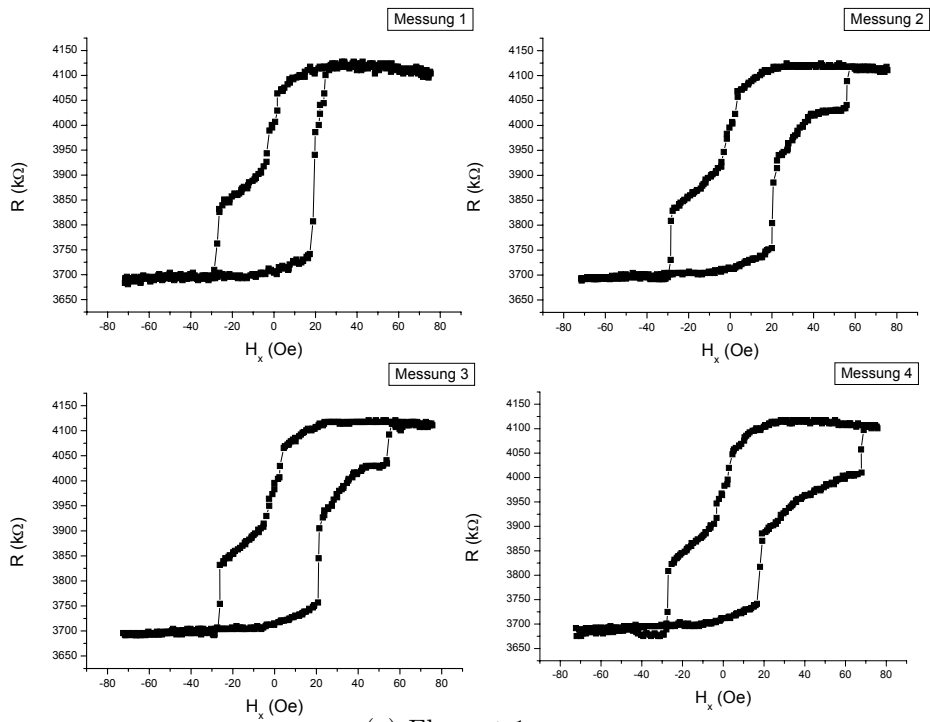
Tabelle 4.1: Die aus den AGM - und Widerstandsmessungen ermittelten Grössen.

dafür ist der für beide Fälle unterschiedliche Einfluss der hartmagnetischen Schicht auf das Schaltverhalten der weichmagnetischen Schicht. Beim Wafer B war die untere CoFe Schicht antiferromagnetisch an die MnIr Schicht gepinnt ist, und somit war der Afi perfekt in eine Richtung ausgerichtet. Beim Wafer A konnten sich im Afi 360° -Wände bilden[52, 96], die durch die entstandenen Streufelder mit den Wänden in der weichmagnetischen Schicht koppelten. Aufgrund des kleinen Flächenwiderstandes des Wafers B verfälscht der Zuleitungswiderstand die TMR - Höhe. Der TMR Effekt sinkt je nach Grösse der Elemente bis auf etwa ein Drittel.

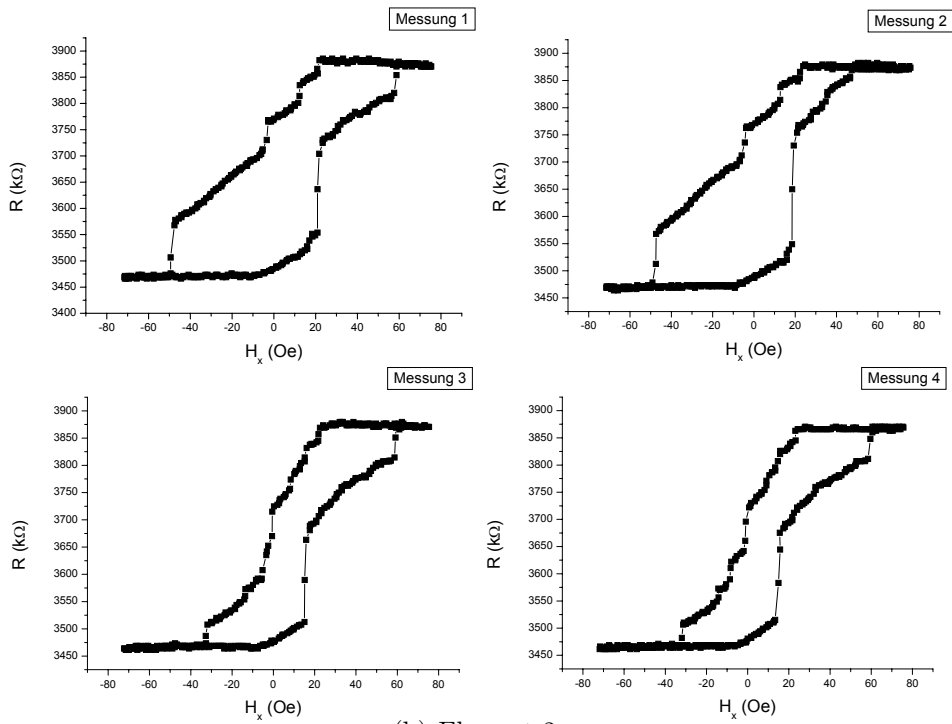
4.2 Reproduzierbarkeit der Untersuchungen an strukturierten Elementen

Die ersten Messungen von Minor Loops von strukturierten TMR Elementen des Schichtsystems A mit nicht eindeutig definierter geometrischer Form haben sofort gezeigt, dass das magnetische Schaltverhalten nicht reproduzierbar bleibt, so wie man es von grossflächigen TMR Elementen kennt. Die Ursache dafür ist der mit abnehmender Grösse immer grösser werdende Einfluss von Domänen bzw. der Domänenwände. Da bei den grossflächigen Elementen die Anzahl der Domänen sehr gross ist, ist die Ummagnetisierung einer einzelnen Domäne nicht im Detail erkennbar, und man erhält eine über mehrere Domänen gemittelte Hysteresekurve. Einzelne Barkhausen Sprünge, die die irreversiblen Bewegungen der einzelnen Domänenwände beschreiben, werden erst dann in der Hysterese sichtbar, wenn die Anzahl der Domänen im zu untersuchenden Element auf einige wenige abnimmt. Dieser Effekt, der zuerst von Barkhausen beobachtet wurde, wird besonders gut sichtbar, wenn die Abmessungen der Elemente kleiner als $1 \times 1 \mu m^2$ werden. Die einzelnen Domänen können durch unterschiedliche Ummagnetisierungsprozesse ummagnetisiert werden. Z.B. kann eine Domäne in der Ebene gedreht werden,

alternativ kann die Domänenwand (90° -, oder 180° -Wand,...) verschoben werden. Da die einzelnen Ummagnetisierungsprozesse bei unterschiedlichen Magnetfeldern eintreten, nimmt die Hysteresekurve eine stufenartige Form an, wobei die Art und die Form einer Stufe einem ganz bestimmten Ummagnetisierungsvorgang zugeordnet werden kann, wie es in den folgenden Kapiteln gezeigt wird. Dabei muss ein zweimal hintereinander ummagnetisiertes Element nicht unbedingt zweimal denselben Ummagnetisierungsprozess durchlaufen. So zeigt Abb.4.4 mehrere Minor Loops zweier unterschiedlicher TMR Elemente, die für jedes Element unmittelbar nacheinander gemessen wurden. Die Minor Loops aus Abb.4.4(a) zeigen die Herausbildung einer Stufe, über die das Element nach mehrmaliger Ummagnetisierung mit höher werdenden Feldern geschaltet wird. In Abb.4.4(b) sehen wir die umgekehrte Entwicklung. Die deutlich ausgeprägte Stufe zerfällt in mehrere kleinere Stufen. Hinzu kommt noch, dass die Magnetisierung insgesamt mit kleinerem Magnetfeld gesättigt wird. Obwohl die einzelnen Minor Loops nicht identisch aussahen, konnte Gemeinsamkeiten im Schaltverhalten erkannt werden. Wenn aber die Minor Loops benachbarter Elemente miteinander verglichen wurden, dann ähnelten sie sich in der Regel nicht. Dieses Ergebnis wiederholte sich, wenn die geometrische Form der Elemente variiert wurde. Da benachbarte Elemente die gleiche geometrische Form, die gleichen intrinsischen Eigenschaften und die gleiche magnetische Vorgeschichte hatten, kann man daraus schliessen, dass die Randrauhigkeit, die wegen der Körnigkeit des Lacks und der Kontaktschicht zustande kommt, das Schaltverhalten entscheidend beeinflusst. Aus diesem Grund wurde der Einfluss der Inhomogenitäten am Rand des Elements auf dessen Schaltverhalten und der Einfluss der geometrischen Form, insbesondere der Eckenform, die den Einfluss der Randrauhigkeit verstärken oder abschwächen kann, untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen, die sich auch auf Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses gestützt haben, werden in den nächsten Kapiteln präsentiert.



(a) Element 1



(b) Element 2

Abbildung 4.4: Minor Loops von zwei $2 \times 0,8 \mu\text{m}^2$ grossen TMR Elementen.

4.3 Einfluss der Randrauhigkeit auf das magnetische Schaltverhalten

Es wurde bereits gezeigt, dass die nicht zu vernachlässigbare Randrauhigkeit den Ummagnetisierungsprozess der TMR Elemente im μm und sub- μm Grössenbereich dominieren kann [97, 98]. Da die Randrauhigkeit beim Herstellungsprozess der TMR Elemente entsteht und von statistischer Natur ist, hatten deswegen die TMR Elemente im sub- μm Grössenbereich nie exakt dieselbe Form, und damit mussten sie auch nicht dasselbe magnetische Schaltverhalten zeigen. Auf der Grundlage dieser These wurden Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses für mehrere TMR Elemente durchgeführt. Der Rand der simulierten Elemente wurde zunächst mit dem AFM mit einer Auflösung von 10nm abgebildet. Die abgebildete Form des Elements wurde dann graphisch in die Simulation eingebunden, so dass die Simulation auf der nahezu realen Form des Elements basierte. Obwohl nach der Lithographievorschrift die Elemente identische Form haben müssten, zeigten die AFM Untersuchungen, dass es doch einige Abweichungen von der Idealform bei jedem Elementen gab, besonders bei den Elementen im unteren sub- μm Grössenbereich. Diese kleinen Formunterschiede haben aber grossen Einfluss auf die Ausgangskonfiguration der Magnetisierung und führen deswegen zur Bildung unterschiedlicher Zwischenzustände der Magnetisierung (Abschlussdomänen). Da die Ummagnetisierung der Elemente auf verschiedenen Wegen stattfinden kann, erhält man als Konsequenz ein irreproduzierbares magnetisches Schaltverhalten.

Dieses Verhalten kann anhand der Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses für zwei sechseckige Elemente in Abb.4.5 veranschaulicht werden. Die Topographie der Elemente wurde mit dem AFM gemessen (Abb.4.6) und in den Simulationen berücksichtigt. Obwohl die beiden Elemente nahezu die gleiche Form haben, verhalten sich diese während des Ummagnetisierungsvorgangs unter-

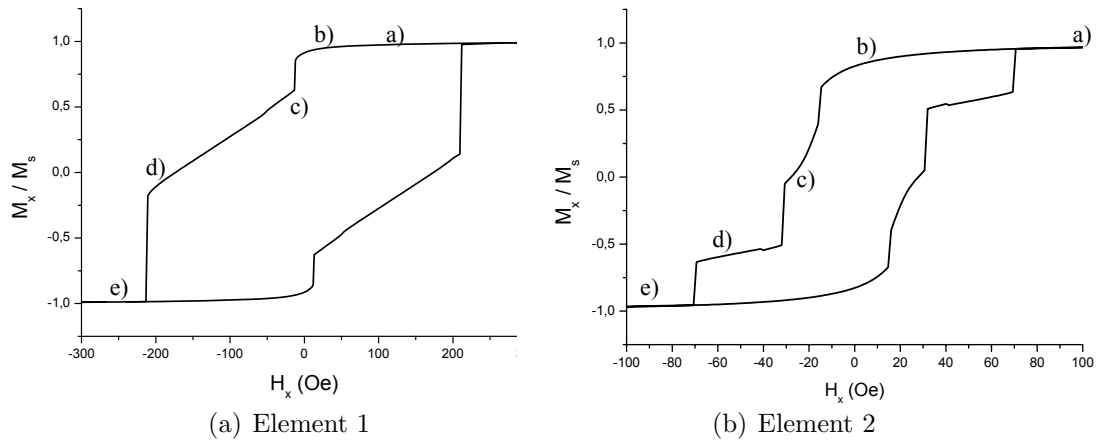


Abbildung 4.5: Simulierte Hysterese von zwei $300 \times 300 \text{nm}^2$ sechseckigen TMR Elemente. Mit Hilfe der Indizes a) - e) können die in Abb.4.7 und 4.8 abgebildeten Magnetisierungsverteilungen zugeordnet werden.

schiedlich und haben unterschiedliche Hysteresekurven. In Abb.4.7 und 4.8 sind die zu den Hysteresen aus Abb.4.5 dazugehörigen Magnetisierungsverteilungen dargestellt, wobei die Indizes den durch a) - e) gekennzeichneten Magnetfeldwerten entsprechen. Um die magnetische Streufeldenergie zu reduzieren, richtet sich für beiden Elemente die Magnetisierung im remanenten Zustand entlang der Kanten aus. Doch nach weiterer Erhöhung des Magnetfeldes beginnt die Magnetisierung zu drehen. Bei dem ersten Element aus Abb.4.7 bildet sich ein „C“-Zustand, der das Schalten des Elements mittels der Verdrängung einer Domänenwand, die in der Mitte des Elements entsteht, bedingt. Diese Domänenwand wird noch zusätzlich an der kleinen Einkerbung an der unteren Kante festgehalten, was zu deutlich höheren Schaltfeldern führt. Beim zweiten Element aus Abb.4.8

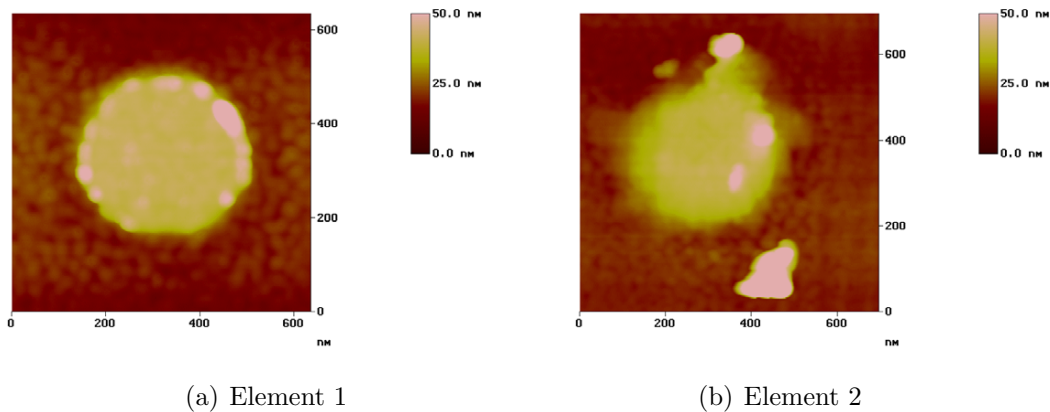
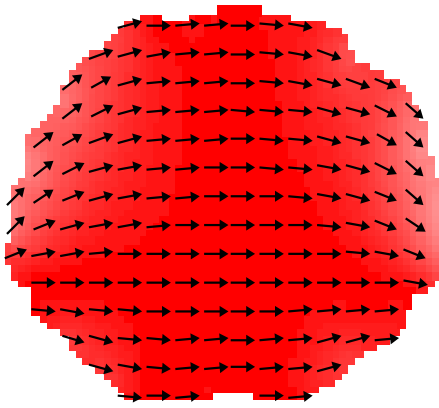
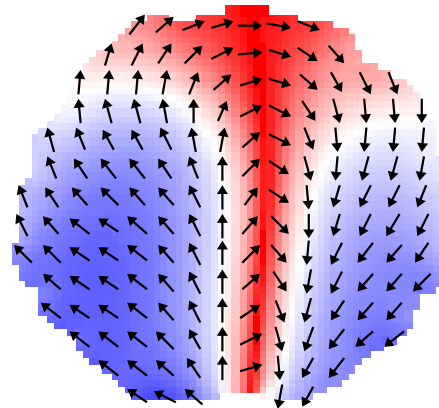


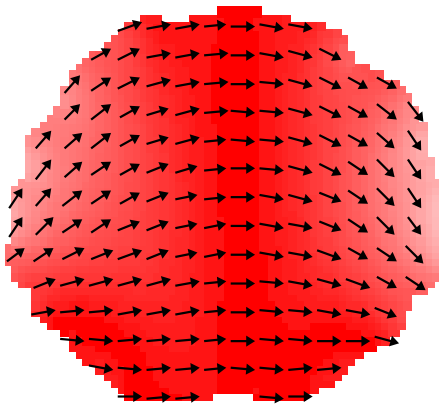
Abbildung 4.6: Topographie der nominell sechseckigen TMR Elemente.



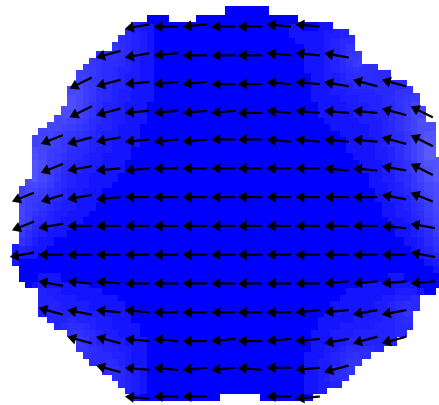
(a) $H_x = 63 \text{ Oe}$



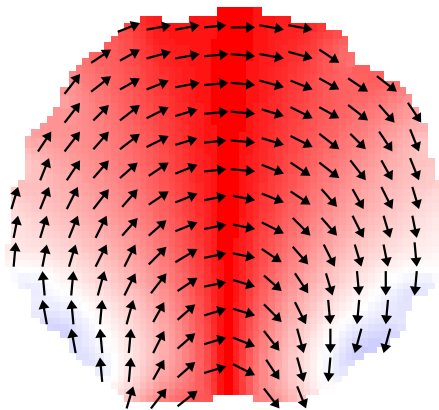
(d) $H_x = -200 \text{ Oe}$



(b) $H_x = 0 \text{ Oe}$

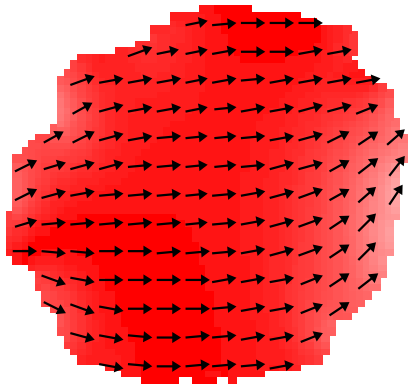


(e) $H_x = -270 \text{ Oe}$

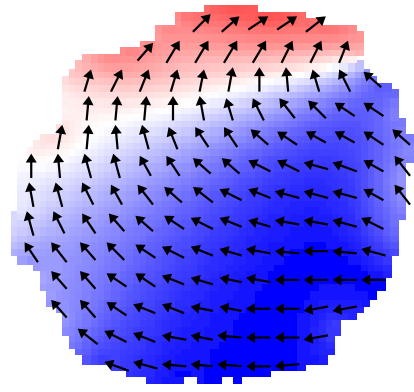


(c) $H_x = -16 \text{ Oe}$

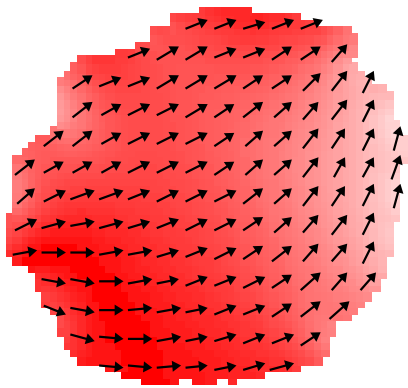
Abbildung 4.7: Magnetisierungsverteilungen, die bei den in Abb.4.5(a) gekennzeichneten Magnetfeldwerten auftreten. In (d) ist eine 180° - Domänenwand zu erkennen.



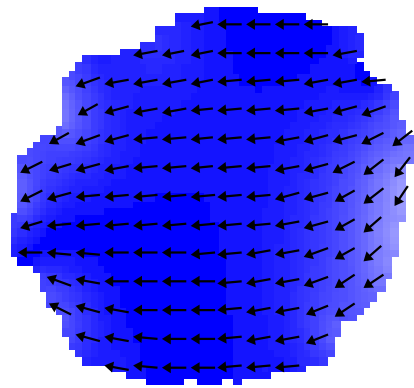
(a) $H_x = 63 \text{ Oe}$



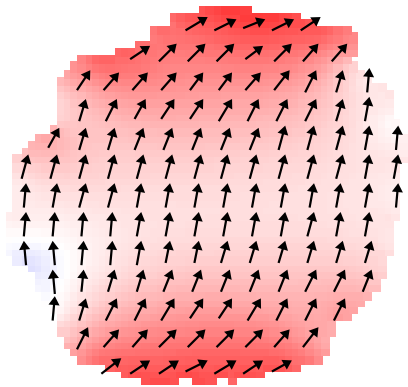
(d) $H_x = -40 \text{ Oe}$



(b) $H_x = 0 \text{ Oe}$



(e) $H_x = -80 \text{ Oe}$



(c) $H_x = -16 \text{ Oe}$

Abbildung 4.8: Magnetisierungsverteilungen, die bei den in Abb.4.5(b) gekennzeichneten Magnetfeldwerten auftreten.

bildet sich ein „S“- Zustand, der keine Domänenwand nach sich zieht. Dementsprechend wird die Magnetisierung in der Ebene gedreht. Dafür genügen relativ kleine Schaltfelder.

4.4 Einfluss der geometrischen Form auf das Schaltverhalten der TMR Elemente

Um den Einfluss der Randrauhigkeit zu reduzieren, wurden die Elemente mit einem Aspektverhältnis (Länge/Breite) > 1 hergestellt und damit eine Formanisotropie in Feldrichtung induziert. Die geometrische Gestalt, insbesondere die Form der Elementecken blieb unverändert, so dass der Einfluss auf das Schaltverhalten nur von der Erhöhung der Formanisotropie herrührte, die eine leichte Richtung im Element definierte. Es wurde vorher berichtet[74], dass Tunnelelemente mit grossem Aspektverhältnis im μm Bereich reproduzierbares Schaltverhalten zeigen. Ebenso zeigen unsere Elemente im sub- μm Bereich besser werdende Reproduzierbarkeit mit der Erhöhung der Formanisotropie. Wie schon im letzten Kapitel berichtet wurde, wird das Schaltverhalten der Elemente mit einem Aspektverhältnis ≈ 1 von den Formabweichungen, die auf die Randrauhigkeit zurückzuführen sind, bestimmt. Dementsprechend weisen die Astroiden, die die Schaltfelder in Abhängigkeit von H_x - und H_y - Magnetfeldern angeben, keine Gemeinsamkeiten auf. Doch schon für Elemente mit einem Aspektverhältnis ≥ 3 konnte die Reproduzierbarkeit deutlich verbessert werden.

In Abb.4.9 sind die experimentell ermittelten Astroiden der sechseckigen Tunnelelemente mit dem Aspektverhältnis = 3 und unterschiedlicher Grösse zusammengefasst, wobei die Punkte gleicher Farbe der Astroide eines einzelnen TMR Elements entsprechen. Eine bessere Übereinstimmung der einzelnen Astroiden miteinander zeigen die kleineren Elemente, weil die sich aus der vorgegebenen Form resultierende Formanisotropie bei kleineren Elementen grösser ist als die von den

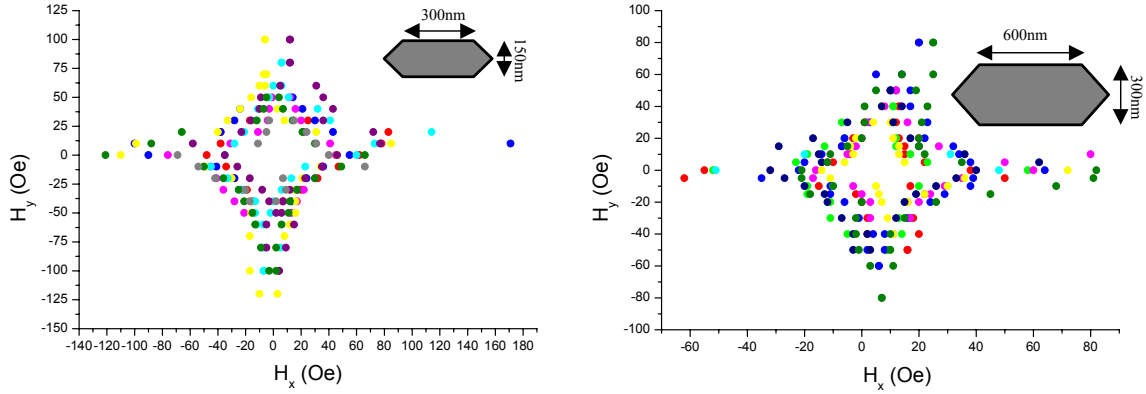


Abbildung 4.9: Astroiden mehrerer TMR Elemente mit sechseckiger Randform und unterschiedlicher Grösse.

grösseren Elementen. Auch die Schaltfelder nehmen nach $H_c = 2K/M_s$ nach der Erhöhung der Formanisotropie zu, wobei bei Elementen mit grösseren Schaltfeldern bessere Reproduzierbarkeit beobachtet werden kann. Bei kleinen H_y variieren die Schaltfelder stark, weil sich abwechselnd von Element zu Element ein „C“- oder „S“- Zustand bildet, die bei unterschiedlichen Feldern schalten. Mit höher werdenden H_y werden die Schaltfelder bis auf eine Verschiebung auf der H_x - Achse nahezu identisch, da bei höheren H_y alle Elemente über die Bildung eines „S“- Zustands schalten. Näher wird dieses Verhalten in Kap.4.4.4 behandelt. Bei den grösseren Elementen wird das Schaltverhalten überwiegend durch Domänenwandverschiebungen bestimmt. Deswegen ist die Reproduzierbarkeit der Schaltfelder, die stärker variieren, geringer.

Die Erhöhung der Formanisotropie in H_x - Richtung führte auch bei den Elementen mit anderer Eckenform zu besserer Reproduzierbarkeit der Schaltfelder und ist somit eine geeignete Methode, reproduzierbare Ergebnisse ohne grossen Strukturierungsaufwand zu erzielen. Doch für die eventuelle Anwendung ist diese Methode nur bedingt geeignet, da sich die Grösse der Elemente wegen des grossen Aspektverhältnisses nicht beliebig verkleinern lässt, und die erforderlichen Abmessungen nicht erreicht werden können. Auch die mit steigendem Aspektverhältnis verbundene Erhöhung der Schaltfelder ist für die Anwendung unerwünscht. Da das Ummagnetisierungsverhalten von der Form der Element-

ecken abhängt[99], kann man versuchen, die Eckenform so anzupassen, dass diese das reproduzierbare Schaltverhalten gewährleisten.

4.4.1 Trapeze

Alle im Folgenden diskutierten experimentellen Ergebnisse wurden an TMR Elementen mit einer durchstrukturierten hartmagnetischen Schicht gemessen. Wie bereits in Kap.2.2 berichtet wurde, konnte die Randrauhigkeit durch die Verbesserung des Lithographieverfahrens deutlich reduziert werden. Dies führte auch zur besseren Reproduzierbarkeit des Ummagnetisierungsverhaltens der TMR Elemente. Die beste Reproduzierbarkeit wurde für Elemente mit trapezförmigen Konturen, die in Abb.4.10 wegen der Abrundung der Ecken einem Halbkreis stark

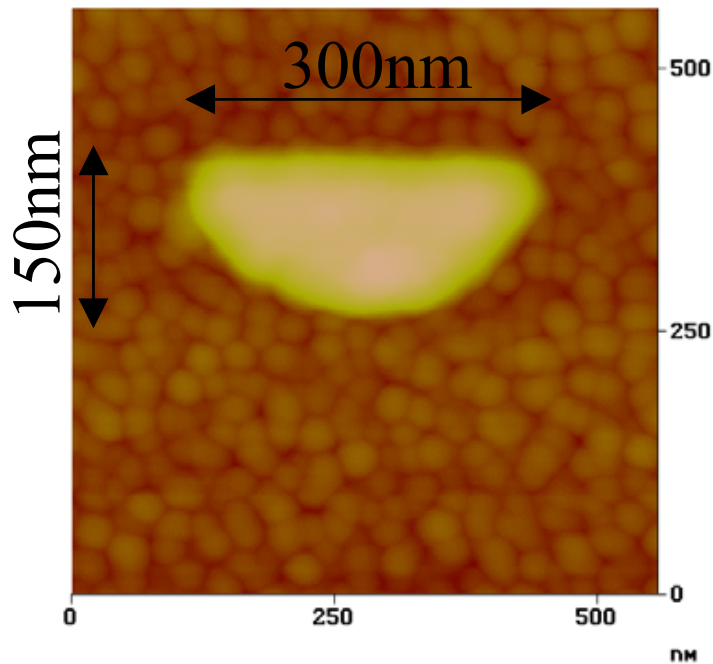


Abbildung 4.10: Topographie eines $300 \times 150 \text{ nm}^2$ TMR Elements.

ähnelte, erzielt. Wie es sich herausgestellt hat, ist der Ummagnetisierungsprozess sehr einfach und kann anhand der durchgeführten Simulationen eindeutig verstanden werden. Zusätzlich kann die aus diesem Prozess gewonnene Information

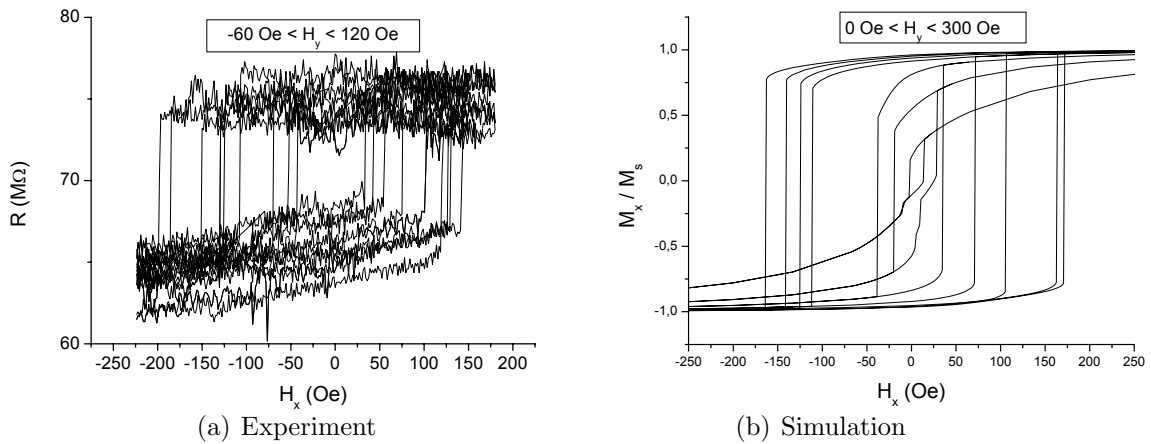


Abbildung 4.11: Gemessene Minor Loops und simulierte Hysteresekurve eines $300 \times 150 \text{nm}^2$ trapezförmigen TMR Elements. Eine Kurve entspricht einer Messung (a) bzw. einer Simulation (b) bei einem H_y - Wert, wobei dieser schrittweise erhöht wird. Für $H_y = -60 \text{ Oe}$ in (a) bzw. $H_y = 0 \text{ Oe}$ in (b) ist das Schaltfeld maximal, für $H_y = 120 \text{ Oe}$ in (a) bzw. $H_y = 300 \text{ Oe}$ in (b) ist das Schaltfeld minimal.

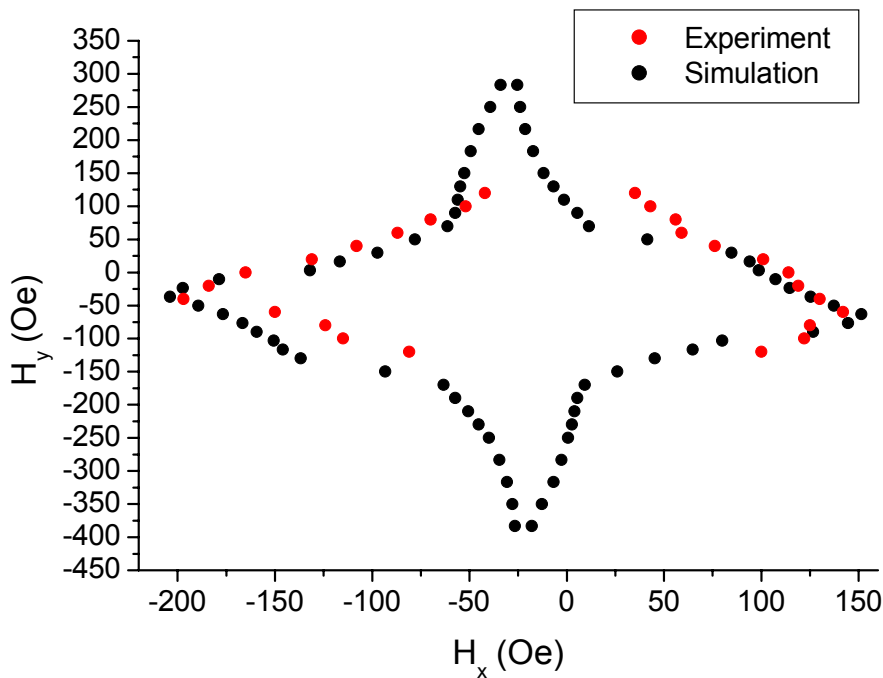
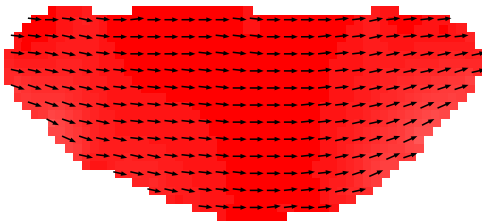


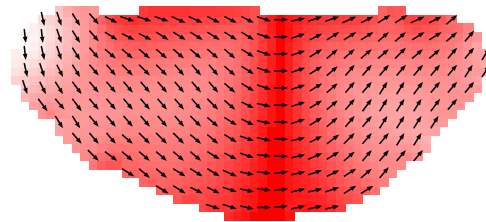
Abbildung 4.12: Die experimentelle und die simulierte Asteroide des in Abb.4.10 abgebildeten TMR Elements.

für das Verständnis komplizierterer Ummagnetisierungsprozesse genutzt werden. Wie bereits schon erwähnt wurde, bietet ein trapezförmiges Element aufgrund der Asymmetrie eine ideale Vorlage für die Ausbildung eines „C“- Zustands. Die Simulationen bestätigen dies. In Abb.4.11 ist die Form der gemessenen Minor Loops mit den simulierten Hysteresekurven eines trapezförmigen Elements mit den Abmessungen $300 \times 150 \text{nm}^2$ verglichen, dessen Topographie in Abb.4.10 mit AFM abgebildet wurde. Es wird an dieser Stelle nochmal daran erinnert, dass in allen in dieser Arbeit präsentierten Simulationsergebnissen die Magnetfelder mit einem Faktor $2/3$ multipliziert worden sind (vgl. Kap.1.5). Alle Kurven haben nahezu rechteckige Form mit eindeutig definierten Ummagnetisierungsfeldern, die hier sehr einfach abgelesen werden können und für die Konstruktion der Astroide verwendet werden, die in Abb.4.12 dargestellt wird. Der Mittelpunkt der experimentellen Astroide ist aufgrund der Kopplungseffekte mit der hartmagnetischen Schicht, dessen Auswirkungen in Kap.4.5 diskutiert werden, um $(H_x = -26 \text{ Oe}, H_y = -50 \text{ Oe})$ verschoben. Bei den simulierten Kurven wurde dieser Einfluss der hartmagnetischen Schicht nicht berücksichtigt. Wegen der besseren Übersicht wurde die simulierte Astroide um den oben angegebenen Betrag des Kopplungsfeldes nachträglich verschoben, dann zeigt die simulierte Astroide sehr gute Übereinstimmung mit der experimentellen Astroide. Aus der im Ursprung zentrierten Astroide kann ersehen werden, dass die Schaltfelder H_x als Funktion von H_y im Bereich $0 \text{ Oe} < H_y < 100 \text{ Oe}$ linear abfallen. Vergleicht man die dazugehörigen Bilder, die die Magnetisierungsverteilung bei den angegebenen H_x - Werten für $H_y = 0 \text{ Oe}$ in Abb. 4.13 abbilden, so stellt man fest, dass in diesem Bias - Feldbereich das Element auf folgende Weise ummagnetisiert wird: Im gesättigten Zustand ist für $H_y = 0 \text{ Oe}$ die Magnetisierung entlang des H_x - Feldes ausgerichtet (Abb.4.13(a)). Um die Streufeldenergie zu reduzieren, richtet sich die Magnetisierung im remanenten Zustand ($H_x = 0 \text{ Oe}$) in Abb.4.13(b) entlang der Kanten des Elements aus und bildet damit den „C“- Zustand. Die damit gebildeten Abschlussdomänen rücken bei weiterer Felderhöhung in Abb.4.13(c),4.13(d)

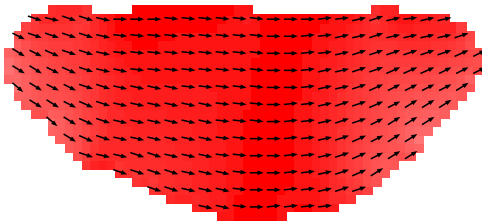
enger zusammen und formen eine Domänenwand in der Mitte des Elements. Diese Domänenwand wird erst nach dem Erreichen des Schalfeldes H_c in Abb.4.13(e) aus dem Element verdrängt, und das Element wird ummagnetisiert. Der Rücklauf der Hysteresekurve verläuft genauso wie der Hinlauf, und die Kurve ist bezüglich der H_y - Achse symmetrisch, d.h. die Schaltfelder des Hin- und Rücklaufs sind gleich.



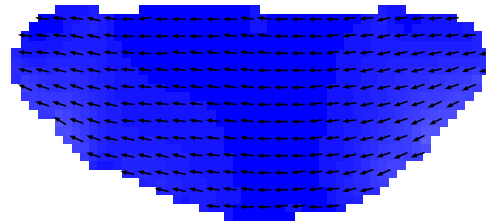
(a) $H_x = 200 \text{ Oe}$



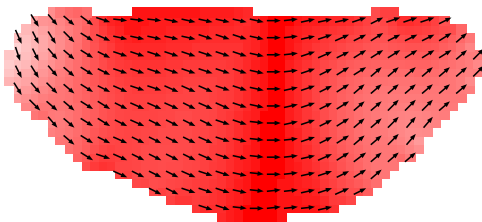
(d) $H_x = -161 \text{ Oe}$



(b) $H_x = 0 \text{ Oe}$



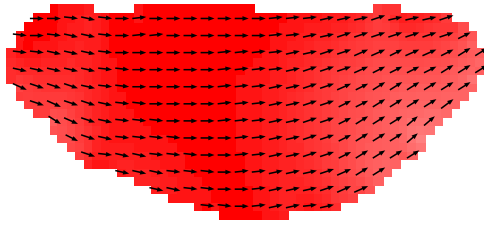
(e) $H_x = -163 \text{ Oe}$



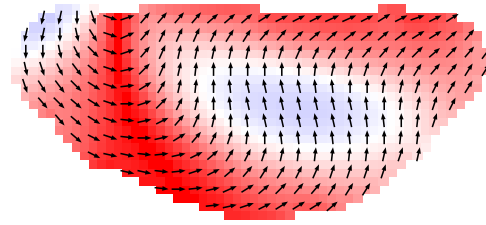
(c) $H_x = -133 \text{ Oe}$

Abbildung 4.13: Änderung der Magnetisierungsverteilung in einem trapezförmigen Element in Abhängigkeit vom äusseren H_x - Feld für $H_y = 0 \text{ Oe}$.

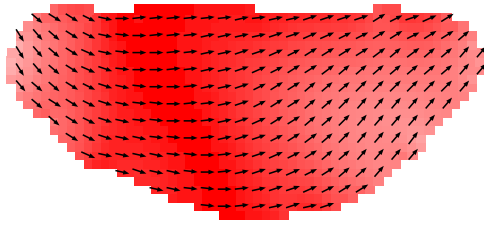
Legt man zusätzlich ein kleines Biasfeld an, so ändert sich grundsätzlich nichts am Schaltverhalten. In Abb.4.14 ist der Ummagnetisierungsvorgang desselben Elements mit $H_y = 40 \text{ Oe}$ dargestellt. Es bildet sich in Abb.4.14(a) immer noch ein „C“- Zustand im Element in Abwesenheit des H_x - Feldes. Doch begünstigt durch das zusätzliche Biasfeld wachsen die Abschlussdomänen in Abb.4.14(b) in dessen Richtung schneller. Damit ist die Magnetisierungsverteilung nicht mehr symmetrisch, und die die Abschlussdomänen trennende Wand wird in Abb.4.14(c) zum Rand des Elements verschoben. Dann wird das Element bei kleinerem Feldwert ummagnetisiert. Es hat sich herausgestellt, dass das Ummagnetisierungsverhalten vom Drehsinn des Magnetfeldes abhängt. Bei einem konstanten negativen Biasfeld wird der Magnetfeldvektor im Uhrzeigersinn gedreht, wenn der Betrag des Feldes beim Hinlauf das Vorzeichen von „+“ nach „-“ wechselt. Beim Rücklauf ist es umgekehrt, und der Magnetfeldvektor wird gegen den Uhrzeigersinn gedreht. In Abb.4.14(c) und 4.15(c) sind die Magnetisierungsverteilungen im Element bei dem angelegten Biasfeld $H_y = -40 \text{ Oe}$ und $H_x = 150 \text{ Oe}$ bzw. $H_y = 40 \text{ Oe}$ und $H_x = -150 \text{ Oe}$ abgebildet. In den Abbildungen werden die Magnetfelder gegen den Uhrzeigersinn gedreht, die Beträge der Felder sind gleich, aber die Richtung der Felder sind antiparallel zueinander. Dementsprechend zeigen sie bis auf das Vorzeichen identische Magnetisierungsverteilungen. Das gleiche Ergebnis erhält man für den Fall, bei dem das Magnetfeld im Uhrzeigersinn gedreht wird. Diese Übereinstimmung der Magnetisierungsverteilungen wurde auch bei anderen Beträgen des Magnetfeldes beobachtet. Der aus dem unterschiedlichen Drehsinn des Feldes hervorgerufene Unterschied der Magnetisierungsverteilung, der kurz vor dem Ummagnetisieren des Elements sichtbar wird, führt zu unterschiedlichen Schaltfeldern beim Hin- und Rücklauf. Die Ursache dafür ist die aufgrund des nicht perfekten Lithographieprozesses leicht voneinander abweichende Form der Ecken des Elements. Da die Domänenwand zu den Ecken hin verschoben wird, nimmt die Form der Ecken einen entscheidenden Einfluss auf die Magnetisierungsverteilung in der Nähe der Domänenwand.



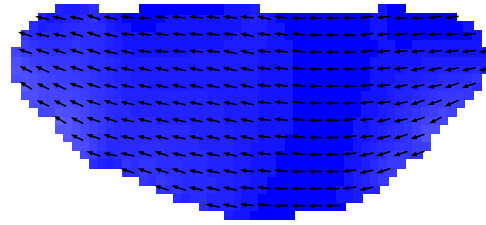
(a) $H_x = 0 Oe$



(c) $H_x = -150 Oe$

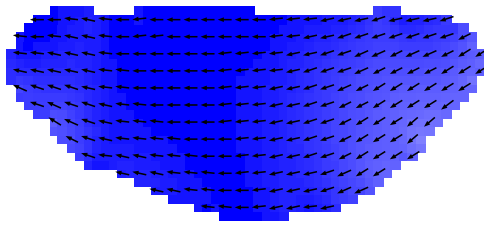


(b) $H_x = -133 Oe$

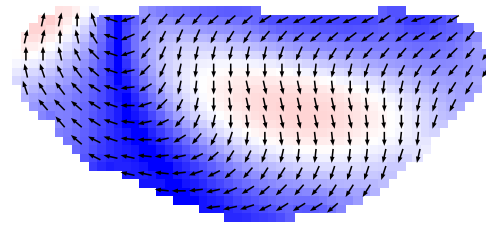


(d) $H_x = -153 Oe$

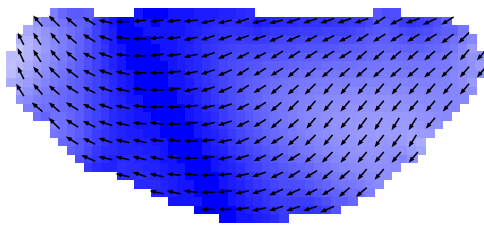
Abbildung 4.14: Änderung der Magnetisierungsverteilung in einem trapezförmigen Element in Abhängigkeit vom äusseren H_x - Feld für $H_y = 40 Oe$.



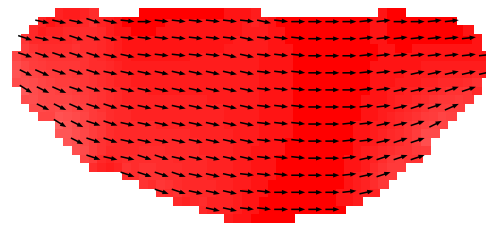
(a) $H_x = 0 Oe$



(c) $H_x = 150 Oe$

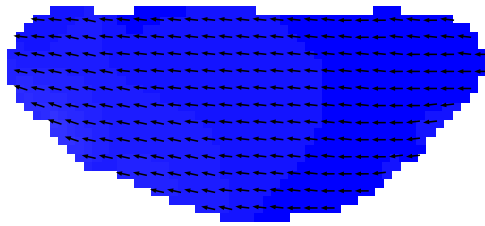


(b) $H_x = 133 Oe$

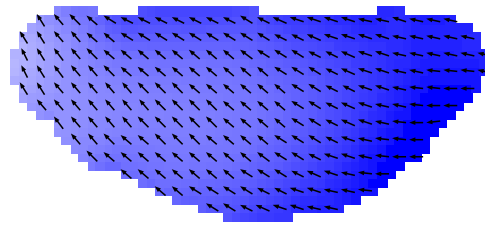


(d) $H_x = 153 Oe$

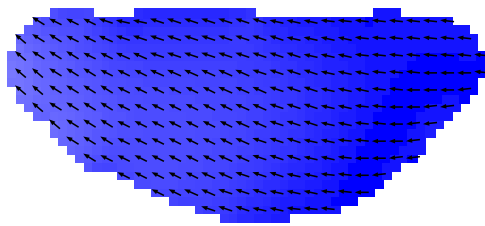
Abbildung 4.15: Änderung der Magnetisierungsverteilung in einem trapezförmigen Element in Abhängigkeit vom äusseren H_x - Feld für $H_y = -40 Oe$.



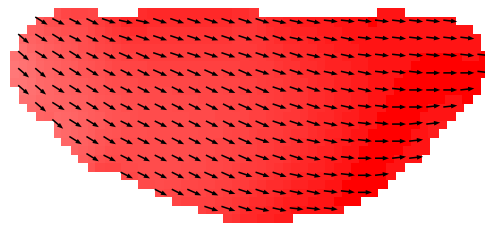
(a) $H_x = -600 \text{ Oe}$



(c) $H_x = 68 \text{ Oe}$



(b) $H_x = 0 \text{ Oe}$



(d) $H_x = 69 \text{ Oe}$

Abbildung 4.16: Änderung der Magnetisierungsverteilung in einem trapezförmigen Element in Abhängigkeit vom äusseren H_x - Feld für $H_y = 100 \text{ Oe}$.

Wird das Biasfeld weiter erhöht, so ändert sich das Ummagnetisierungsverhalten für $H_y > 100 \text{ Oe}$. In Abb.4.16 sind die wichtigen Phasen des Ummagnetisierungsvorgangs dargestellt. Bei hohen Biasfeldern wird keine Domänenwand gebildet, da durch ein starkes Biasfeld eine parallele Ausrichtung der Abschlussdomänen erzwungen wird. Damit wird beim Ummagnetisieren ein „S“-Zustand erzeugt, und die Magnetisierung dreht sich mit dem äusseren Feld. Da keine Domänenwand verschoben werden muss, sind die Schaltfelder deutlich kleiner. Wenn das Biasfeld weiter erhöht wird, dann schaltet das Element für $H_y > 250 \text{ Oe}$ hysteresefrei.

Die Abhängigkeit der Schaltfelder vom Biasfeld kann somit in zwei Bereiche unterteilt werden, in denen das Schaltverhalten durch unterschiedliche Ummagnetisierungsprozesse beschrieben werden kann. Für $H_y < 100 \text{ Oe}$ wird eine Domänenwand gebildet, was mit relativ hohen Schaltfeldern verbunden ist. Dabei

fallen diese linear ab. Bei $H_y = 100 \text{ Oe}$ findet ein Übergang statt, und bei höheren H_y wird die Magnetisierung mit der Feldrichtung gedreht. In diesem Bereich sind die Schaltfelder deutlich kleiner und nehmen mit steigendem H_y nicht mehr linear ab. Vergleicht man dieses Verhalten mit dem Stoner - Wohlfarth Modell, das die homogene Rotation der Magnetisierung eines Eindomänenteilchens im äusseren Magnetfeld beschreibt, so ist zu sehen, dass der Abfall der Schaltfelder für $H_y > 100 \text{ Oe}$ dem Verlauf der Stoner - Wohlfarth Astroide entspricht.

Dieses Schaltverhalten wird auch in den Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses bei grösseren Elementen beobachtet. In Abb.4.17 sind die gemessenen und die simulierten Astoide eines $600 \times 300 \text{ nm}^2$ trapezförmigen Elements, dessen Topographie in Abb.4.18 abgebildet ist, dargestellt. Diese zeigen für $H_y < 80 \text{ Oe}$ eine gute Übereinstimmung der gemessenen Schaltfelder mit den simulierten. Für $H_y < 80 \text{ Oe}$ bildet sich beim Ummagnetisieren des Elements ein „C“- Zustand aus. Die Abschlussdomänen rücken aufgrund der grösseren Fläche nicht mehr so eng zusammen, wie es bei den kleineren Elementen beobachtet wurde. Die Domänenwand ist damit weniger ausgeprägt und wird nur kurz vor der Ummagnetisierung des Elements sichtbar. Die Magnetisierung ändert fliegend ihre Richtung, und man beobachtet kleinere Schaltfelder. Für $H_y > 80 \text{ Oe}$ wird beim Ummagnetisieren die Magnetisierung im Element gedreht. Dieses Verhalten spiegelt sich in der Astroide aus der Abb.4.17 wieder. Man erhält zwei Bereiche, wobei bei kleinen Biasfeldern die Schaltfelder einen schnelleren, linearen Abfall zeigen. Die Abnahme der Schaltfelder bei der weiteren Biasfelderhöhung vollzieht sich langsamer. Insgesamt zeigen die Astoide aus den Abb.4.12 und 4.17 nahezu identische Form. Daraus folgt, dass die trapezförmigen Elemente unterschiedlicher Grösse mit einem Aspektverhältnis von 2 dasselbe Schaltverhalten haben.

Nicht nur die Form der Astoide, sondern auch die Form der simulierten Magnetisierungskurven stimmte mit der Form der gemessenen Minor Loops sehr gut übereinstimmte. Da die reale Form des Elements in der Simulation berücksichtigt

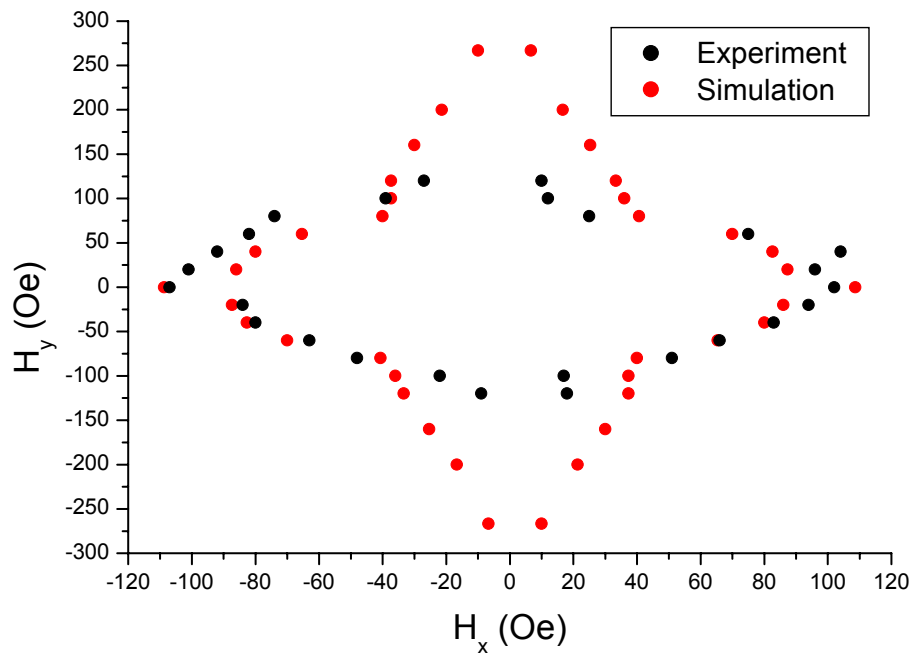


Abbildung 4.17: Die experimentelle und die simulierte Astroide eines in Abb.4.18 abgebildeten $600 \times 300 \text{ nm}^2$ trapezförmigen TMR Elements.

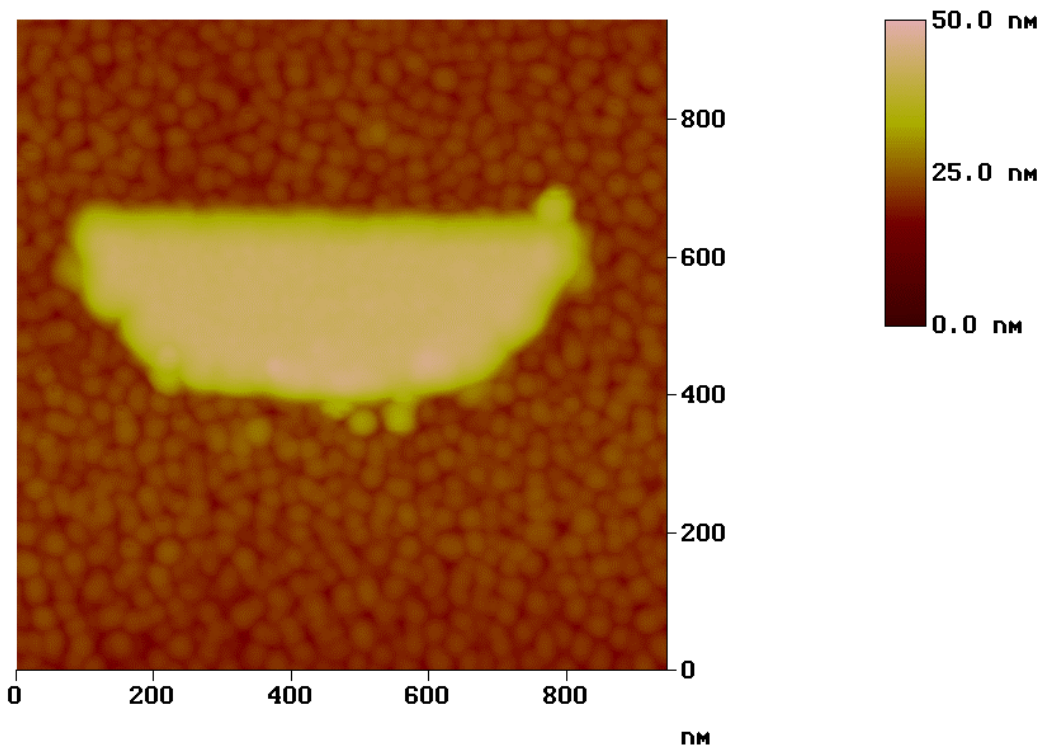
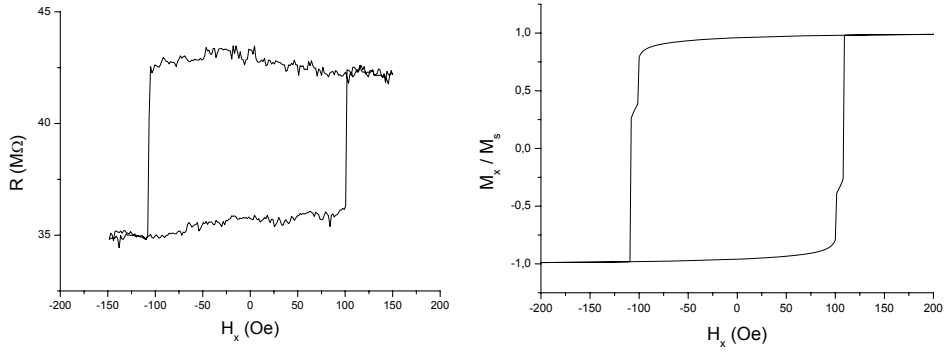
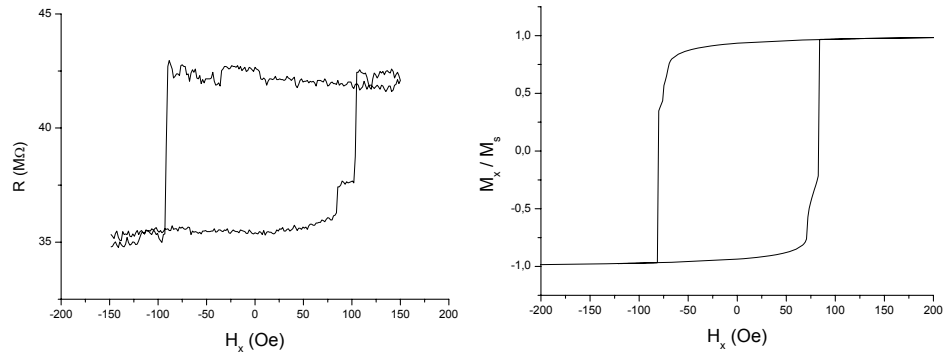


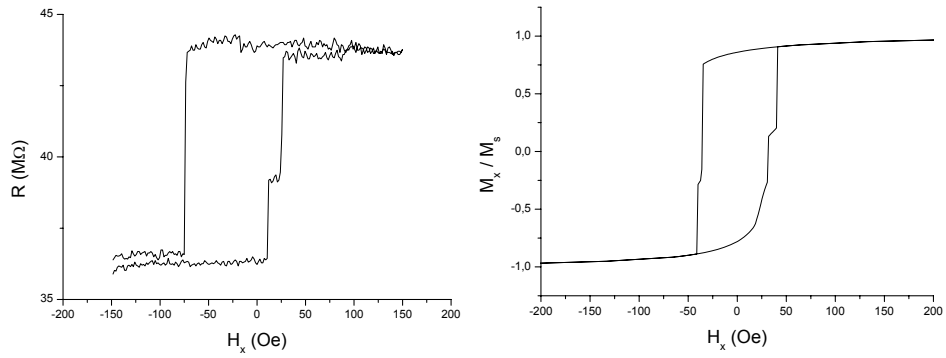
Abbildung 4.18: Die Topographie eines $600 \times 300 \text{ nm}^2$ trapezförmigen TMR Elements.



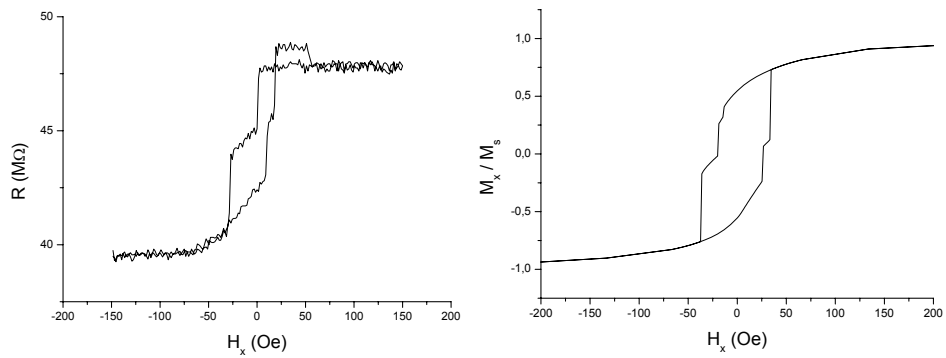
(a) $H_y = 0 \text{ Oe}$



(b) $H_y = 40 \text{ Oe}$



(c) $H_y = 80 \text{ Oe}$



(d) $H_y = 120 \text{ Oe}$

Abbildung 4.19: Der Formvergleich der gemessenen Minor Loops (links) mit den simulierten Hysteresekurven (rechts) eines $600 \times 300 \text{ nm}^2$ trapezförmigen TMR Elements.

wird, können die Simulationen die im Element stattfindende Ummagnetisierungsprozesse für unterschiedliche H_y - Felder reproduzieren. In Abb.4.19 sind die experimentellen und simulierten Kurven gegenübergestellt. Man erkennt identische Formänderungen der Kurven sowohl bei den Simulationen, als auch bei den gemessenen Kurve. So kann sowohl das Pinnen der Domänenwand für $H_y = 40 Oe$ und $H_y = 80 Oe$, das sich durch eine kleine Stufe in der Kurve auszeichnet, als auch die durch in Abb.4.18 an der linken Kante des Elements sichtbare Einkerbung verursachte Behinderung der Rotation der Magnetisierung für $H_y = 120 Oe$ beobachtet werden. Damit wurde gezeigt, dass die in den Simulationen beobachteten Ummagnetisierungsprozesse sehr gut auf die experimentellen Kurven übertragen werden können.

Wird das Aspektverhältnis erhöht, so ändert sich qualitativ nichts am Schaltverhalten der TMR Elemente. So findet man keine nennenswerte Unterschiede im Schaltverhalten der $900 \times 300nm^2$ und $1200 \times 300nm^2$ TMR Elemente. Da der Anteil der Fläche, den die Abschlussdomänen ausfüllen, mit höherem Aspektverhältnis deutlich kleiner wird, nimmt auch deren Einfluss auf das Schaltverhalten ab[47, 74, 100]. In Abb.4.20 und 4.21 sind die Astroiden dieser Elemente dargestellt, wobei die Mitte der Astroiden wegen der Néel - Kopplung um $(10 Oe, 0 Oe)$ verschoben ist. Die Stärke des Biasfeldes, bei dem der Übergang zwischen beiden erwähnten Ummagnetisierungsprozessen stattfindet, ändert sich nicht, und die Zunahme der Schaltfeldes kann eindeutig durch die Erhöhung der Formanisotropie erklärt werden. Mit ansteigender Fläche des Elements dreht sich die Magnetisierung bei den hohen H_y - Feldern keineswegs homogen, sondern bildet einige Zwischenzustände, die aufgrund der Randrauhigkeit zustande kommen. Da die Schaltfelder von der Drehrichtung der Magnetisierung abhängen, nimmt auch die Asymmetrie der Astroide bei hohen H_y - Feldern zu, die eine scheinbare Drehung der Astroide verursacht. Die aus den Simulationen und Messungen der trapezförmigen TMR Elemente gewonnene Daten sind in der Tab.4.2 zusammengefasst. Die Schaltfelder der gemessenen und simulierten Kurven stimmen

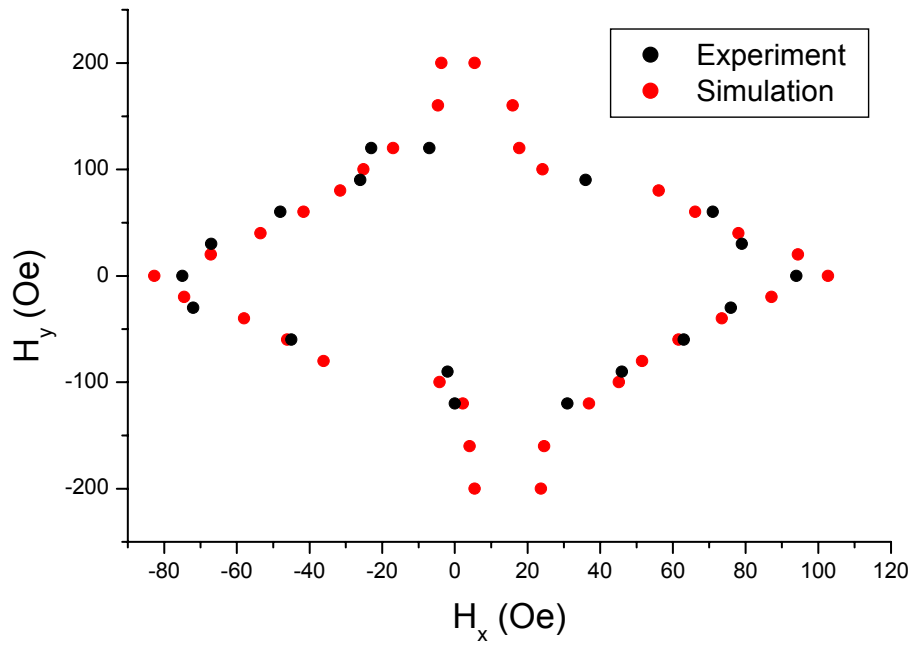


Abbildung 4.20: Die experimentelle und die simulierte Astroide eines $900 \times 300 \text{ nm}^2$ trapezförmigen TMR Elements.

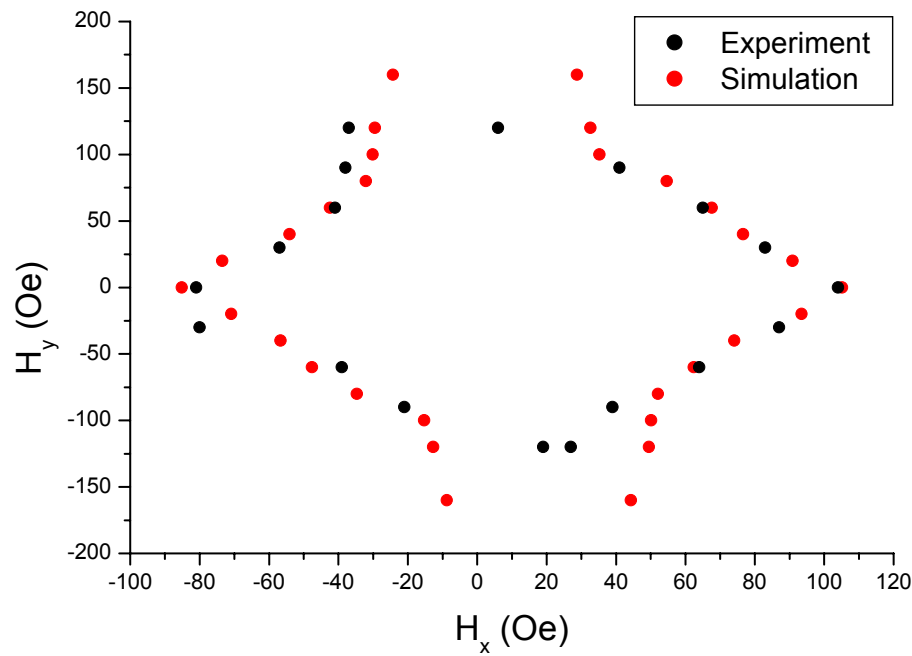


Abbildung 4.21: Die experimentelle und die simulierte Astroide eines $1400 \times 300 \text{ nm}^2$ trapezförmigen TMR Elements.

sehr gut überein. Bei den grösseren Elementen war die H_y - Schrittweite grösser gewählt, so dass aufgrund der Verschiebung der Astroide nicht immer das Schaltfeld gemessen werden konnte, das dem der unverschobenen Astroide mit $H_y = 0$ entspricht. Deswegen ist das gemittelte Schaltfeld etwas kleiner als erwartet.

Elementgrösse	H_c - Experiment	H_c - Simulation
$300 \times 150nm^2$	$162 \pm 7,5 Oe$	$163 Oe$
$600 \times 300nm^2$	$110 \pm 5,5 Oe$	$109 Oe$
$900 \times 300nm^2$	$83,5 \pm 5,5 Oe$	$93 Oe$
$1200 \times 300nm^2$	$87,5 \pm 5,5 Oe$	$95 Oe$

Tabelle 4.2: Maximale Schaltfelder, die aus dem Messungen bzw. Simulationen abgeleitet wurden.

Das Schaltverhalten der trapezförmigen Elemente kann zusammenfassend folgenderweise erklärt werden. Aufgrund der asymmetrischen Form bildet sich im remanenten Zustand für kleine H_y der „C“- Zustand aus, der die Bildung einer Domänenwand beim Ummagnetisieren verursacht. Die Schaltfelder nehmen mit steigendem H_y linear ab, bis zu einem Wert, ab dem die Magnetisierung durch weitere Erhöhung von H_y mit der Richtung des Magnetfeldes gedreht wird. Diese Schaltfelder sind deutlich kleiner und nehmen bei weiterer Erhöhung von H_y langsamer ab.

4.4.2 Ellipsen

Wie bei trapezförmigen liess sich eine gute Reproduzierbarkeit der Messergebnisse bei elliptischen Elementen beobachten. Da elliptische Elemente im Idealfall eine symmetrische Form haben, ist nicht festgelegt, ob die Elemente über einen „C“- oder „S“- Zustand schalten. Auch wenn die Randrauhigkeit bei den elliptischen Elementen deutlich reduziert worden ist, konnten Strukturierungsdefekte

die Form der Elemente dermassen beeinflussen, dass sich in Abhängigkeit von der Art der Randdefekte und in Abwesenheit eines H_y - Feldes ein „C“- bzw. ein „S“- Zustand bildet. Wurde aber ein kleines H_y - Feld angelegt, so richteten sich die Abschlussdomänen beim Ummagnetisieren parallel aus, und das Element wurde über einen „S“- Zustand geschaltet. Da aus messtechnischen Gründen die parallele Ausrichtung des Magnetfelds mit der leichten Richtung der weichmagnetischen Schicht und der Magnetisierungsrichtung der hartmagnetischen Schicht selten gegeben war, gab es zusätzlich einen kleinen Beitrag zum Biasfeld. Deswegen wurde bis auf wenige Ausnahmen das Schalten des Elements mit der Bildung eines „S“- Zustands beobachtet. Das Schaltverhalten der elliptischen TMR Elemente mit unterschiedlichen Grössen und mit unterschiedlichen Aspektverhältnissen wurde anhand der gemessenen Minor Loops untersucht, wobei die Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses zu dessen Verständnis beitrugen, und in Kap.4.6 mit dem Schaltverhalten des Stoner - Wohlfarth Teilchens verglichen werden.

Die besten Übereinstimmungen zwischen experimentellen und simulierten Ergebnissen wurden für $400 \times 200nm^2$ grosse, elliptische TMR Elemente gefunden. Die Abhängigkeit der experimentellen Minor Loops und der simulierten Hysteresekurven von H_y ist in Abb.4.22 dargestellt, wobei für die Simulationen die in Abb.4.23 abgebildete Form des Elements benutzt wurde. Die Kurven haben die für die Anwendung erwünschte rechteckige Form. Aus Abb.4.24, die die relevanten Phasen des Ummagnetisierungsvorgangs bei $H_y = 0 Oe$ darstellt, erkennt man, dass die Magnetisierung nach der Bildung des „S“- Zustands in der Ebene gedreht wird. Mit ansteigendem H_y - Feld nehmen die Schaltfelder stark ab, was anhand der Astroide in Abb.4.26 beobachtet werden kann, weil durch das Anlegen eines Biasfeldes die Rotation der Magnetisierung begünstigt wird, wie es in Abb.4.25 für $H_y = 100 Oe$ gezeigt wird. Die Mitte der Astroide ist wegen der Kopplungseffekte mit der hartmagnetischen Schicht um $(-10 Oe, -10 Oe)$ verschoben. Die Stufe in Abb.4.22(b) bei hohen H_y kommt dadurch zustande, dass die Drehung der Magnetisierung an einer Einkerbung auf der rechten Seite des

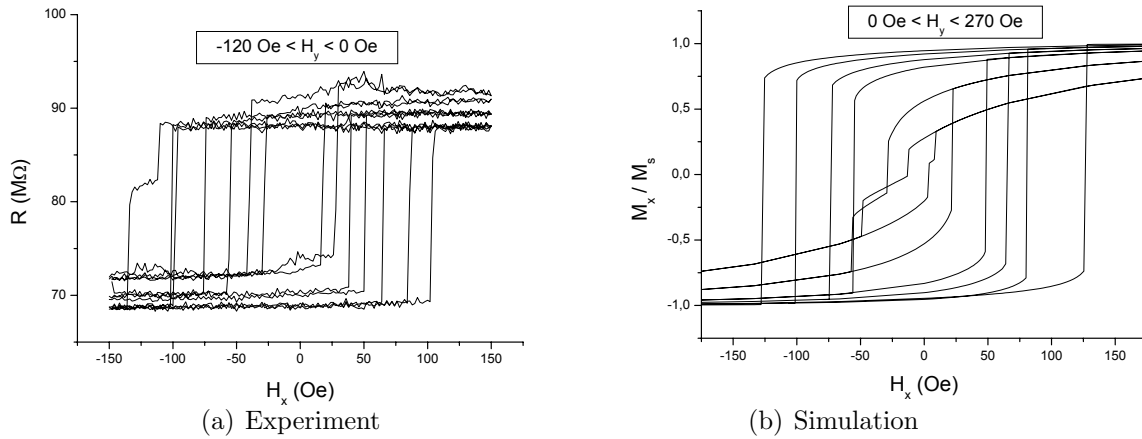


Abbildung 4.22: Abhängigkeit der Schaltkurven vom angelegten H_y - Feld. Eine Kurve entspricht einer Messung (a) bzw. einer Simulation (b) bei einem H_y - Wert, wobei dieser schrittweise erhöht wird. Für $H_y = 0 \text{ Oe}$ in (a) und (b) ist das Schaltfeld maximal, für $H_y = -120 \text{ Oe}$ in (a) bzw. $H_y = 270 \text{ Oe}$ in (b) ist das Schaltfeld minimal.

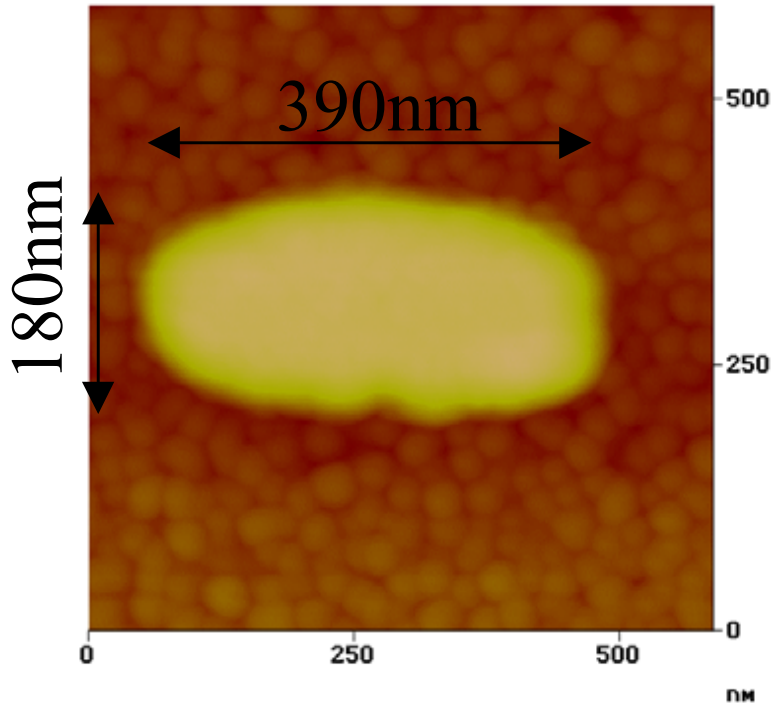
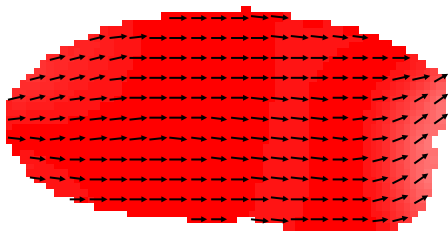
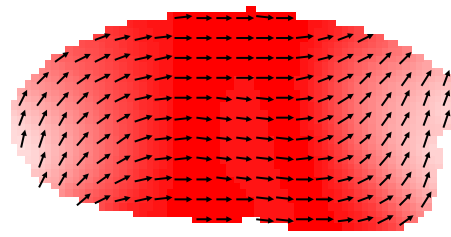


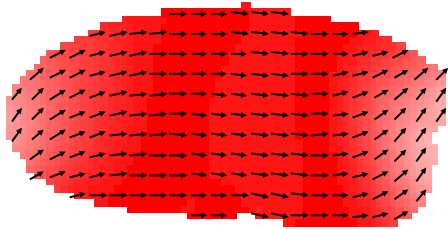
Abbildung 4.23: Die Topographie eines elliptischen TMR Elements.



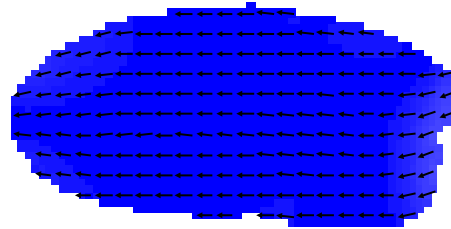
(a) $H_x = 0 \text{ Oe}$



(c) $H_x = -125 \text{ Oe}$

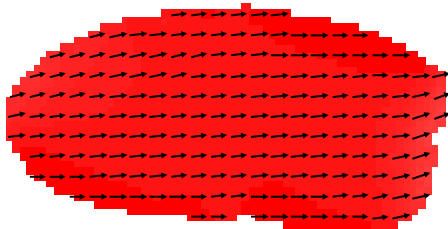


(b) $H_x = -100 \text{ Oe}$

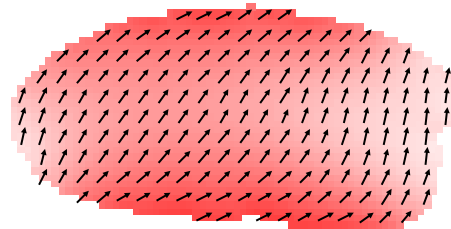


(d) $H_x = -126 \text{ Oe}$

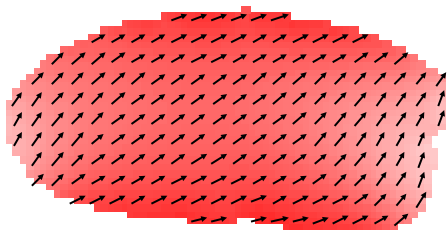
Abbildung 4.24: Der Ummagnetisierungsverlauf eines $380 \times 190 \text{ nm}^2$ elliptischen Elements bei $H_y = 0 \text{ Oe}$.



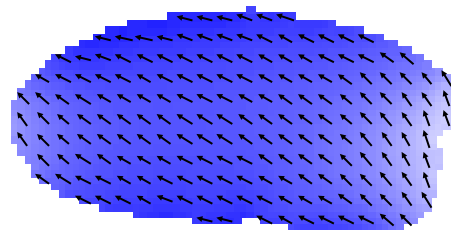
(a) $H_x = 600 \text{ Oe}$



(c) $H_x = -44 \text{ Oe}$



(b) $H_x = 0 \text{ Oe}$



(d) $H_x = -45 \text{ Oe}$

Abbildung 4.25: Der Ummagnetisierungsverlauf eines $380 \times 190 \text{ nm}^2$ elliptischen Elements bei $H_y = 100 \text{ Oe}$.

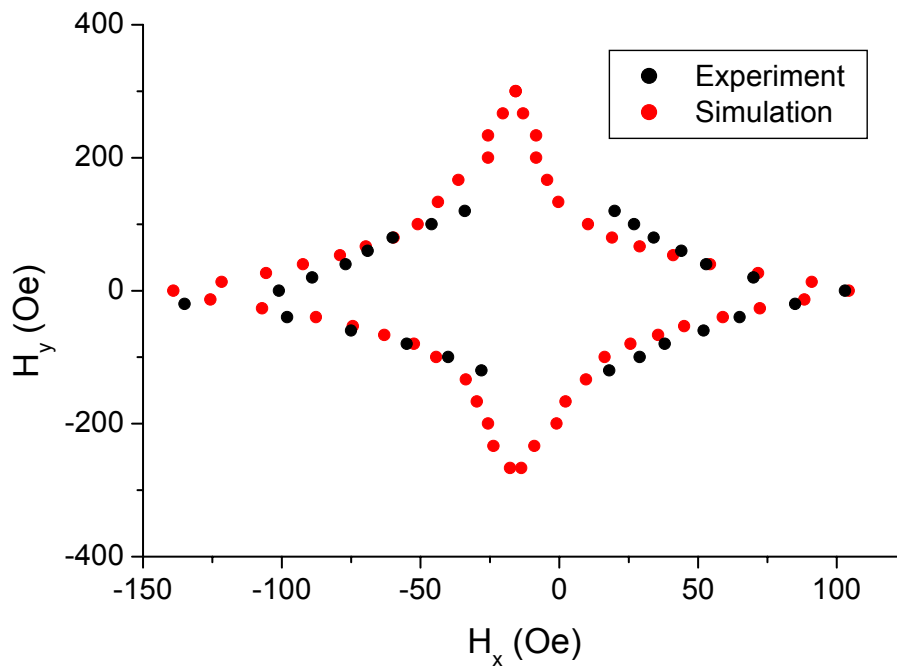
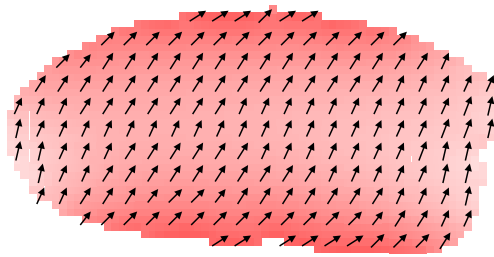
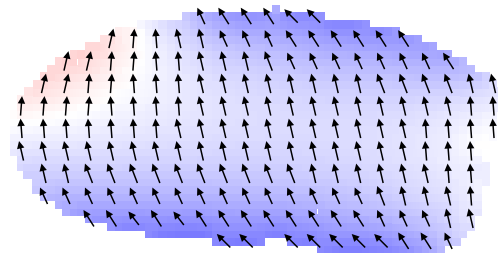


Abbildung 4.26: Die Astroide des $400 \times 200nm^2$ elliptischen TMR Elements.

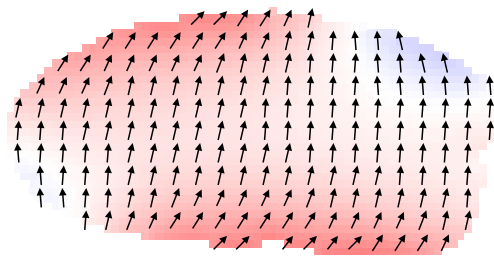
des Elements behindert wird. Dieses Verhalten wird mit ansteigendem H_y immer deutlicher ausgeprägt, da die homogene Rotation der Magnetisierung durch die Randdefekte gestört wird. Ein unterschiedlicher Hystereseverlauf beim Hin- und Rücklauf kann beobachtet werden. Dies kann veranschaulicht werden, indem die Ummagnetisierungsprozesse in beide Richtungen für $H_y = 270 Oe$ miteinander verglichen werden. In Abb. 4.27 dreht sich die Magnetisierung im unteren Teil des Elements bereits bei einem kleinen, noch positiven Feld, was auf eine Vorzugsrichtung im Element hindeutet, die von der Formanisotropie hervorgerufen werden kann. Anschliessend dreht sich die Magnetisierung im restlichen Teil des Elements, ohne dass sich stabile Zwischenzustände herausbilden. In Abb.4.28 ist es umgekehrt, erst dreht sich die Magnetisierung im oberen Teil, anschliessend im unteren. Da für die Rotation der Magnetisierung im unteren Teil ein höheres Magnetfeld erforderlich ist, zeigt die Hysteresekurve eine Stufe. Die Magnetisierungsverteilungen in Abb.4.27 können mit einem senkrecht zur leichten Richtung des Elements stehenden „S“- Zustand und in Abb.4.28 mit einem „C“- Zustand beschrieben werden. Die asymmetrische Form der Ecken beeinflusst das Schaltverhalten der elliptischen Elemente bei hohen H_y - Feldern.



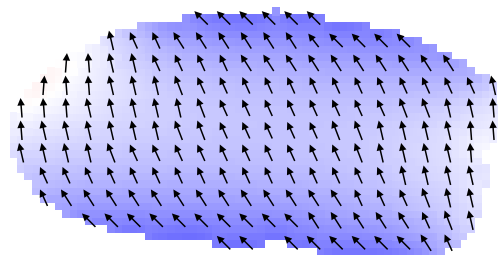
(a) $H_x = 67 \text{ Oe}$



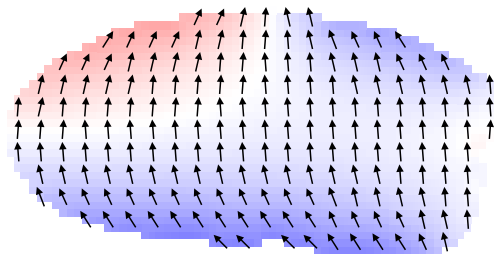
(d) $H_x = -13 \text{ Oe}$



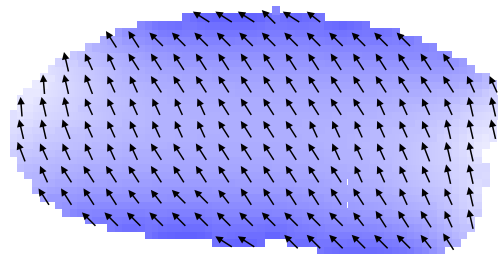
(b) $H_x = 13 \text{ Oe}$



(e) $H_x = -40 \text{ Oe}$



(c) $H_x = 0 \text{ Oe}$



(f) $H_x = -67 \text{ Oe}$

Abbildung 4.27: Der Ummagnetisierungsverlauf eines $380 \times 190 \text{ nm}^2$ elliptischen Elements bei $H_y = 270 \text{ Oe}$.

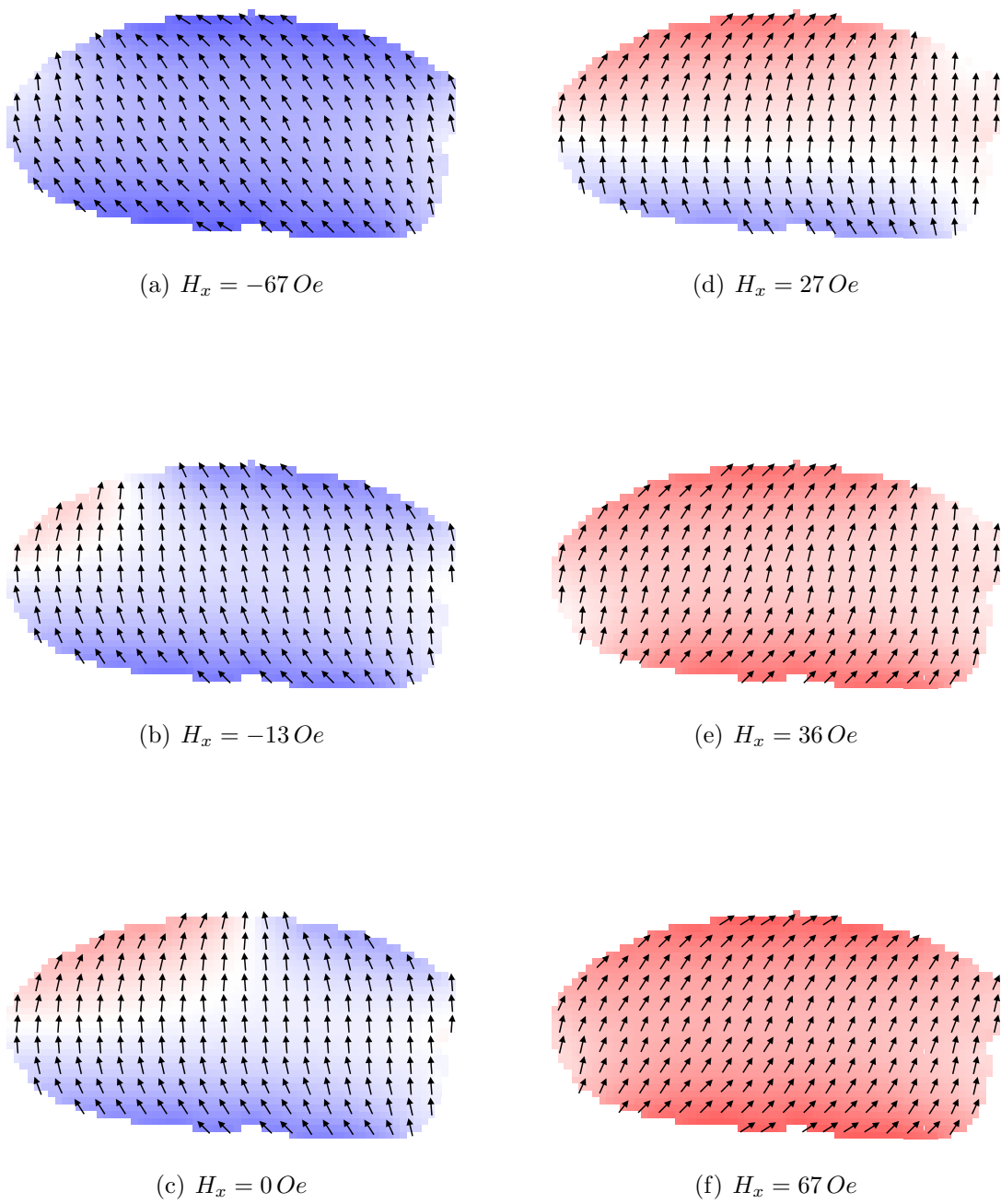


Abbildung 4.28: Der Ummagnetisierungsverlauf eines $380 \times 190 \text{ nm}^2$ elliptischen Elements bei $H_y = 270 \text{ Oe}$.

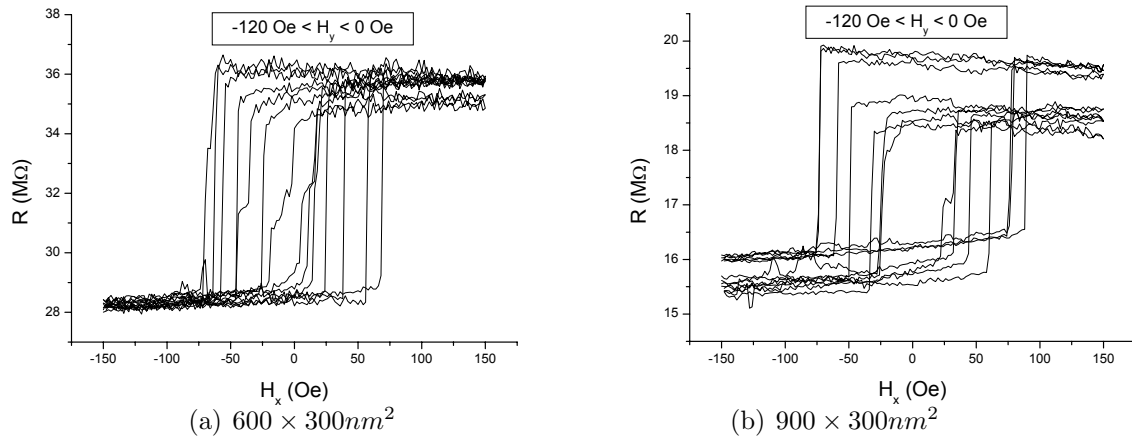


Abbildung 4.29: Abhängigkeit der Schaltkurven vom angelegten H_y - Feld für elliptische Elemente mit unterschiedlichem Aspektverhältnis.

Das oben beschriebene Schaltverhalten wird auch bei den elliptischen Elementen mit den Abmessungen $600 \times 300 \text{ nm}^2$ und $900 \times 300 \text{ nm}^2$ beobachtet, wobei die rechteckige Form der Minor Loops bei diesen Elementen beibehalten wird (Abb.4.29). Einige Elemente, wie z.B. in Abb.4.29(a), zeigten stufenartige Schaltkurven bei hohen H_y . Dies ist auf das Pinning der Magnetisierung an den

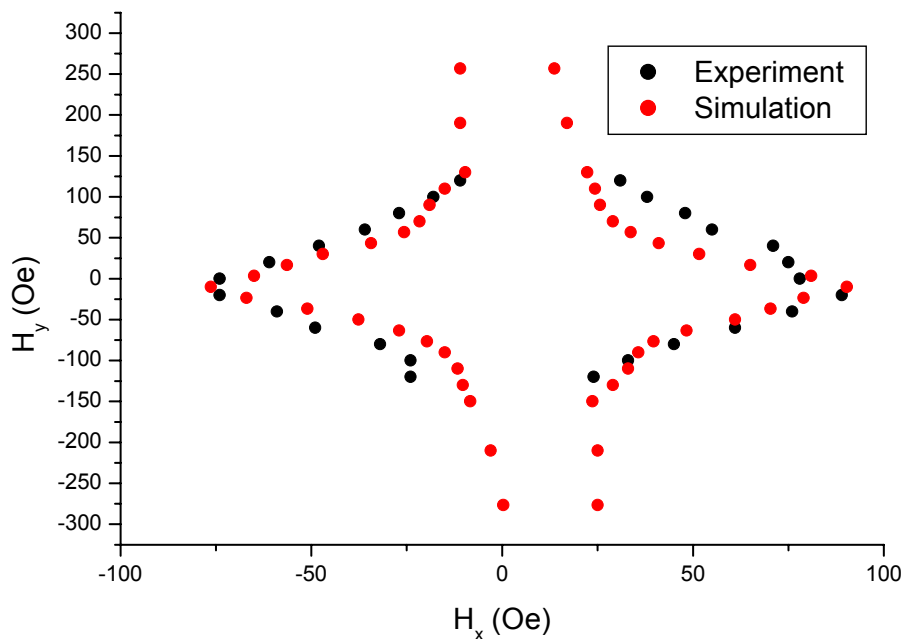


Abbildung 4.30: Die Astroide eines $900 \times 300 \text{ nm}^2$ elliptischen TMR Elements.

Randdefekten während der Rotation zurückzuführen, was bereits für kleinere Elemente diskutiert worden ist. Auch diese Elemente zeigten gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der Simulation. In Abb.4.30 sind experimentelle und simulierte Astroiden miteinander verglichen, wobei sie aufgrund der Kopplungseffekte mit der hartmagnetischen Schicht um $(7 Oe, -10 Oe)$ verschoben sind. Zusammenfassend finden die Ummagnetisierungsprozesse in elliptischen TMR Elementen durch eine homogene Rotation der Magnetisierung statt, wobei Abweichungen von einer homogenen Rotation erst bei sehr hohen H_y - Feldern beobachtet werden, die auf die reale, nicht perfekt symmetrische Form zurückzuführen sind. Nichtsdestotrotz kann das Ummagnetisierungsverhalten der elliptischen Elemente mit dem Stoner - Wohlfarth Modell für eindomänige Teichen erfolgreich gedeutet werden, wie dies in Kap.4.6 ausgeführt wird.

4.4.3 Abgeschnittene Ellipsen

Eine für die Anwendung sehr interessante Form ist die von Arrott[101] vorgeschlagene Elementform. Dabei soll ausgehend von der elliptischen Form ein Teil der Fläche entlang der leichten Richtung weggeschnitten werden. Die entstehende Asymmetrie des Elements hat zur Folge, dass sich bei $H_y = 0$ immer ein „C“- Zustand ausbildet, so wie es bei den trapezförmigen Elementen der Fall war (Kap.4.4.2). Doch nach dem Anlegen eines $H_y = 10 - 20 Oe$ bildet sich ein „S“- Zustand. Bei der Anwendung als MRAM - Zelle wird das TMR Element tatsächlich durch ein zusätzliches H_y - Feld geschaltet werden. Dieses Verhalten wird für die elliptischen TMR Elemente mit dem abgeschnittenen Rand gewährleistet, was anhand der in Abb.4.31(a) dargestellten Astroide, die für das in Abb.4.32 abgebildete $260 \times 190 nm^2$ TMR Element simuliert wurde, bestätigt wird. Für $H_y < 10 Oe$ sind die Schaltfelder $H_c \approx 100 Oe$, das Element kann also durch die magnetischen Störfelder nicht geschaltet werden, weil die im MRAM verwendete Zuleitungen wegen der begrenzten Abmessungen der Leiterbahnen

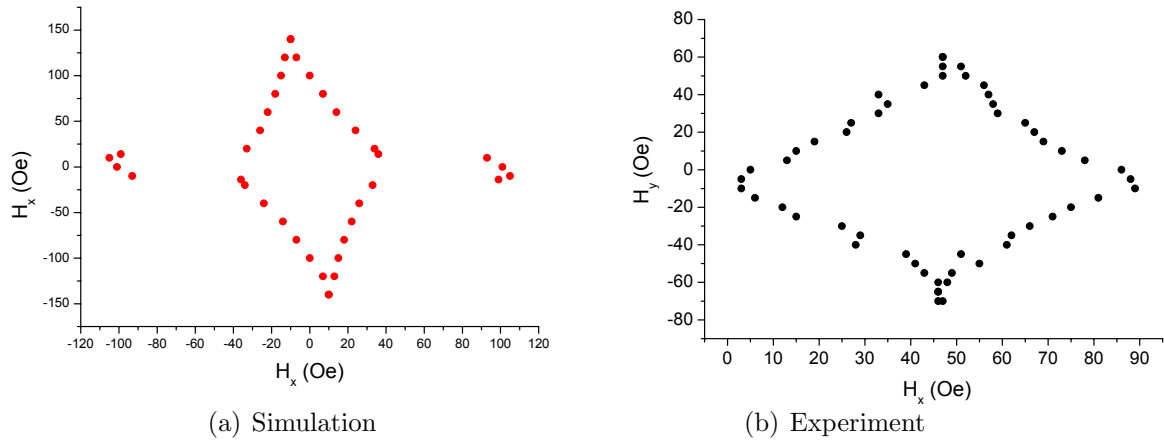


Abbildung 4.31: Die Astroiden eines $260 \times 190 \text{nm}^2$ TMR Elements, dessen Topographie in Abb.4.32 abgebildet ist.

ein Magnetfeld im Bereich $H \approx 50 \text{Oe}$ liefern sollen. Für $H_y > 15 \text{Oe}$ nehmen die Schaltfelder $H_c < 40 \text{Oe}$ stark ab, so dass sie technologisch ohne Probleme erreicht werden können. In Abb.4.31(b) ist die gemessene Astroide des in Abb.4.32 abgebildeten Elements dargestellt. Wegen der Kopplungseffekte mit der hartmagnetischen Schicht ist die Mitte der Astroide um $(46 \text{Oe}, -10 \text{Oe})$ verschoben. Wegen des zusätzlichen H_y - Feldes, auf dessen Anwesenheit die Verschiebung

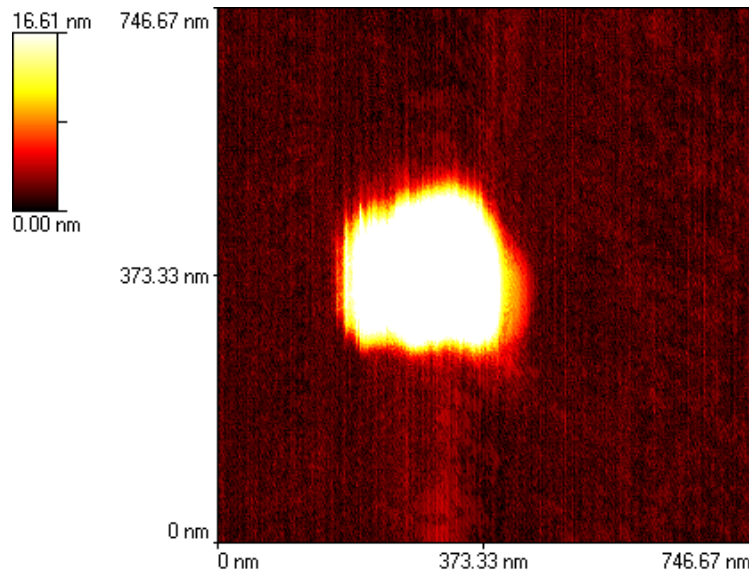


Abbildung 4.32: Die Topographie eines $260 \times 190 \text{nm}^2$ annäheren elliptischen TMR Elements mit abgeschnittenen Rand entlang der leichten (Mess-) Richtung.

der Astroide entlang der H_y - Achse hindeutet, und das durch die Missorientierung der Magnetfeldrichtung mit der leichten Richtung des Elements oder der Magnetisierungsrichtung des Afis entsteht, kann das Schalten über einen „C“-Zustand, das durch hohe Schaltfelder gekennzeichnet wird, nicht beobachtet werden. Mit ansteigendem H_y - Feld nehmen die Schaltfelder schnell ab, so wie es in der Simulation beobachtet wurde. Zwar stimmen die gemessene und die simulierte Astroide nicht exakt überein, doch wenn man berücksichtigt, dass in der Simulation keine Kopplungseffekte simuliert wurden, und dass wegen der begrenzten Auflösung der AFM - Spitze, deren Durchmesser in diesem Fall $d \approx 100nm$ war, die Abmessungen des Elements mit einem relativ grossen Fehler bestimmt wurden, dann ist das Ergebnis zufriedenstellend.

Die Benutzung der abgeschnittenen Form der Ellipsen erlaubte es, Elemente mit einem sehr kleinen Aspektverhältnis ($< 1,5$) herzustellen, die sehr gute, reproduzierbare Eigenschaften des magnetischen Schaltverhaltens zeigten. Ausserdem liessen sich die Schaltfelder im Vergleich zu den trapezförmigen Elementen deutlich reduzieren, was für die Anwendung sehr vorteilhaft ist.

4.4.4 Andere Polygone

Das Schaltverhalten rechteckiger, hexagonaler und oktogonaler Strukturen wurde untersucht und geringe oder keine Reproduzierbarkeit der Ergebnisse festgestellt. Da die rechteckige Form der Elemente in der Herstellung am einfachsten zu erreichen ist, haben bereits viele Autoren[44, 40, 74, 51, 102, 103, 104, 105] von Untersuchungen des Ummagnetisierungsverhaltens rechteckiger TMR Elemente im μm und sub- μm berichtet. Die meisten kommen zum gleichen Ergebnis, das in Kap.1.1.3 diskutiert wurde, nach dem sich zwei unterschiedliche Arten der Abschlussdomänen beim Ummagnetisieren ausbilden können. Demzufolge müssen zwei nacheinander durchgeführte Messungen eines rechteckigen Elements nicht denselben Verlauf haben, da sich abwechselnd „C“- und „S“- Zustände bil-

den können. In Abb.4.33 sind drei nacheinander gemessene Minor Loops eines $1000 \times 500nm^2$ rechteckigen TMR Elements dargestellt, wobei sich die einzelnen Messungen deutlich voneinander unterscheiden. Hinzu kommt, dass bei allen rechteckigen Elementen stufenartige Minor Loops gemessen wurden. Es konnte also keine Reproduzierbarkeit der Messergebnisse festgestellt werden. Aus diesem Grund wurden keine weiterführenden Untersuchungen, die das Verständnis vom Schaltverhalten der rechteckigen TMR Elemente vertiefen könnte, durchgeführt. In [40] wurde ein Überblick über die möglichen Ummagnetisierungsprozesse in rechteckigen Elementen gegeben.

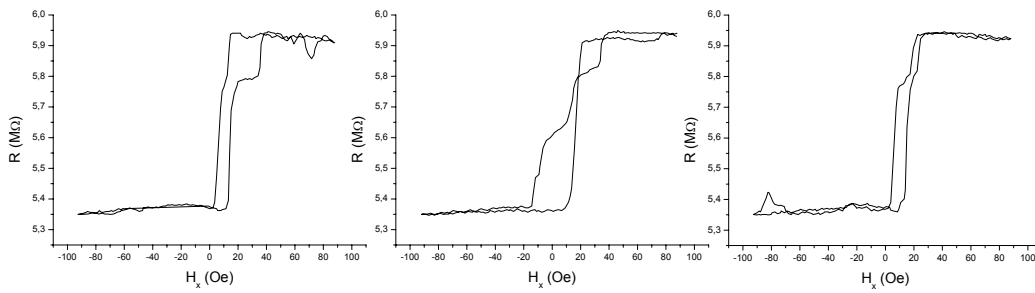


Abbildung 4.33: Minor Loops eines $1000 \times 500nm^2$ rechteckigen Element, die unmittelbar nacheinander gemessen wurde.

Bei den hexagonalen Strukturen führte die durch die Lithographie bedingte Abrundung der Ecken teilweise zu einer deutlichen Abweichung der Form der Elemente von der Idealform. Die hinzukommende Randrauhigkeit machte die Form und damit auch das Schaltverhalten nicht reproduzierbar, was durch die Erhöhung der Formanisotropie verbessert werden konnte. Die in Abb. 4.9 bereits gezeigten Astroiden der Elemente mit dem Aspektverhältnis von 3 unterscheiden sich abgesehen von den Schaltfeldern für kleine H_y wenig voneinander. Anhand eines Beispiels kann das für längliche, hexagonale Elemente typische Schaltverhalten erklärt werden. In Abb.4.34 ist der am häufigsten aufgetretene Fall dargestellt. Wie in Abb.4.35(a) gesehen werden kann, hat der Minor Loop in eine Richtung eine Stufe, die auf die Bildung einer Domänenwand im Element hin-

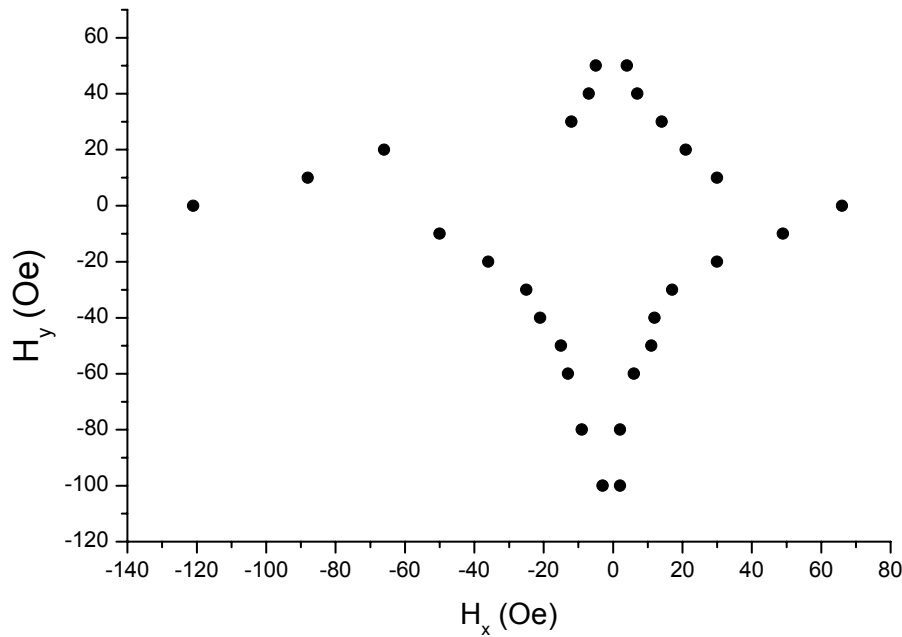


Abbildung 4.34: Die Astroide eines $900 \times 300nm^2$ hexagonalen TMR Elements.

weist. Wird das Element in die andere Richtung ummagnetisiert, so bildet sich keine Stufe. So erhält man in Abhängigkeit von der Ummagnetisierungsrichtung abwechselnd einen „C“- und einen „S“- Zustand. Seltener wurde beobachtet, dass einige Elemente in beide Richtungen über die Bildung des „C“- Zustands schalteten. Die nach der Bildung des „C“- Zustands entstehende Domänenwand wird an den Randdefekten gepinnt, deren Form das Schaltfeld beeinflussen, bei dem die Domänenwand aus dem Element verdrängt wird. Deswegen variieren die Schaltfelder für kleine H_y stark. Nach dem Anlegen eines zusätzlichen Biasfeldes $H_y = 20 - 30 Oe$ in Abb.4.35(b) wird das Ummagnetisieren des Element nach der Bildung des „S“- Zustands begünstigt. Damit lässt sich die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse verbessern.

Mit abnehmendem Aspektverhältnis nimmt auch die Reproduzierbarkeit ab, so dass bei dem Aspektverhältnis von 1 nahezu keine nennenswerte Gemeinsamkeiten zwischen den Minor Loops der unterschiedlichen Elemente erkannt werden konnten. Da, wie es bereits angesprochen wurde, die Randrauhigkeit die Form der Elemente so verändert, dass durch die Erhöhung der Formanisotropie eine

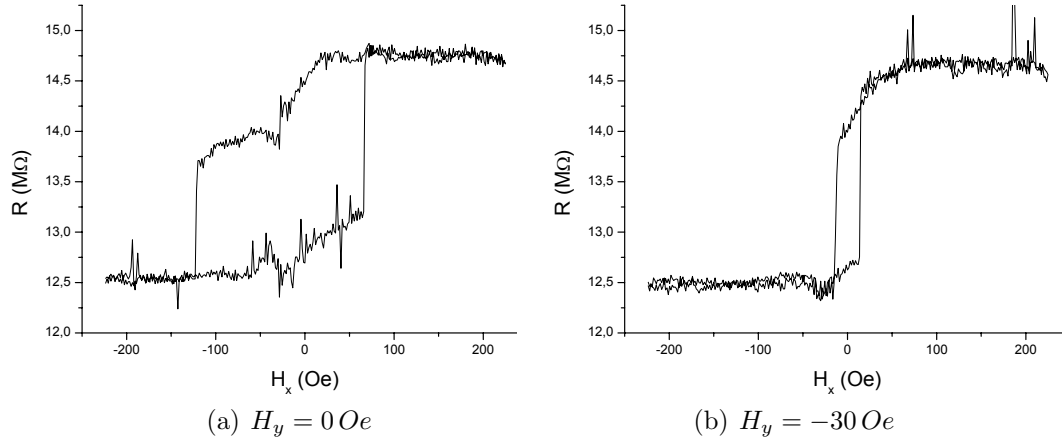


Abbildung 4.35: Minor Loops eines $900 \times 300 \text{ nm}^2$ hexagonalen TMR Elements nach dem Anlegen keines bzw. eines H_y - Feldes.

unerwünschte leichte Richtung erzeugt wird. Diese hängt noch von der Art des Defekts ab (vgl. Abb.4.6(b)). Das Ummagnetisieren eines Elements kann dann durch einen der drei möglichen Ummagnetisierungsprozesse beschrieben werden. In den Abb.4.5 und 4.7 ist der Fall dargestellt, bei dem die Domänenwand, die nach der Bildung eines „C“- Zustands entsteht, an einem Randdefekt gepinnt wird. Dabei erhält man die typische Schaltkurve, die durch einen langsamen, linearen Abfall bzw. Anstieg der Magnetisierung in Magnetfeldrichtung gekennzeichnet wird. Dies wird durch Minor Loops von Elementen, die solches Schaltverhalten zeigen, in Abb.4.36(a) bestätigt. Die Schaltfelder betragen dabei etwa 100 Oe und sind deutlich kleiner als in der Simulation. Aus dem Vergleich der Form des Elements aus Abb.4.6(a) und 4.7 sieht man, dass eine Stufe an der unteren Kante des Elements bei der Simulation durch die Volumendiskretisierung erzeugt wird. Die Topographie des Elements zeigt dagegen einen fließenden Verlauf. Deswegen sind die Schaltfelder in der Simulation grösser. Durch die Wahl einer kleineren Zellgrösse wird die Stufe geglättet, und die Schaltfelder nehmen wie erwartet ab. Die Bildung der Domänenwand kann durch das Anlegen eines zusätzlichen Biasfeldes vermieden werden. So zeigt die Ummagnetisierungskurve in Abb.4.36(b) bei $H_y = 25 \text{ Oe}$ einen nahezu hysteresefreien Verlauf.

Eine andere Möglichkeit zu Schalten bietet der Fall, bei dem die leichte Rich-

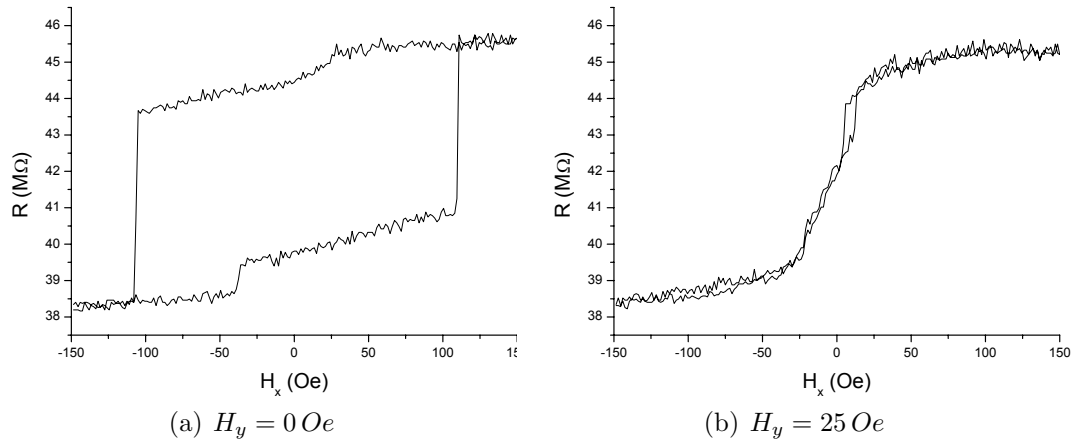


Abbildung 4.36: Die Form des Minor Loops mit und ohne Biasfeld eines $300 \times 300 \text{ nm}^2$ hexagonalen TMR Element.

tion des Elements schräg zu der Magnetisierungsrichtung der hartmagnetischen Schicht und damit zur H_x - Richtung liegt. Dies kann an der in der Ebene gedrehten Astroide in Abb.4.37(a) erkannt werden, wobei der Drehwinkel der Winkel zwischen der H_x - und der leichten Richtung des Elements ist. Während des Ummagnetisierungsvorgangs wird die Magnetisierung in der Ebene gedreht, wobei die Schaltfelder etwa 30 Oe betragen. Die Schaltkurve in Abb.4.37(b) ist durch einen Anstieg bzw. Abfall der Magnetisierung vor dem Ummagnetisieren gekenn-

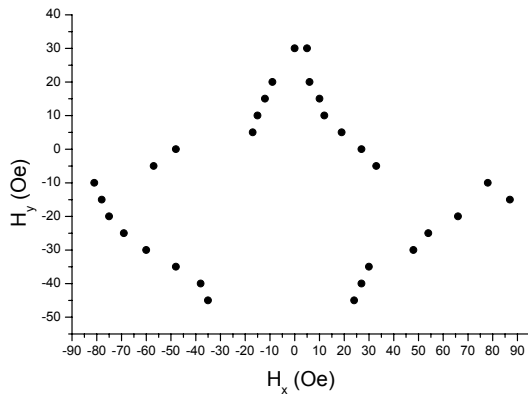


Abbildung 4.37: Das Schaltverhalten eines $300 \times 300 \text{ nm}^2$ hexagonalen TMR Elements, dessen leichte Richtung von der H_x - Richtung um den Drehwinkel der Astroide abweicht. Die Astroide ist nicht vollständig, da das Element während der Messungen irreparabel beschädigt wurde.

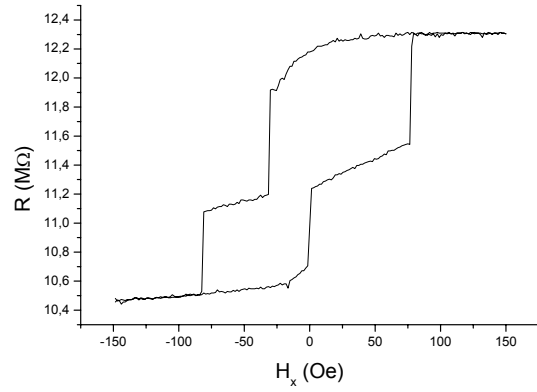
zeichnet, der mit der Drehung der Magnetisierung aus der leichten Richtung in Feldrichtung zu erklären ist.

Der letzte mögliche Ummagnetisierungsprozess ist durch die Bildung stabiler Zwischenzustände charakterisiert. Ähnlich, wie es in Abb.4.8 dargestellt wurde, wird die Magnetisierung nach der Bildung eines „S“- Zustands gedreht. Doch es wird nicht das ganze Element ummagnetisiert, sondern nur ein Teil, wobei im anderen Teil die Richtung der Magnetisierung beibehalten wird. Es kommt zur Bildung eines senkrecht zur Magnetfeldrichtung stehenden „C“- Zustands, der erst bei höheren Feldern (etwa $80 Oe$) geschaltet wird. Die Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses zeigten eine leichte Richtung in den Elementen, die senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes standen. In Abb.4.38(b) ist der für diesen Elemententyp charakteristische Minor Loop abgebildet, der durch die Bildung eines Plateaus gekennzeichnet wird. Zusätzlich zeigt die simulierte Astroide des Elements aus Abb.4.38(a) die Richtungsabhängigkeit vom H_y - Feld. Je nachdem, ob ein positives oder negatives Biasfeld angelegt wurde, kann die Bildung des Zwischenzustandes begünstigt oder verhindert werden. In Abb.4.38(c) und 4.38(d) sind die Minor Loops für $H_y = 30 Oe$ und $H_y = -45 Oe$ abgebildet, die sich voneinander unterscheiden.

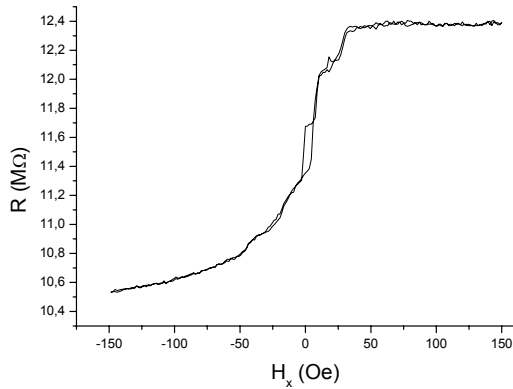
Insgesamt lässt sich über das Schaltverhalten der TMR Elemente mit hexagonaler Form Folgendes aussagen: Die spitzen Ecken können aus lithographischen Gründen nicht exakt hergestellt werden, so dass die Form der Elemente nicht reproduzierbar hergestellt werden konnte. Das Schaltverhalten wurde hauptsächlich von Randdefekten dominiert und konnte erst nach der Erhöhung der Formanisotropie in Feldrichtung und nach dem Anlegen eines zusätzlichen Biasfeldes verbessert werden. In Abwesenheit eines Biasfeldes blieb das Schaltverhalten auch bei den länglichen Elementen nicht reproduzierbar, womit diese für die Anwendung nicht geeignet scheinen. Auch andere Arbeitsgruppen [106] haben das Schaltverhalten hexagonaler TMR Elemente untersucht und kommen zu demselben Ergebnis.



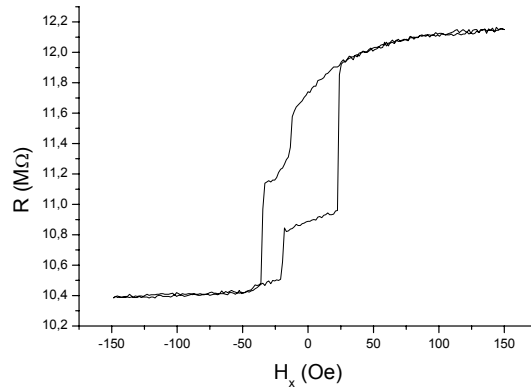
(a) Astroide



(b) $H_y = -10$ Oe



(c) $H_y = 30$ Oe



(d) $H_y = -45$ Oe

Abbildung 4.38: Das Schaltverhalten eines $300 \times 300 \text{nm}^2$ hexagonalen Elements, das mit den Simulationen aus Abb.4.8 erklärt werden kann.

Das Schaltverhalten der TMR Elemente mit einer oktogonalen Form zeigt gar keine Reproduzierbarkeit. Die durch die Herstellung bedingte Abrundung der Ecken und die durch die Randrauhigkeit deformierte Form ermöglichen die Bildung einer Vielzahl an Ausgangszuständen. Da sich die einzelnen Messungen an einigen Elementen unter gleichen Bedingungen voneinander unterschieden haben, war es nicht sinnvoll eine detaillierte Unterteilung der möglichen Ummagnetisierungsprozesse untereinander vorzunehmen.

Wie es sich später gezeigt hat, hatten sich die elliptischen TMR Elemente mit annähernd gleichen, aber noch einfacheren Form durch weitaus bessere Schalteigenschaften bewährt. Daraufhin bildeten sie den Kern der detaillierten Untersuchungen.

4.4.5 Dots

Eine interessante Aufgabenstellung ist es, die Grösse der Elemente zu bestimmen, bei der diese eindomänig werden[107]. Dazu wurden kreisförmige Dots, die keine Anisotropie hatten, mit abnehmendem Durchmesser $d < 200nm$ hergestellt. Die Grösse der kleinstmöglichen Elemente wurde durch das Lithographieverfahren begrenzt. Da der Durchmesser der AFM- Spitze teilweise grösser als die Elementausdehnung war, konnte die Grösse der Elemente nicht mehr fehlerfrei mit dem AFM gemessen werden. Dazu wurden alternativen Messmethoden verwendet. Mit dem SEM konnte die Grössenverteilung und die Lage dieser TMR Elemente auf der Probe charakterisiert werden. Zusätzlich wurden auf der gleichen Probe grössere Elemente hergestellt, deren laterale Abmessungen eindeutig bestimmt werden konnte. Anhand der bekannten Fläche des Elements und des gemessenen elektrischen Widerstands konnte der Flächenwiderstand der Barriere auf dieser Probe ausgerechnet werden und für die Bestimmung der Dotfläche benutzt werden. Für die Bestimmung des Flächenwiderstands eigneten sich am besten Quadrate mit Kantenlänge $100nm$ und $300nm$. Diese Methode versagte bei Elementen mit einem Durchmesser $d \approx 100nm$, da nicht mehr vorausgesetzt werden konnte, dass nur das Element mit der Spitze kontaktiert wurde. Der Widerstand und der TMR Effekt bei einigen Elementen war deutlich kleiner, als man es aus der Kenntnis des Flächenwiderstands erwarten würde, was auf die Anwesenheit eines zusätzlichen, parallelen Widerstands hinweist, der durch die Kontaktierung der unteren Elektrode mit der Spitze entsteht. In Abb.4.39 sind zwei unter gleichen Bedingungen durchgeführte Messungen desselben Elements dargestellt, jedoch wurde die zweite Messung nach mehrmaligem Kontaktieren und Scannen des Elements durchgeführt. Da mit der Spitze das leitfähige Material von der Oberfläche abgetragen werden kann, können an den Rändern des Elements leitfähige Pfade entstehen, die aber hochohmig sind. Wenn in der zweiten Messung der parallele Widerstand $R_{par} = 6,3 M\Omega$ dazuaddiert wird, ergibt

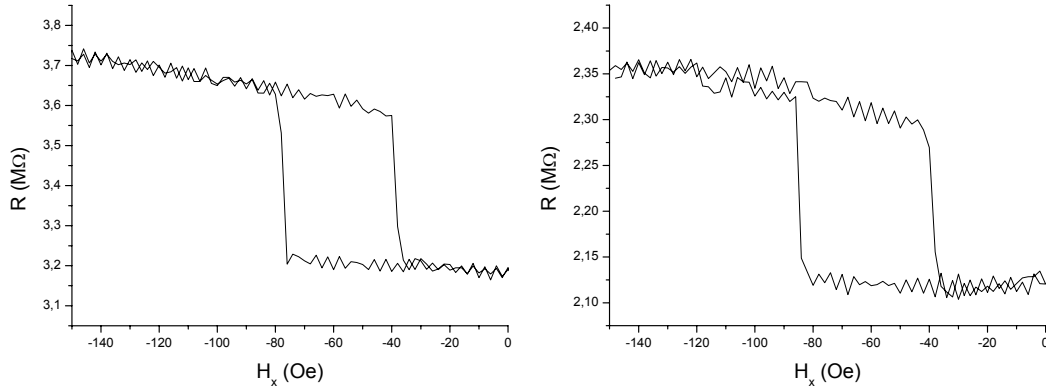


Abbildung 4.39: Die Minor Loops eines TMR Elements, bei dem durch das Auftreten eines parallelen Widerstands (rechts) der Gesamt-widerstand und der TMR Effekt erniedrigt wird.

sich exakt die der ersten Messung entsprechende Kurve. Für diese Elemente kann die Grösse anhand des Streufeldes, das von der hartmagnetischen Schicht erzeugt wird, abgeschätzt. Nach Gl.1.26 nimmt das Streufeld, das aus der Verschiebung des Minor Loops entlang H_x - Achse ausgerechnet wird, mit abnehmender Grösse des Elements zu. Vergleicht man die Streufeldstärke eines TMR Elements mit einer bekannten Grösse mit der eines TMR Element mit der zu ermittelnden Grösse, so kann diese näherungsweise ausgerechnet werden.

Bei der Herstellung der Dots mit einem Durchmesser $d = 100 - 200nm$ wurde festgestellt, dass wegen eines systematischen Hardwarefehlers im Lithographiesystem, der sich zu dem Zeitpunkt nicht beheben liess, alle Elemente einen sich wiederholenden Formdefekt erhielten. Dies führte dazu, dass bei den Elementen eine leichte Richtung in Richtung des Defekts induziert wurde (s. Abb.4.42). Dementsprechend zeigten die gemessenen Astroiden eine Drehung um etwa den gleichen Winkel. In Abb.4.40(a) ist eine für dieses Verhalten typische Astroide abgebildet, die bei einem TMR Element mit dem Durchmesser $d \approx 150nm$ gemessen wurde. Trotz der kleinen Schaltfelder $H_c \approx 30 Oe$, die wegen der sphärischen Form des Elements und der damit kleinen Formanisotropie vorliegen, haben alle Minor Loops in Abb.4.40(b) die gewünschte rechteckige Form, was auf eindomäniges Schaltverhalten hindeuten könnte.

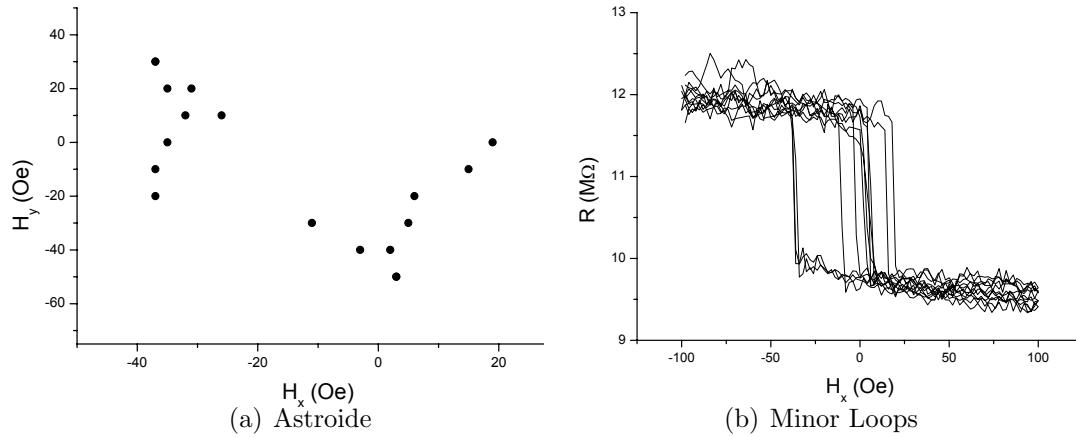


Abbildung 4.40: Die in Abhängigkeit von H_y gemessenen Minor Loops eines sphärischen TMR Elements mit einem Durchmesser $d \approx 150nm$ und die sich daraus ergebende Astroide.

Mit abnehmender Grösse der Dots nahm die Streuung der leichten Richtung zu, so dass nur für die Elemente die Astroidenmessungen möglich waren, die einen relativ kleinen Winkel mit der H_x - Richtung bilden. Für andere Elemente wurde hysteresefreie Minor Loops gemessen, also wurde dann in schwerer Richtung gemessen. In Abb. 4.41 sind die gemessene und simulierte Astroide eines in Abb.4.42 abgebildeten TMR Elements mit einem Durchmesser $d \approx 100nm$ dargestellt. Wegen der unzureichenden Auflösung des AFMs konnte nur die grobe Form

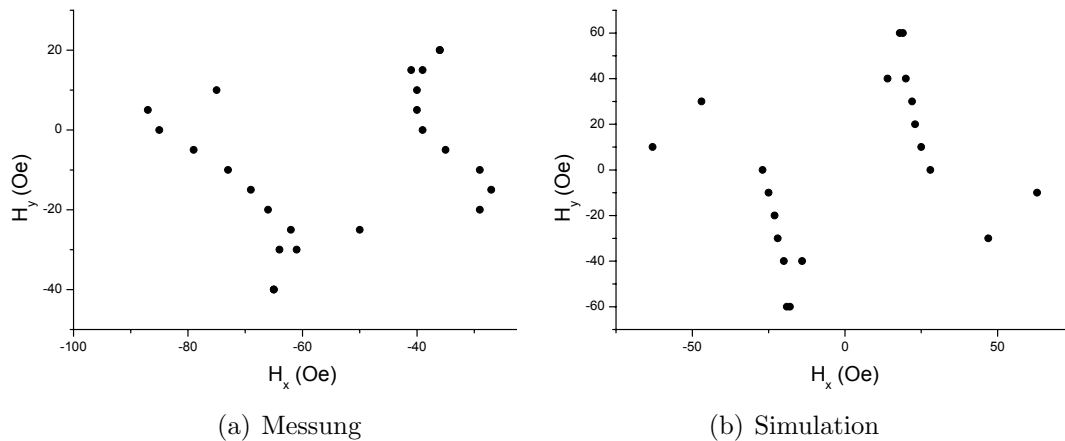


Abbildung 4.41: Die gemessene und simulierte Astroide eines TMR Elements mit $d \approx 100nm$.

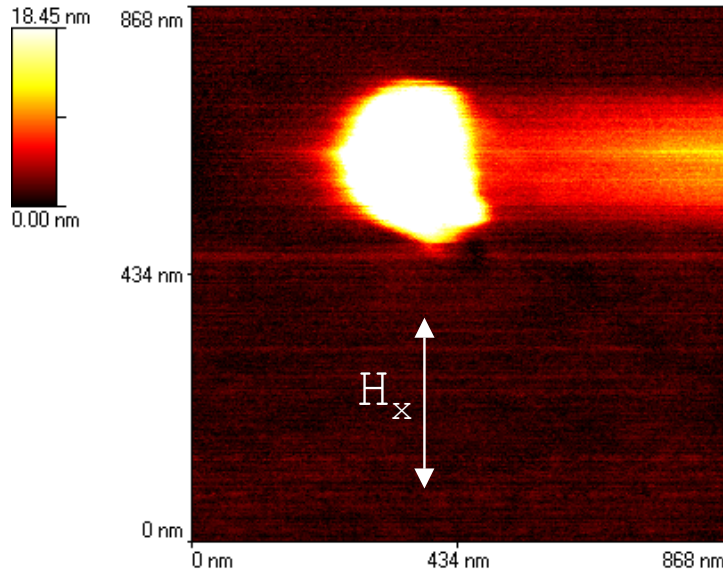
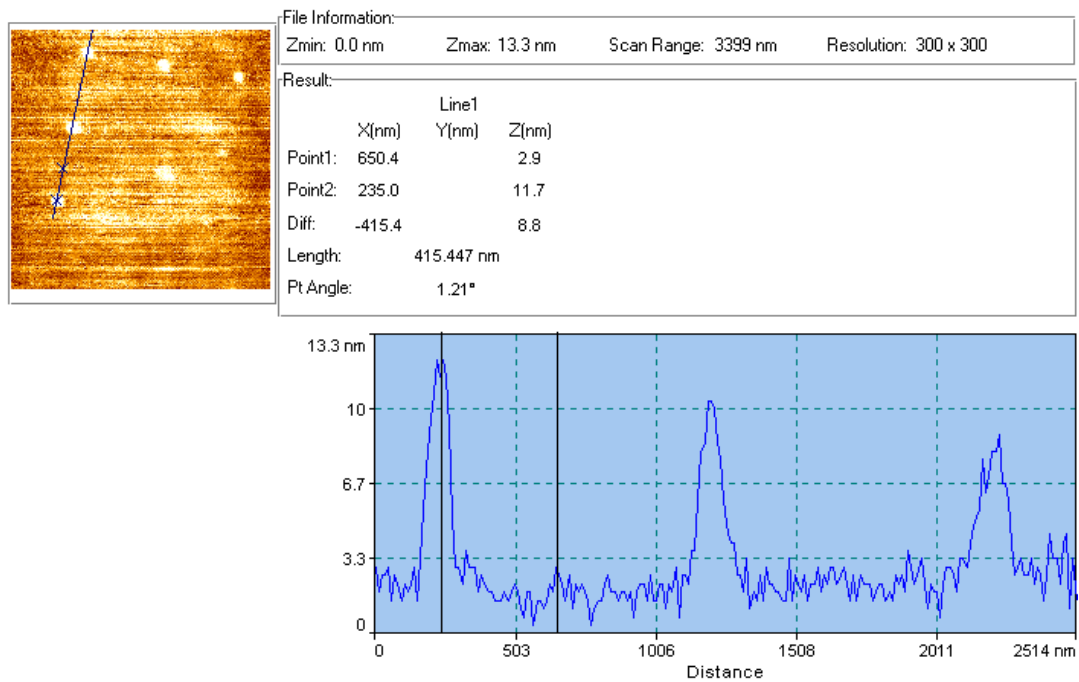
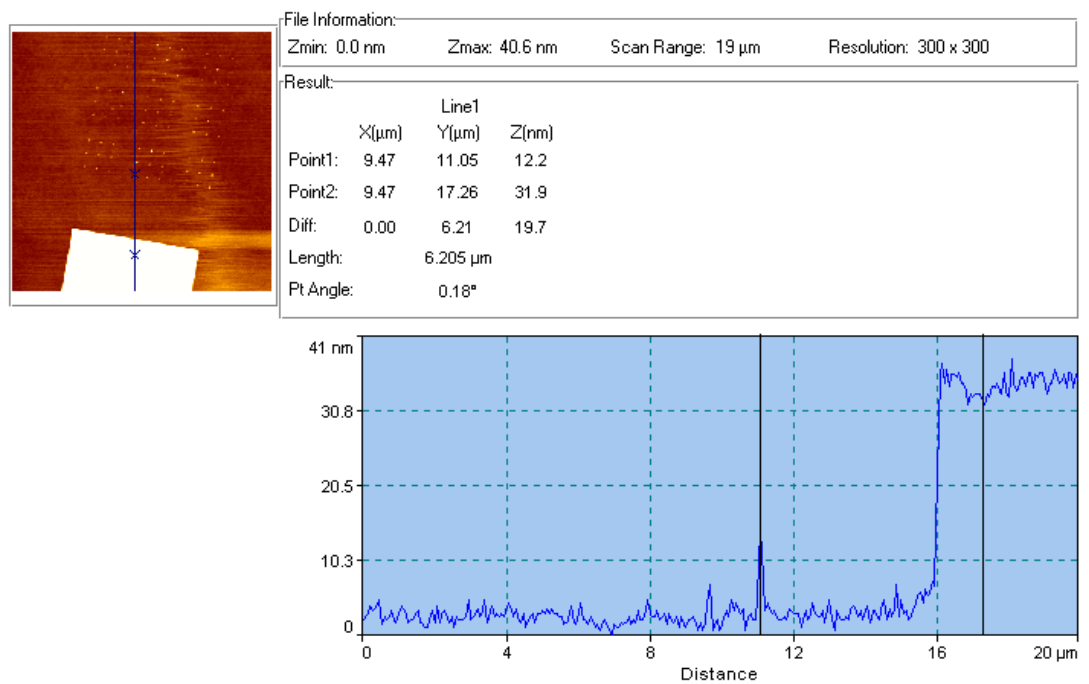


Abbildung 4.42: Die Topographie des in Abb.4.41 untersuchten TMR Elements.

des Elements, nicht aber die genauen Abmessungen festgestellt werden, die in der Simulation abgeschätzt wurden. Deswegen weichen die Schaltfelder in den beiden Astroiden voneinander ab. Doch die Form der Astroiden, die gedreht ist, ist in beiden Fällen identisch. Es hat sich im weiteren Verlauf der Messungen erwiesen, dass die erfolgreiche Kontaktierung der TMR Elemente mit $d < 100nm$ experimentell mit sehr hohen Anforderungen verbunden war. Es wurde experimentell beobachtet, dass die Kontaktschicht, die für die Kontaktierung unabdingbar ist, durch den Ätzprozess seitlich weggeätzt wurde. Anhand der Abb.4.43 kann dieses bestätigt werden, in dem die Linescans miteinander verglichen werden. Die Höhenprofile zeigen den Höhenunterschied zwischen einer $15 \times 15\mu m^2$ rechteckigen Struktur und einem Dot mit $d = 100 - 200nm$. Aus diesem Grund war die Kontaktierung der TMR Elemente, die auf die herkömmliche Weise hergestellt wurden, nicht erfolgreich. Die Benutzung niederenergetischer Ionen liessen das Ätzverfahren zwar verbessern, doch die damit verbundene, längere Ätzdauer führte dazu, dass sich in der Barriere am Rand des Elements durch Anlagerung von abgesputterten Material Brückenkontakte bilden konnten, die zur Reduktion des Flächenwiderstands führen konnten. So wurde bei dem auf diese Weise geätz-



(a) Höhenprofil der Dots mit $d = 100 - 200\text{nm}$



(b) Höhenprofil einer grossflächigen Struktur

Abbildung 4.43: Vergleich der nach dem Ätzprozess übrigbleibenden Höhe der TMR Elemente in Abhängigkeit von deren Grösse.

ten Elementen ein niedrigerer Flächenwiderstand $R \cdot A = 40 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ gemessen. Ausschlaggebend für die Grössenbestimmung bei diesen Elementen war die Stärke der Streufeldkopplung, die von der hartmagnetischen Schicht erzeugt wird, und die wegen deren starken Anstiegs mit abnehmender Grösse des Elements sehr genau messbar ist. So konnte nach dieser Methode die Grösse des Elements, dessen Minor Loop in Abb.4.44 dargestellt ist, mit $d = 60 - 70\text{nm}$ ermittelt werden. Die Messung ist zwar verrauscht, doch man erkennt eindeutig die rechteckige Form des Minor Loops und die Abwesenheit magnetischer Zwischenzustände. Trotz der Schwierigkeit einer vollständigen Messung konnte auch bei den anderen Elementen in derselben Grössenordnung, deren Messung durch Kontaktprobleme gestört war, die sprunghafte Änderung der Magnetisierung beobachtet werden.

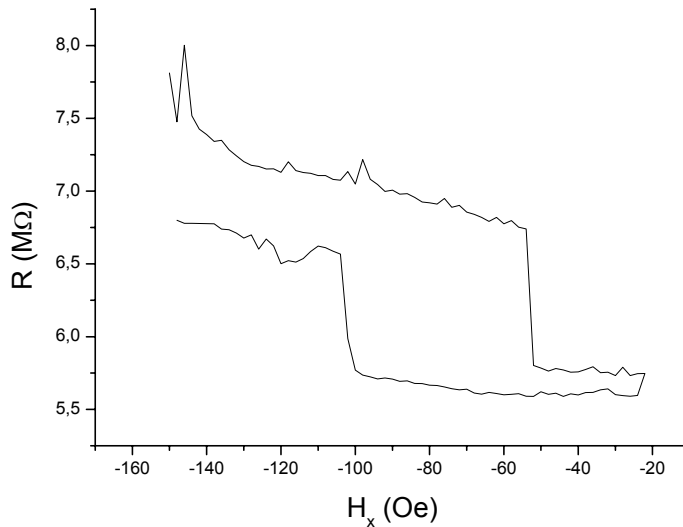


Abbildung 4.44: Minor Loop eines TMR Elements mit $d = 60 - 70\text{nm}$.

Fasst man die Ergebnisse zusammen, so stellt man fest, dass mit abnehmender Grösse der Elemente keine sprunghafter Übergang zwischen eindomänigen und mehrdomänigen Schaltverhalten stattfindet. Die Dots mit $d < 200\text{nm}$, deren Abmessungen eigentlich grösser als das theoretisch vorhergesagte Limit sind, unterhalb dessen ein eindomäniger Zustand energetisch günstiger ist, zeigen homogenes Schaltverhalten. In [108] ist eine Abschätzung für den maximalen Radius eines

sphärischen Teilchens mit einer kleinen kristallinen Anisotropie gegeben, bei dem der Übergang zwischen dem Eindomänenzustand und einem Vortex stattfindet,

$$r_c = \sqrt{\frac{9A}{\mu_0 M_s^2} [\ln(\frac{2r_c}{a}) - 1]}. \quad (4.1)$$

Setzt die bei den untersuchten Elementen ermittelte Werte $A = 13 \times 10^{-12} J/m$, $M_s = 655 kA/m$, $a = 0,35nm$ (Gitterkonstante von Py) ein, dann erhält man nach der Auflösung der Gl.4.1 den kritischen Radius $r_c = 33nm$. Bei den Teilchen mit grösserem Aspektverhältnis und bei den abgeplatteten Teilchen mit in-plane Anisotropie (z.B. Dots) ist dieser Wert grösser. Auch die Simulationen der kreisförmigen und der leicht ausgedehnten (Länge $d = 1,1 \cdot$ Breite) Dots mit den Parametern aus Tab.4.1 zeigen, dass sich mit abnehmender Grösse der Elemente im sub- μm Bereich keine Abschlussdomänen bilden, die das Schaltverhalten beeinflussen. Unterhalb von $d < 125nm$ bei den kreisförmigen bzw. $d < 180nm$ bei den ausgedehnten Dots, die den untersuchten Dots entsprechen, bilden sich auch keine richtigen Abschlussdomänen, sondern die Magnetisierung am Rand weicht leicht von der Magnetisierungsrichtung des Elements ab. Ausserdem nimmt der Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen in der Mitte und am Rand des Elements mit abnehmender Elementgrösse ab, so dass man nicht mehr von „echten“ Abschlussdomänen sprechen kann. Diese kleine Fluktuation der Magnetisierung beeinflusst das Schaltverhalten nicht mehr, und der Ummagnetisierungsprozess in diesen Elementen kann sehr gut durch den Ummagnetisierungsprozess eines eindomänen Teilchens (Stoner - Wohlfarth Modell) beschrieben werden. Unterhalb von $d < 80nm$ bei den kreisförmigen bzw. $d < 110nm$ bei den ausgedehnten Dots ist die Magnetisierungsverteilung im Element eindomänig, d.h. keine Abschlussdomänen sind zu erkennen. Dieses Ergebnis wird durch die in [109] beobachtete Abhängigkeit der Ausdehnung der Dots, die im Eindomänenzustand sind, vor der Dicke der Py Schicht bekräftigt, wobei mit abnehmender Schichtdicke der Durchmesser der sich noch im Eindomänenzustand befindenden Dots zunimmt. Bei einer Schichtdicke $d = 17,5nm$ sind die Dots, deren Durchmesser

$< 200nm$ ist, im Eindomänenzustand. Auch die in [107] durchgeführten Untersuchungen der Dots aus Supermalloy ($Ni_{80}Fe_{14}Mo_5$), die zwar nicht exakt dieselben magnetischen Eigenschaften haben, weisen den Eindomänenzustand bei den Dots mit einem Durchmesser $\leq 200nm$ und $d = 6nm$ nach. Die Abhängigkeit des Schaltverhalten von der Ausdehnung für unsere Dots kann qualitativ durch die in [110] präsentierten Ergebnisse gedeutet werden.

4.5 Einfluss der hartmagnetischen Schicht

Es wurde bereits vorher angedeutet, dass die hartmagnetische Schicht einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf das Schaltverhalten der weichmagnetischen Schicht ausüben kann [111, 112, 113, 114]. Im Kap.1.4 wurden die theoretischen Grundlagen der möglichen Kopplungsmechanismen erläutert. Die Néel - Kopplung, die eine parallele Ausrichtung der Schichten begünstigt, hängt von der Beschaffenheit der Grenzflächen ab und kann für einen Wafer als konstant angenommen werden. Experimentell ist die Messung der Néel - Kopplung leicht zugänglich und kann anhand der Verschiebung des Minor Loops entlang der H_x - Achse für ein nicht strukturiertes Schichtsystem gemessen werden. Die gemessenen Werte für Néel - Kopplung wurden in Tab.4.1 dargestellt.

Die von dem Streufeld der durchstrukturierten, hartmagnetischen Schicht erzeugte Dipol - Dipol Kopplung ist nach Gl.1.25 und 1.26 abhängig von den Abmessungen des Elements und macht sich erst im unteren sub- μm Grössenbereich bemerkbar. Bei einer einzelnen hartmagnetischen Schicht ist die Kopplung antiferromagnetisch. Bei der Verwendung eines Afis als hartmagnetische Schicht kann die weichmagnetische Schicht je nach der Zusammensetzung des Afis parallel oder antiparallel mit ihm koppeln. In Abb.4.45 ist dieses Verhalten schematisch dargestellt. Ist die untere Schicht des Afis dicker (Wafer B), so erhält man eine parallele Kopplung mit der oberen hartmagnetischen Schicht. Ist die obere Schicht dicker als die untere (Wafer A), dann liegt antiparallele Kopplung

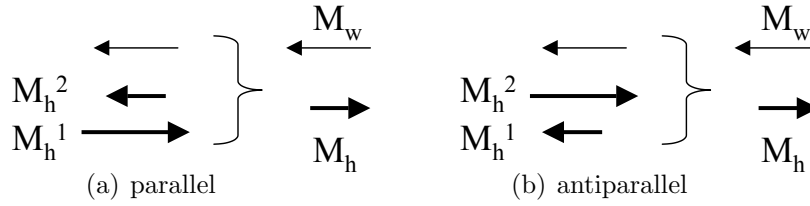


Abbildung 4.45: Die Abhängigkeit des Vorzeichens der Dipol - Dipol Kopplung von dem Schichtaufbau des Afis. $M_{w,h}$ ist die Magnetisierung der weichmagnetischen bzw. hartmagnetischen Schicht.

vor. Für den einfachen Fall, dass die Magnetisierungsrichtung des Afis mit der Richtung des angelegten H_x - Feldes zusammenfällt, erwartet man eine Verschiebung der Minor Loops und damit auch der Astroide entlang der H_x - Achse. Dies konnte in den Simulationen, bei denen der Einfluss der hartmagnetischen Schicht berücksichtigt werden konnte, bestätigt werden. Dabei wurden einige Vereinfachungen getroffen, die das Experiment nicht vollständig wiedergeben konnten, um Rechenzeit zu sparen. Der Afi wurde durch eine magnetische Schicht ersetzt, deren Magnetisierung und Schichtdicke so gewählt wurden, dass das Produkt der beiden Größen ($M_s \cdot d$) mit dem des Afis übereinstimmte, da nach Gl.1.26 die Stärke des Streufeldes proportional dazu ist. Die einzige zugelassene Wechselwirkung zwischen der weichmagnetischen und der hartmagnetischen Schicht war die Dipol - Dipol Kopplung an den Rändern. Um zu gewährleisten, dass die hartmagnetische Schicht nur in eine Richtung magnetisiert war, und diese sich während der Simulation nicht änderte, wurde sie durch ein grosses Piningfeld festgehalten. So wurde der Einfluss des von der hartmagnetischen Schicht erzeugten Streufeldes auf den Ummagnetisierungsprozess der weichmagnetischen Schicht simuliert. In Abb.4.46 sind die simulierten Astroiden eines $300 \times 150nm^2$ trapezförmigen und eines $400 \times 200nm^2$ elliptischen Elements dargestellt, dessen Schaltverhalten ohne Dipol - Dipol Kopplung in Kap.4.4.1 und 4.4.2 ausführlich diskutiert wurde. Durch das zusätzliche Streufeld, das eine antiparallele Ausrichtung der Schichten begünstigt, werden die Astroiden um $-28 Oe$ bzw. um $-20 Oe$ verschoben. Für das elliptische Element ändert sich nichts am Ummagnetisierungsverhalten,

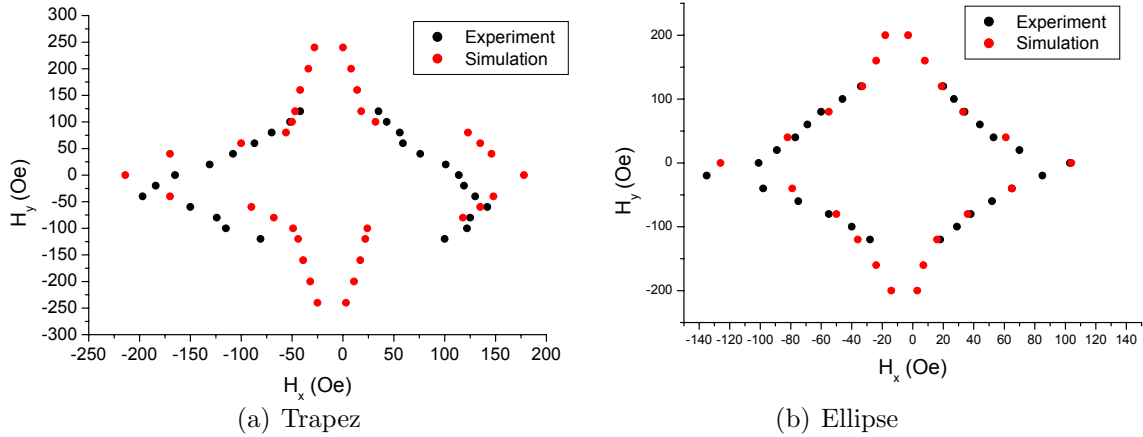


Abbildung 4.46: Vergleich der gemessenen und simulierten Astroide eines $300 \times 150nm^2$ trapezförmigen und eines $390 \times 180nm^2$ elliptischen Elements, wobei in der Simulation das von der hartmagnetischen Schicht erzeugte Streufeld berücksichtigt wurde. Die Néel - Kopplung wurde nachträglich dazu addiert.

die Hysteresekurven mit und ohne Dipol - Dipol Kopplung haben dieselbe Form. Doch ausser der Verschiebung der Kurven entlang der H_x - Achse wird auch eine stärkere Abnahme der Schaltfelder mit steigendem H_y - Feld beobachtet. Wird die Néel - Kopplung $H_N = 10 Oe$ dazu addiert, dann stimmt die simulierte Astroide aus Abb.4.46(b) mit der gemessenen perfekt überein. Die simulierte Astroide des trapezförmigen Elements zeigt in Abb.4.46(a) zwar nicht so gute Übereinstimmung mit dem Experiment, doch man beobachtet das für das Experiment typische Verhalten, was in den Simulationen ohne Dipol - Dipol Kopplung nicht gesehen wurde. Die Form der Astroide wird unter dem Einfluss des Streufeldes deutlich unsymmetrisch, wobei sie bei negativen Magnetfeldern angespitzt ist, bei positiven Feldern dagegen eher flach. Bei negativen Feldern, wenn die weichmagnetische Schicht aus dem antiparallelen in den parallelen Zustand schaltet, wird sie durch das zusätzliche Kopplungsfeld bei $H_y = 80 Oe$ über einen „S“- Zustand ummagnetisiert, wobei sich bei positiven Feldern, wo der Übergang aus dem parallelen in den antiparallelen Zustand stattfindet, ein „C“- Zustand ausbildet. Also begünstigt das von der hartmagnetischen Schicht erzeugte Streufeld nach dem Anlegen des H_y - Feldes das Ummagnetisieren über die Bildung eines „S“- Zu-

stands, was die angespitzte Form der gemessenen und simulierten Astroiden bei negativen Feldern erklärt. Zwar kann die Form der gemessenen Astroide durch die Hinzunahme des Streufeldes in H_x - Richtung in der Simulation wiedergegeben werden, doch die kleineren Schaltfelder und die Verschiebung entlang der H_x - und H_y - Achse im Experiment bleiben ungeklärt. Also wurden in der Simulation nicht alle experimentellen Bedingungen, die z.B. durch ein besseres Afi - Modell oder die Berücksichtigung der Néel - Kopplung vervollständigt werden können, berücksichtigt.

Die Magnetisierung in der hartmagnetischen, polykristallinen Schicht muss nicht zwangsweise homogen sein. Die lokalen, statistischen Fluktuationen der Kristallanisotropie führen zu der Bildung der sog. „ripple“ - Struktur [115, 116, 117], bei der die Magnetisierung lokal deutlich von der Magnetisierungsrichtung abweichen kann. In [118] wurde gezeigt, dass für das verwendete Afi - Schichtsystem die lokale Abweichungen der Magnetisierung gemittelt einen Winkel von 25° mit der Magnetisierungsrichtung bilden. Dabei beträgt die Fluktuationslänge etwa $1\mu m$. Für TMR - Elemente im sub- μm Grössenbereich bedeutet es, dass zwar die Magnetisierungsrichtung im Hartmagneten als homogen angenommen werden kann, doch deren Richtung kann von der Richtung, in die das Schichtsystem ursprünglich magnetisiert wurde, und somit von der Richtung des angelegten Magnetfeldes deutlich abweichen. Dies hat zur Folge, dass die hartmagnetische Schicht in diesem Fall ein Steufeld in H_x - und in H_y - Richtung erzeugt. Tatsächlich wurde bei mehreren gemessenen Astroiden eine Verschiebung entlang der H_y - Achse beobachtet. Diese Verschiebung war bei den grösseren Elementen ($900 \times 300 nm^2$) klein und konnte vernachlässigt werden. Doch mit abnehmender Grösse der Elemente nahm die Verschiebung zu, begleitet von den Schwankungen der Stärke der Verschiebung von einem Element zum anderen. Die Verschiebung der auf einer Probe benachbarten Elemente zeigten in den meisten Fällen den gleichen Charakter. Ein systematischer Fehler konnte ausgeschlossen werden, da dieser Effekt grössenabhängig war. Diese Verschiebung kann nur durch die Dipol - Dipol

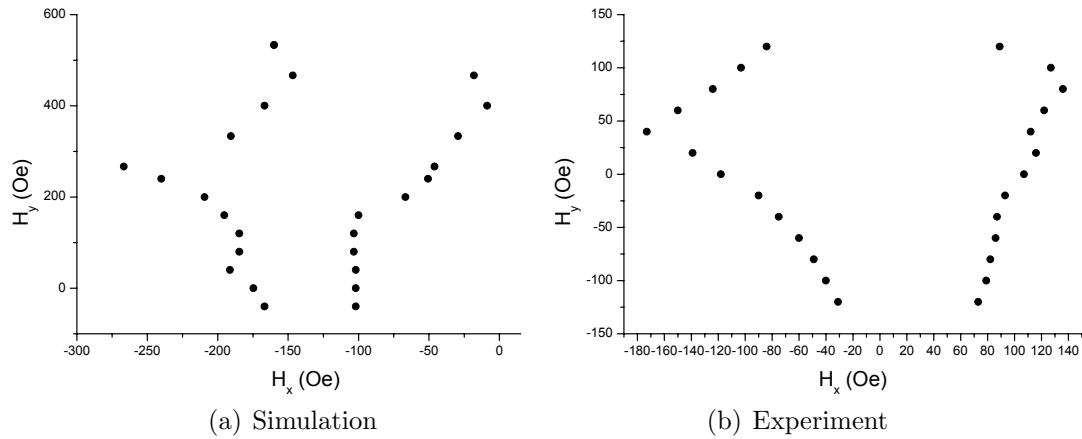


Abbildung 4.47: Der Einfluss der Drehung der Magnetisierungsrichtung in der hartmagnetischen Schicht auf die Form der Astroide.

Kopplung in H_y - Richtung erklärt werden. Dazu wurden Simulationen für das trapezförmige Element aus Abb.4.10 durchgeführt, wobei eine hartmagnetische Schicht mit $d = 6nm$ und $M_s = 1900kA/m$, deren Magnetisierungsrichtung einen Winkel 45° mit der Richtung des Magnetfeldes bildete, benutzt wurde. Die dazugehörige Astroide ist in Abb.4.47(a) abgebildet und zeigt eine Verschiebung um $(-140 Oe, 310 Oe)$ entlang der beiden Achsen. Da die Stärke der Kopplung nach Gl.1.25 $H_S \sim M_s d$ ist, kann man aus der Proportionalität der Kopplungsstärke zu der Schichtdicke die Grösse der Kopplungsfelder ausrechnen, die einer Schichtdicke $d = 0.7nm$ entsprechen würden, und erhält $(-16 Oe, 36 Oe)$. Zwar kann die Simulation nicht exakt die Werte aus der Abb.4.12 wiedergeben, da sowohl die Form der Astroide, als auch die Streufelder von dem Drehwinkel der Magnetisierungsrichtung in der hartmagnetischen Schicht abhängen, doch die Werte liegen in der gleichen Grössenordnung. Vergleicht man die Astroide aus Abb.4.47(a) mit der gemessenen Astroide eines anderen $300 \times 150nm^2$ trapezförmigen TMR Elements aus der Abb.4.47(b), dann erkennt man die Ähnlichkeit in der Astroidenform, die durch die Drehung der Magnetisierungsrichtung in der hartmagnetischen Schicht hervorgerufen wird. Durch die Drehung der Magnetisierungsrichtung der hartmagnetischen Schicht ändert auch die Néel - Kopplung ihren Charakter, und muss dann auch in H_x - und H_y - Komponenten zerlegt werden.

Die „ripple“- Struktur reduziert nach [118] den TMR Effekt. Tatsächlich konnte bei den Elementen, deren Astroide keine Verschiebung entlang der H_y - Achse zeigten, deutlich höhere TMR Werte (28 – 30%) als bei den grossflächigen Elementen gemessen werden. Auch die Elemente, deren Astroide in H_y - Richtung verschoben war, zeigten niedrigeren TMR Effekt (20%).

Durch die Verwendung der MnIr Schicht im Wafer B, die antiferromagnetisch mit der unteren Afi - Schicht koppelte, konnte die „ripple“- Bildung vermindert werden[118]. Die Astroiden der aus diesem Wafer hergestellten Elemente zeigten keine bzw. vernachlässigbare Verschiebung ($< 10 Oe$), die durch Missorientierung der Magnetisierungsrichtung der hartmagnetischen Schicht mit der Richtung des Magnetfeldes ($< 10^\circ$) erklärt werden kann[119], die sich bei der Herstellung und dem Einbau der Probe ins AFM kaum vermeiden liess. Dabei ist die Abnahme des TMR Effektes nach Gl.2.10 $< 1\%$. Da bei diesen Elementen davon ausgegangen werden konnte, dass das Streufeld nur in eine Richtung wirkt, konnte die Gültigkeit der Gl.1.26 anhand der Verschiebung der Minor Loops für TMR Elemente mit unterschiedlicher Grösse erfolgreich überprüft werden.

Eine Möglichkeit war es, Elemente mit einem Aspektverhältnis > 1 zu benutzen [120]. Doch die Änderung des Streufeldes mit ansteigender Länge des Elements, die der Plot der Gl.1.26 für $M_s^1 = M_s^2 = 1900kA/m$, $\Delta d = d_1 - d_2 = 1nm$, $x \ll L, W$ und $W = 200nm$ in Abb.4.48(a) wiedergibt, lag in der gleichen Grössenordnung wie der durch die Lithographie hervorgerufene statistische Fehler, der eine Verteilung der Elementmaße mit einer Standardabweichung von 10% verursachte. Elemente mit $W, L < 200nm$ wären aufgrund der in diesem Bereich der Kurve stärkeren Abhängigkeit des Streufeldes von der Elementgrösse besser geeignet. Doch die Herstellung und die Charakterisierung der Grösse dieser Elemente waren mit relativ grossen Fehlern behaftet. Die bessere Methode ist es, Elemente mit dem Aspektverhältnis < 1 zu benutzen. Wie Abb.4.49 zeigt, ist die Änderung des Streufeldes in Abhängigkeit von der Breite des Elements gross genug, um gemessen werden zu können. Die experimentellen Werte, die punktförmig

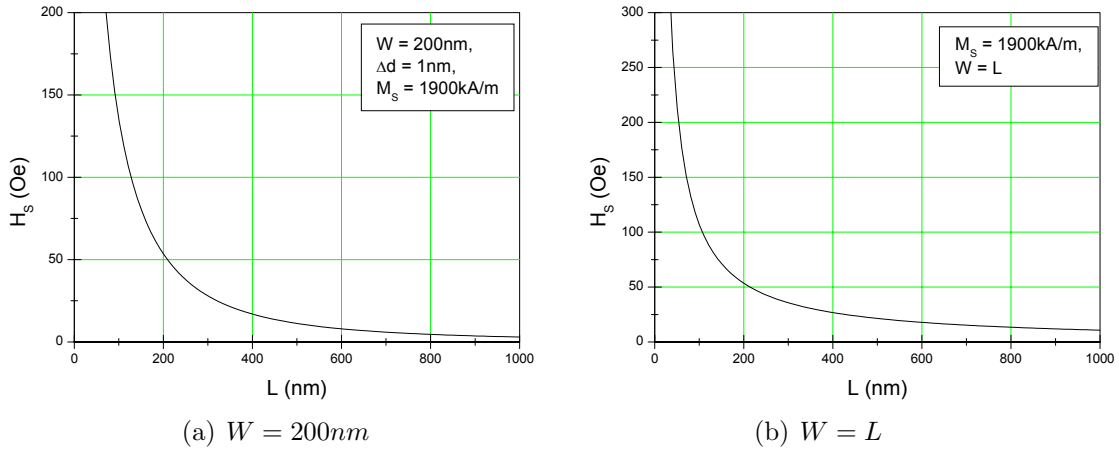


Abbildung 4.48: Die Abhängigkeit der Streufeldstärke von den Abmessungen des Elements.

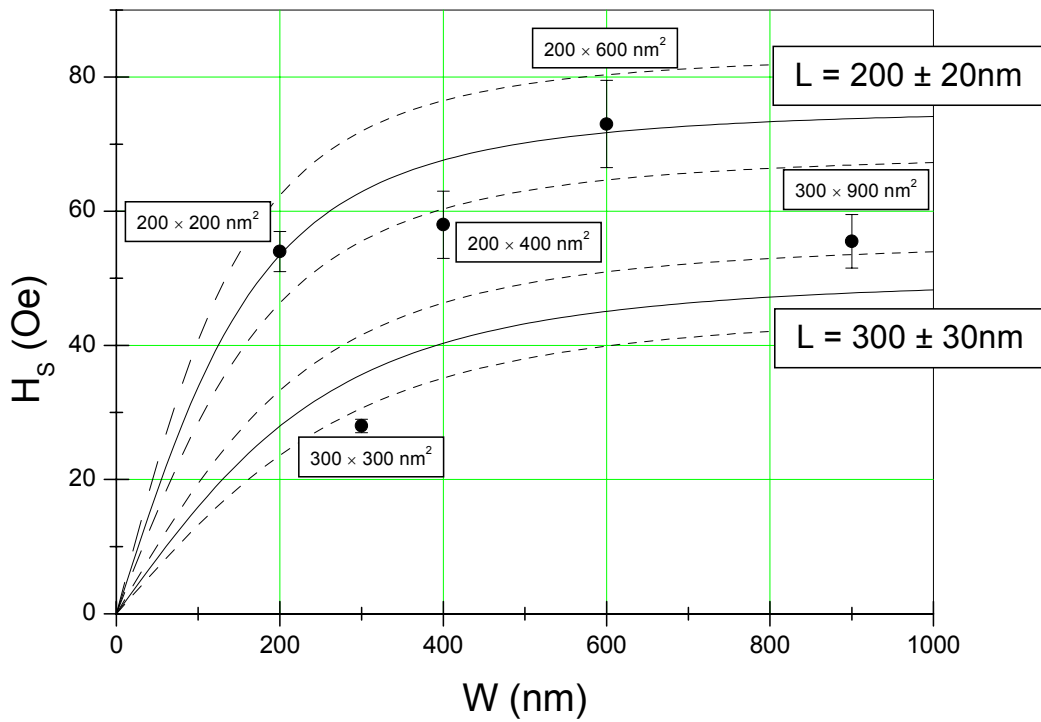


Abbildung 4.49: Die Abhängigkeit der Streufeldstärke von der Breite des Elements mit $L = 200\text{nm}$ und $L = 300\text{nm}$. Die gestrichelten Linien geben die obere und die untere Fehlergrenzen an, die einer Abweichung von Abmessungen der Elemente von 10% entsprechen.

eingetragen sind, und deren Fehlerbalken die Standardabweichung vom Mittelwert bilden, stimmen unter Annahme eines zulässigen Fehlers von Abmessungen der Elemente von 10% mit dem theoretischen Verlauf der Kurve gut überein, wobei in Abb.4.49 die gestrichelten Kurven die obere und die untere Fehlergrenzen angeben. Die Abweichungen der einzelnen Messwerte von der Idealkurve können dadurch erklärt werden, dass die tatsächlichen Abmessungen der Elemente auch leicht variieren können, und nicht immer mit den in der Rechnung angenommenen Werten exakt übereinstimmen. Unter Berücksichtigung dieses Aspekts kann die Anwendbarkeit der Gl.1.26 auf die untersuchten Elemente als gegeben übernommen werden und für weitere Charakterisierung der Elemente, z.B. für Grössenbestimmung, verwendet werden. Wenn man sich den Verlauf der Kurve aus Abb.4.48(b) ansieht, die die Abhängigkeit des Streufeldes für symmetrische Strukturen ($L = W$) wiedergibt, dann nimmt die Streufeldstärke bei der Änderung der Strukturgrösse von $200nm$ auf $50nm$ von $50 Oe$ auf $200 Oe$ zu. In diesem Bereich der Kurve ist die Streufeldstärke sehr sensitiv auf die Abmessungen des Elements. So können anhand des gemessenen Streufeldwerts die Abmessungen des Elements mit einem kleinen Fehler abgeschätzt werden (Kap.4.4.5).

Zusammenfassend lässt sich über den Einfluss der hartmagnetischen Schicht auf das Schaltverhalten der TMR Elemente Folgendes aussagen. Die Benutzung des Wafers A, der keine gepinnte hartmagnetische Schicht hatte, war mit der Bildung der „ripple“- Struktur begleitet, die durch lokale Schwankungen der Magnetisierungsrichtung in der hartmagnetischen Schicht gekennzeichnet wurde. Je nach der Auslenkung der lokalen Magnetisierungsrichtung von der Richtung, in die die Schicht ursprünglich magnetisiert wurde, wurden Streufelder in H_x - und in H_y - Richtung erzeugt, die eine Verschiebung der Astroide entlang der beiden Achsen verursachten. Zusätzlich zeigten die TMR Elemente, deren Astroide verschoben war, einen niedrigeren TMR Effekt. Durch die Verwendung der MnIr Schicht im Wafer B konnte die „ripple“- Bildung verhindert werden, wobei die Astroide dieser Elemente nur eine Verschiebung entlang der H_x - Achse zeigten.

Diese Verschiebung kann theoretisch durch die Gl.1.26 beschrieben werden, da diese die experimentellen Daten innerhalb der Fehlergrenzen bestätigt. Auch die Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses unter der Einwirkung eines von der hartmagnetischen Schicht erzeugten Streufeldes untermauern diese Tatsache.

4.6 Vergleich mit dem Stoner - Wohlfarth Modell

Die Stoner - Wohlfarth Theorie beschreibt das Ummagnetisierungsverhalten in einem eindomänigen Teilchen durch die homogene Rotation der Magnetisierung in der Ebene. Da die Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses in elliptischen Elementen ebenfalls durch Rotationsprozesse gekennzeichnet sind, kann man versuchen die experimentellen und die simulierten Ergebnisse mit dem Stoner - Wohlfarth Modell zu vergleichen.

Elementgröße	H_c - Experiment	H_c - Simulation	H_c - Rechnung
$260 \times 190nm^2$	$46 \pm 2 Oe$	–	$52 \pm 15 Oe$
$400 \times 200nm^2$	$120 \pm 1,5 Oe$	$126 Oe$	$117 \pm 13 Oe$
$550 \times 200nm^2$	–	$133 Oe$	$142 \pm 11 Oe$
$600 \times 300nm^2$	$79,5 \pm 5,9 Oe$	–	$78 \pm 6 Oe$
$900 \times 300nm^2$	$90,8 \pm 7,9 Oe$	$83 Oe$	$98 \pm 5 Oe$
$110 \times 100nm^2$	$30 - 40 Oe$	–	$34 Oe$

Tabelle 4.3: Vergleich der gemessenen, simulierten und mit Gl.1.25 und 4.2 berechneten Koerzitivfelder.

Eine theoretische Herausforderung ist es, die Entmagnetisierungsfaktoren exakt zu berechnen[121]. Eine andere Alternative ist es, wenn andere Anisotropien vernachlässigbar sind, das von einem Element erzeugte Streufeld in H_x - und H_y -

Richtungen nach Gl.1.25 zu berechnen. Dann ist die Differenz der beiden

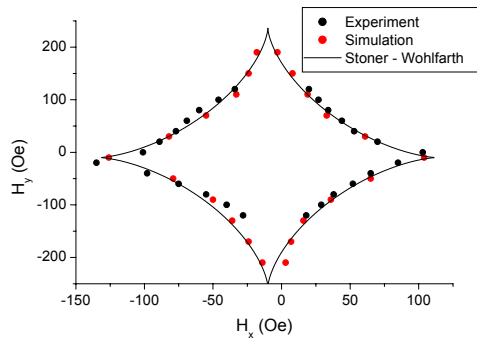
$$H_y^S - H_x^S = N_y M_s - N_x M_s = H_c \quad (4.2)$$

die Koerzitivfeldstärke, die in die Astroide nach Gl.1.9 eingeht. Auf diese Weise wurden die Koerzitivfeldstärke der untersuchten Elementen mit unterschiedlichen Abmessungen ausgerechnet und in Tab.4.3 mit den experimentellen und simulierten Werten der elliptischen Elemente verglichen. Der Fehler ergibt sich daraus, dass man für die Rechnung eine Ungenauigkeit von $\pm 10nm$ bei den Abmessungen des Elements zulässt. Die Werte stimmen sehr gut überein, doch wenn man den Verlauf der experimentellen und simulierten Astroiden aus den letzten Kapiteln betrachtet, sind sie keineswegs symmetrisch, wie dies von der Stoner - Wohlfarth Theorie vorhergesagt wird. Die Astroiden sind vielmehr entlang der H_y - Achse gestreckt, wobei die Stärke der Streckung von der Geometrie der Elemente abhängt. Die Streckung der Astroide wurde auch von anderen Gruppen beobachtet[74, 106, 122], doch bis zu diesem Zeitpunkt wurde noch keine allgemeingültige, theoretische Erklärung abgegeben. Ein empirischer Ansatz, der am Ende dieses Kapitels begründet wird, ist es, die H_y - Komponente der Stoner - Wohlfarth Astroide mit einem Faktor zu multiplizieren, der dem Aspektverhältnis entspricht. Somit liessen sich die besten Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem Experiment erzielen. In Abb.4.50 sind die mit dem jeweiligen Aspektverhältnis gestreckte Stoner - Wohlfarth Astroiden mit den entsprechenden experimentellen und simulierten Astroiden dargestellt, wobei die Mitte der Stoner - Wohlfarth Astroiden nachträglich um den Beitrag der Kopplung mit der hartmagnetischen Schicht verschoben wurde. Wie man erwartet, wird die Übereinstimmung mit abnehmender Grösse der Elemente besser, da sie den Abmessungen eines Eindomänenteilchens immer näher kommen. In Abb.4.50(a) ist die beste Übereinstimmung zwischen der Theorie, der Simulation und dem Experiment gegeben, da hier die maximale experimentell zugängliche Information zur Verfügung stand. In der Simulation wurde die Dipol - Dipol Kopplung

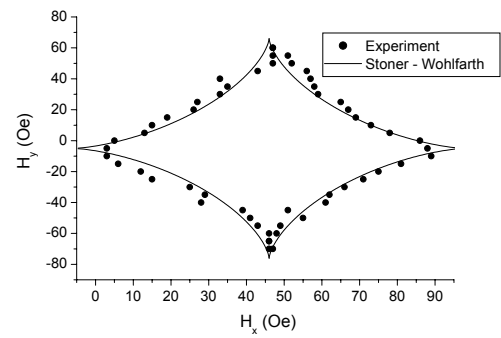
berücksichtigt. Der Betrag der Néel - Kopplung wurde dazuaddiert. Die Koerzitivfeldstärke H_c , die in die Astroide eingeht, konnte sehr genau berechnet werden, da die Abmessungen des Elements bekannt waren. Dementsprechend bestätigt der Verlauf der Stoner - Wohlfarth Astroide die experimentellen und simulierten Messwerte, weil die bereits in den Simulationen beobachteten Rotationsprozesse beim Ummagnetisierungsvorgang dem Stoner - Wohlfarth Modell noch am ehesten entsprechen. Zwar nimmt die Abweichung der Simulation zum Experiment in Abb.4.50(c) zu, doch die ist durch die Abwesenheit der Kopplungseffekte mit der hartmagnetischen Schicht in der Simulation zu erklären. Ausserdem treten beim Ummagnetisieren für grosse H_y weitaus kompliziertere Drehprozesse auf, als eine einfache, homogene Rotation. Dies wird auch durch die stärkere Abweichung der simulierten Astroide von der Stoner - Wohlfarth Astroide für $H_y > 200 \text{ Oe}$ deutlich. Trotzdem stimmt die gemessene Astroide mit der Stoner - Wohlfarth Astroide sehr gut überein.

Die Streckung der experimentellen und simulierten Astroiden nimmt mit abnehmendem Aspektverhältnis ab. So wurde die H_y - Achse der dazugehörigen Stoner - Wohlfarth Astroide in Abb.4.50(c) mit Faktor 3, in Abb.4.50(a) und Abb. 4.50(b) mit Faktor 2, in Abb.4.50(d) mit Faktor 1,37 und in Abb.4.50(e) mit Faktor 2,75 multipliziert. Bei den fast symmetrischen Dots, die in Kap.4.4.5 diskutiert wurden und wegen der starken Drehung der experimentellen Astroide und den nicht genau bekannten Abmessungen mit der dazugehörigen Stoner - Wohlfarth Astroide nicht verglichen werden konnten, konnte die Streckung vernachlässigt werden, da der Streckungsfaktor nahe 1 war.

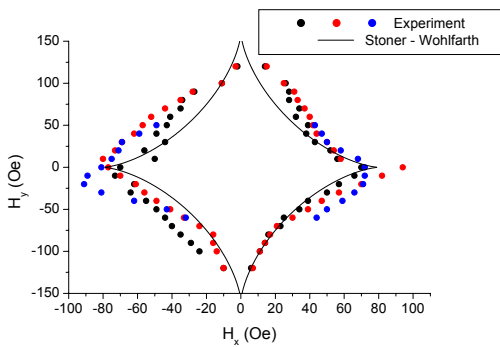
Die Streckung der Astroide kann durch das Stoner - Wohlfarth Modell nicht erklärt werden, weil es ein homogen magnetisiertes Teilchen behandelt. Die Form der Elemente unterscheidet sich von einem Ellipsoid, in dem die Magnetisierung in eine Richtung gerichtet ist. In dieser Arbeit wurde aber gezeigt, dass die Magnetisierungsverteilung in den untersuchten Elementen keineswegs homogen ist, sondern „C“- bzw. „S“- Zustände gebildet werden. In [123] wurde gezeigt, dass



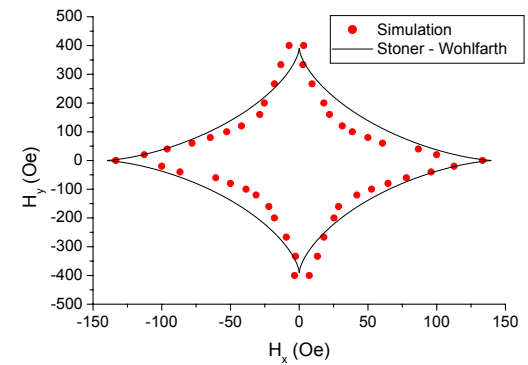
(a) $400 \times 200nm^2$



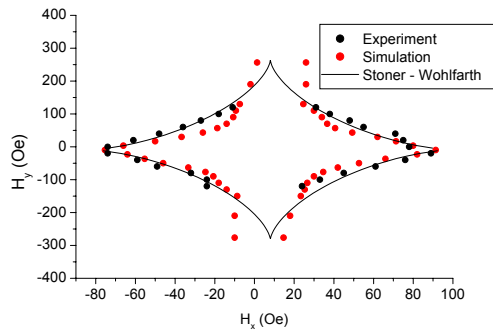
(d) $260 \times 190nm^2$



(b) $600 \times 300nm^2$



(e) $550 \times 200nm^2$



(c) $900 \times 300nm^2$

Abbildung 4.50: Vergleich der experimentellen und simulierten Astroiden mit der mit dem Aspektverhältnis gestreckten Stoner - Wohlfarth Astroide für Elemente mit unterschiedlichen Aspektverhältnissen.

das entmagnetisierende Feld in einem rechteckigen Element inhomogen ist, wobei es am Rand grösser ist als in der Mitte des Elements. Die Feldverteilung hängt dabei von der Geometrie des Elements ab. Aus den Simulationen konnte das entmagnetisierende Feld im Element bzw. das vom Element erzeugte Streufeld ausserhalb des Elements gewonnen werden. In Abb.4.51 ist die Feldverteilung für ein $400 \times 200 \text{ nm}^2$ elliptisches Element bei $H_x = 0 \text{ Oe}$, $H_y = 0 \text{ Oe}$ abgebildet, wobei die Länge der Pfeile die Stärke des Feldes angibt. Der farbliche Kontrast korreliert mit der x - Komponente des Feldes. Ein entlang der schwarzen Linie gemachter Schnitt zeigt in Abb.4.52 die Veränderung der Feldstärke. Die Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes im Element ist deutlich zu sehen, wobei das Feld am Rand des Elements grösser ist. Unter diesen Bedingungen ist die Annahme der konstanten Entmagnetisierungsfaktoren N_x, N_y in Gl.1.9, die für die Konstruktion der Stoner - Wohlfarth Astroide benutzt werden, nicht gerechtfertigt. In [124] wird berichtet, dass die Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes mit steigendem Aspektverhältnis kleiner wird, wenn das Magnetfeld entlang der leichten Richtung des Elements angelegt wird. Bei einer Abweichung der Magnetfeldrichtung von der leichten Richtung wird die Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes grösser. Dies bedeutet für unsere Messungen, dass für $H_y = 0 \text{ Oe}$, wenn das Magnetfeld entlang der leichten Richtung liegt, die Inhomogenität des Feldes am schwächsten ausgeprägt ist, und die beste Übereinstimmung mit dem Stoner - Wohlfarth Modell gegeben ist (vgl. Schaltfelder aus Tab.4.3). Für ein sehr grosses H_y liegt die Magnetfeldrichtung beim Ummagnetisieren in der schweren Richtung des Elements, und die Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes ist dann am grössten. Die Abweichung der Messungen von dem Stoner - Wohlfarth Modell, die sich in der Streckung der gemessenen und simulierten Astroiden widerspiegelt, kann im Folgenden gezeigt werden.

Die nach der Bildung der Abschlussdomänen grösser werdende Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes wird in Abb.4.53 anschaulich gemacht, in der die Feldverteilungen innerhalb und ausserhalb des Elements für $H_x = 0 \text{ Oe}$ und

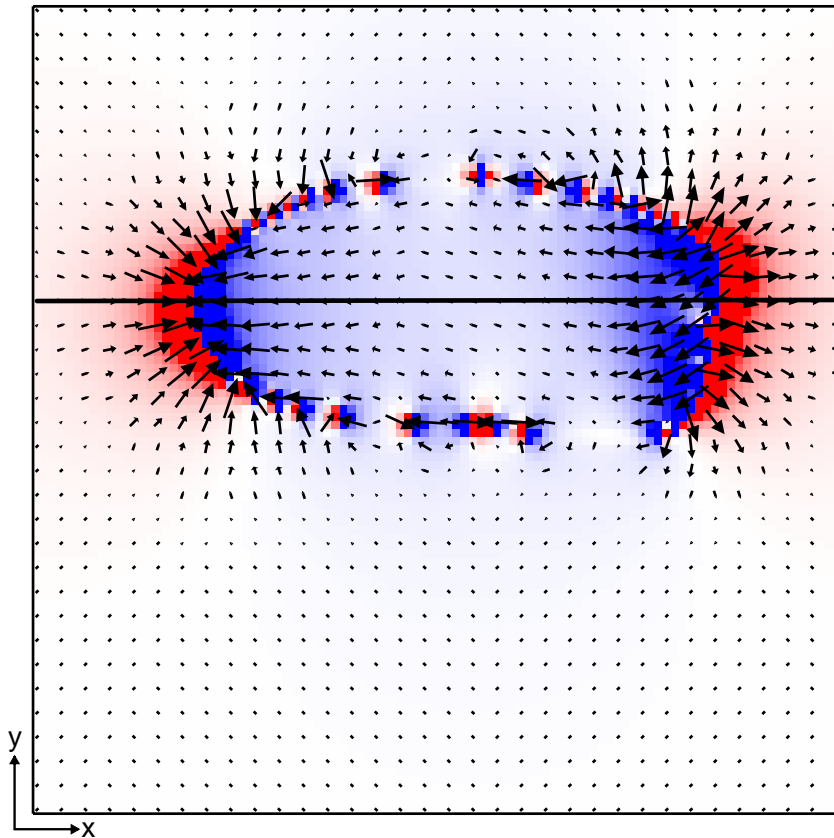


Abbildung 4.51: Die Feldverteilung in einem $400 \times 200 \text{ nm}^2$ elliptischen Element. Der farbliche Kontrast korreliert mit der x - Komponente des Feldes.

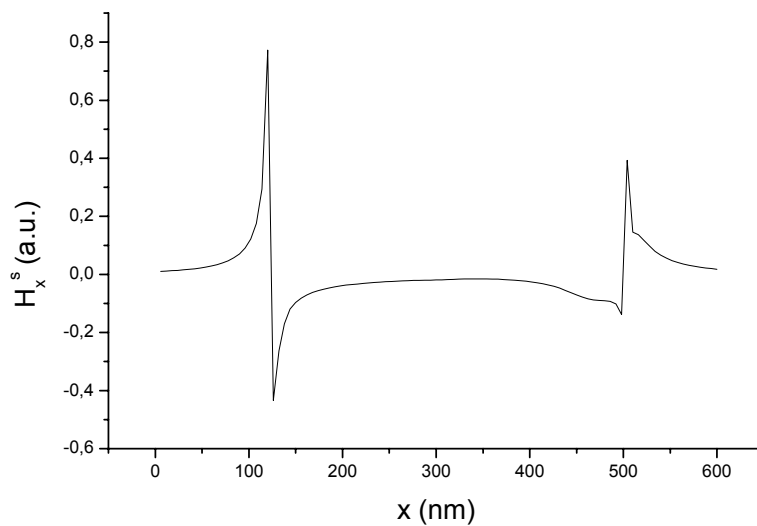
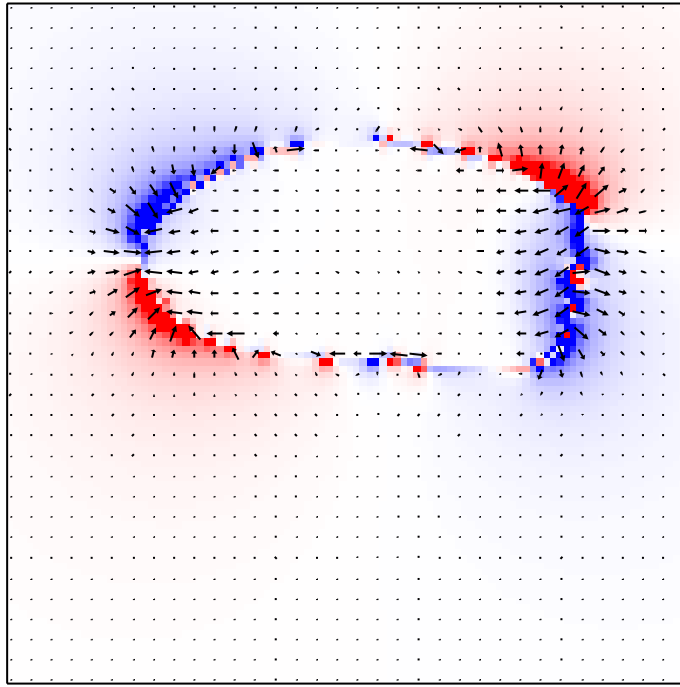
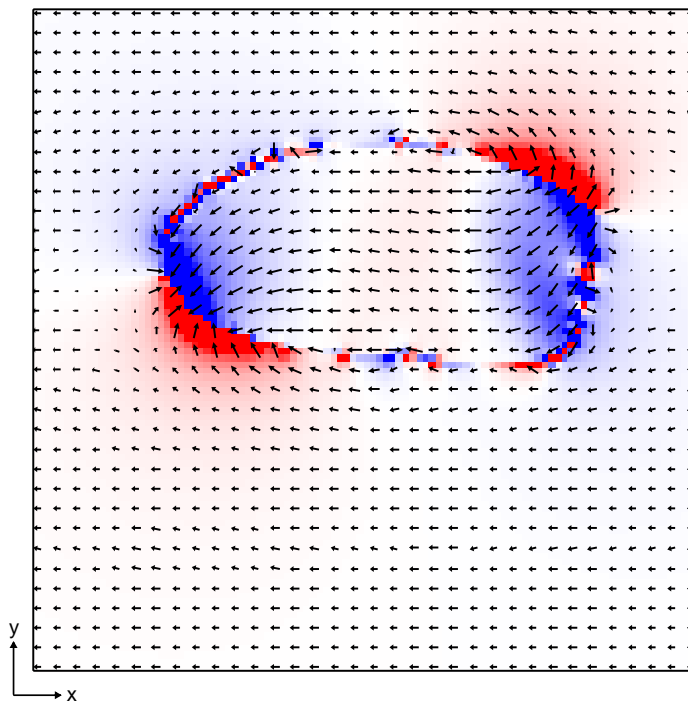


Abbildung 4.52: Die x - Komponente des Feldes, die sich in Abb.4.51 entlang der schwarzen Linie ändert.



(a) $H_x = H_y = 0 Oe$

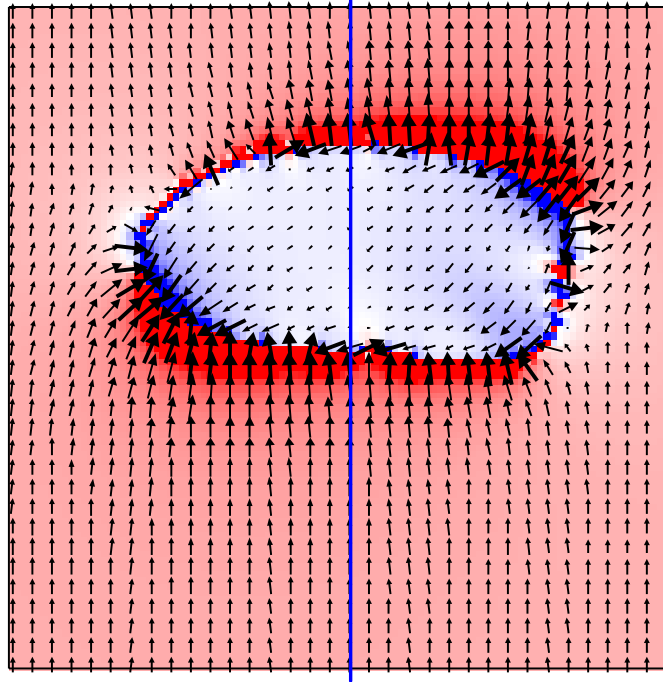


(b) $H_x = 120 Oe, H_y = 0 Oe$

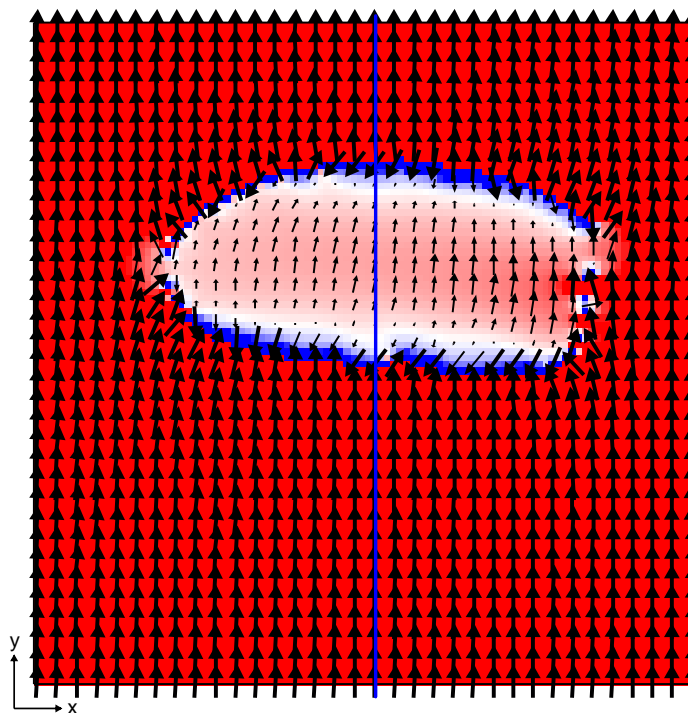
Abbildung 4.53: Die Feldverteilung innerhalb und ausserhalb eines $400 \times 200 nm^2$ elliptischen Elements. Der farbliche Kontrast korreliert mit der y - Komponente des Feldes.

$H_x = 120 \text{ Oe}$ ($H_y = 0 \text{ Oe}$) dargestellt sind, wobei der farbliche Kontrast mit der y -Komponente des Feldes korreliert. Durch die Bildung eines „S“-Zustands wird das entmagnetisierende Feld unsymmetrisch und erzeugt ein zusätzliches Streufeld in y -Richtung, wobei das Streufeld in x -Richtung abgeschwächt wird. Da die Bildung des „S“-Zustands durch ein zusätzliches H_y -Feld begünstigt wird, wird auch die Feldverteilung im Element inhomogener, wie es in Abb.4.54 dargestellt ist. In Abb.4.55 sind die dazugehörigen Projektionen der y -Feldkomponente abgebildet, die durch die Mitte des Elements entlang der schweren Richtung gehen. Mit steigendem H_y nimmt das entmagnetisierende Feld am Rand des Element stark zu, was dessen Inhomogenität im Element verstärkt, d.h. die Abweichung vom Stoner - Wohlfarth Modell nimmt für grösser werdende H_y zu.

Als Schlussfolgerung, die den Vergleich der experimentellen und simulierten Ergebnisse mit dem Stoner - Wohlfarth Modell zusammenfasst, kann eine erfolgreiche Anpassung dieses Modells an das Experiment festgehalten werden. Trotz der gemachten Vereinfachungen des realen Falls stimmen die Stoner - Wohlfarth Astroiden, die mit dem Aspektverhältnis des jeweiligen Elements entlang der H_y -Achse gestreckt werden, mit den experimentellen und simulierten Astroiden sehr gut überein. Die steigende Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes im Element kann die Streckung der Astroide bei grösser werdenden H_y -Feldern erklären.

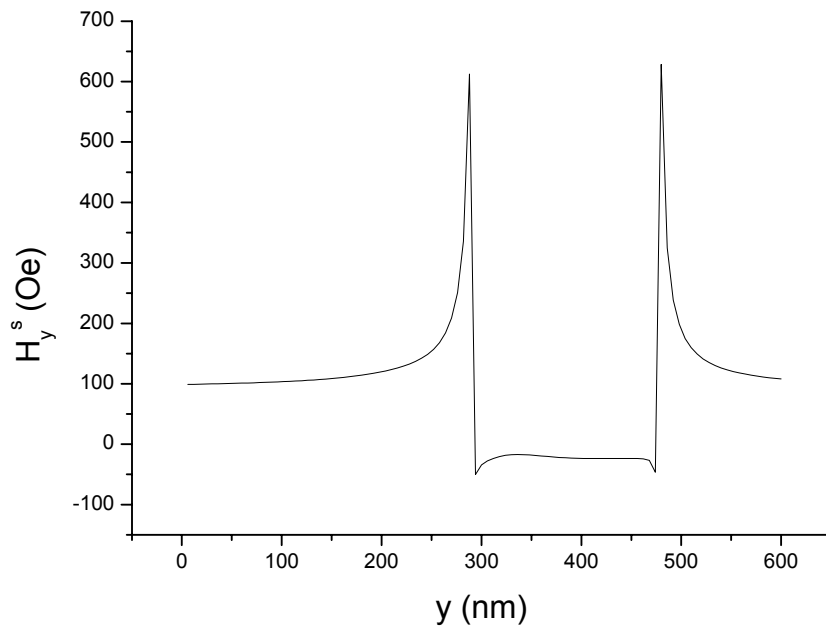


(a) $H_x = 0 Oe, H_y = 100 Oe$

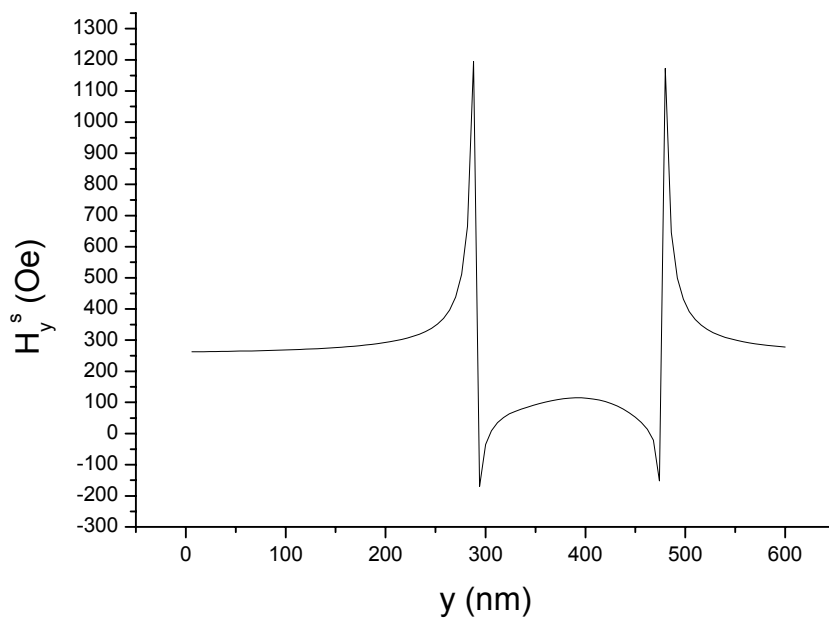


(b) $H_x = 0 Oe, H_y = 270 Oe$

Abbildung 4.54: Die Feldverteilung innerhalb und ausserhalb eines $400 \times 200 nm^2$ elliptischen Elements in Abhängigkeit vom H_y - Feld. Der farbliche Kontrast korreliert mit y - Komponente des Feldes.



(a) $H_x = 0 \text{ Oe}, H_y = 100 \text{ Oe}$



(b) $H_x = 0 \text{ Oe}, H_y = 270 \text{ Oe}$

Abbildung 4.55: Die y - Komponente des Feldes, die sich in Abb.4.54 entlang der blauen Linie ändert.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, den Einfluss der geometrischen Form auf das Schaltverhalten magnetischer Tunnelemente im sub- μm Grössenbereich zu untersuchen. Eines der Ziele war es auch, eine Form zu finden, bei der die Elemente das Stoner-Wohlfath Verhalten eines eindomänigen Teilchens oder wenigstens rechteckige reproduzierbare Minor Loops zeigen. Ausserdem sollten kleinstmögliche Elemente hergestellt und charakterisiert werden, mit dem Ziel den Übergangsbereich aus dem Multidomänenzustand in den Eindomänenzustand zu untersuchen. Dazu wurde eine schnelle und zuverlässige Methode entwickelt und verbessert.

Auf der Basis eines herkömmlichen AFMs wurde ein Messplatz aufgebaut, der es erlaubte, den elektrischen Widerstand der im sub- μm Bereich strukturierten Tunnelemente in Abhängigkeit von einem in beliebiger Richtung angelegten Magnetfeld zu messen. Die Lithographie wurde modifiziert, dass es möglich war, eine 2-Punkt-Messung durchzuführen, indem die in das AFM eingebaute, leitfähige Spitze einen stabilen Kontakt über den Zeitraum einer Astroidenmessung mit der oberen Schicht des für die Herstellung der Tunnelemente verwendeten Schichtstapels gewährleistete. Die dadurch erreichte Vereinfachung des Strukturierungsverfahrens garantierte eine grosse Anzahl von TMR Elementen in deutlich kürzerer Zeit zu charakterisieren als über herkömmliche Lithographie.

Auch erlaubte die Benutzung des CAFMs die Messungen an ultrakleinen Elementen, deren Charakterisierung mit anderen Messmethoden wegen des komplizierten Strukturierungsprozesses schwer durchgeführt werden konnte.

Zur Charakterisierung des magnetischen Schaltverhaltens wurden Simulationen des Ummagnetisierungsprozesses mit OOMMF durchgeführt, die die reale Randform der Elemente und den Einfluss des von der hartmagnetischen Schicht erzeugten Streufeldes berücksichtigte, wobei wegen der besseren Anpassung an das Experiment die Magnetfelder mit einem Faktor $2/3$ multipliziert worden sind. Anhand der Simulationen konnte das nicht reproduzierbare Schaltverhalten der „ersten“ Messungen erklärt werden. Die nicht zu vernachlässigende Randrauhigkeit, die statistischer Natur ist, war für das von Element zu Element unterschiedliche Schaltverhalten verantwortlich. Durch die Erhöhung der Formanisotropie bei Elementen mit einem Aspektverhältnis > 3 konnte der Einfluss der Randrauhigkeit deutlich reduziert werden. Ausserdem führte die später erfolgte Verbesserung des Lithographieverfahrens zur Reduktion der Randrauhigkeit, die auch eine bessere Reproduzierbarkeit des Schaltverhaltens zur Folge hatte. Somit konnte der Einfluss der geometrischen Form, besonders der Ecken, auf das Schaltverhalten der magnetischen Tunnelemente untersucht werden.

Bei allen in unteren sub- μm Bereich ($< 400nm$) untersuchten Elementen war die Konfiguration der Abschlussdomänen für das Schaltverhalten massgebend. Je nach Form der Ecken richteten sich die Abschlussdomänen entweder parallel („S“- Zustand), oder antiparallel („C“- Zustand) aus. Nach der Bildung des „S“- Zustands wurde die Magnetisierung beim Ummagnetisieren in der Ebene gedreht, nach der Bildung des „C“- Zustands bildete sich eine Domänenwand in der Mitte des Elements aus. Die Elemente mit achsensymmetrischer Form (Ellipse, Rechteck, Sechseck u. s. w.) schalteten nach dem Anlegen eines kleinen H_y - Feldes immer über ein „S“- Zustand. Ohne H_y - Feld entschied meistens die Randrauhigkeit, ob sich im Element ein „C“- oder ein „S“- Zustand ausbildet. Bei den trapezförmigen Elementen bildete sich für $H_y < 100 Oe$ ein „C“- Zustand, wo-

bei die Schaltfelder mit ansteigendem H_y linear abfielen. Erst bei $H_y > 100 Oe$ änderte sich das Schaltverhalten, und die Elemente schalteten über einen „S“-Zustand.

Bei weiterer Verringerung der Elementengrösse ($< 200nm$) konnte die Form der Elemente nicht mehr eindeutig vorgegeben werden. Diese Dots zeigten eine zufällige Verteilung der Richtung der leichten Achse, was anhand der Drehung der Astroiden zu beobachten war. Das Schaltverhalten konnte durch eine homogene Rotation der Magnetisierung beschrieben werden. Die Minor Loops zeigten die für Stoner - Wohlfarth Teilchen typische Form, was dem Schaltverhalten eines eindomänigen Teilchens entspricht. Das Schaltverhalten änderte sich bei weiterer Verringerung der Elementengrösse nicht ($< 100nm$), was die Annahme berechtigt, dass es sich bei den untersuchten Dots wirklich um eindomänige Teilchen handeln könnte.

Um die experimentell messbaren Grössen vorhersagen zu können, wurde eine Methode vorgestellt, die sehr gute Übereinstimmungen von Experiment und Simulation für elliptische Elemente zeigte. Mit Gl.1.26 konnte die Verschiebung der Astroiden entlang der H_x - Achse in Übereinstimmung mit dem Experiment abgeschätzt werden. Auch die Simulationen, die sich auf in Gl.1.26 gemachte Aussagen stützen, geben die experimentellen Ergebnisse für $400 \times 200nm^2$ elliptische Elemente exakt wieder.

Um das Schaltverhalten der elliptischen Elemente, die durch Rotation der Magnetisierung ummagnetisiert werden, vorherzusagen, wurde das Stoner - Wohlfarth Modell modifiziert. Die im Experiment und der Simulation beobachtete Streckung der Astroide entlang der H_y - Achse konnte durch die Multiplikation der H_y - Werte in der Stoner - Wohlfarth Astroide mit dem Aspektverhältnis des Elements wiedergegeben werden. Die Berechnung des von der weichmagnetischen Schicht erzeugten Streufeldes in H_x - und H_y - Richtung nach Gl.1.25 lieferte aus der Differenz der beiden Werte die Koerzitivfeldstärke, bei der das Element ohne H_y - Feld schalten sollten. Benutzt man die beiden angesprochenen Aspekte für

die Konstruktion der modifizierten Stoner - Wohlfarth Astroide, so gibt deren Verlauf die Schaltfeldabhängigkeit vom H_y - Feld für Elemente mit unterschiedlicher Grösse und mit unterschiedlichem Aspektverhältnis sehr gut wieder. Je nach Bedarf können damit die Form der Astroide und die Schaltfelder schon vor dem Experiment durch die geeignete Wahl der Abmessungen eines Elements vorgegeben werden. Auch die geeignete Wahl der geometrischen Form erlaubt es, für die Anwendung das erwünschte Schaltverhalten zu gewährleisten, wie es der Fall bei den abgeschnittenen Ellipsen ist, die für den Einsatz als Speicherbausteine im MRAM die besten Voraussetzungen gezeigt haben.

Literaturverzeichnis

- [1] P. Grünberg, R. Schneider, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [2] M. N. Babich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Ettienne, G. Greuzet, A. Friedrich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [3] T. Miyazaki, N. Tezuka, J. Magn. Magn. Mat. **139**, L231 (1995).
- [4] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
- [5] W. J. Gallagher, S. S. P. Parkin, Y. Lu, X. P. Bian, A. Marley, K. P. Roche, R. A. Altman, S. A. Rishton, C. Jahnes, T. M. Shaw, G. Xiao, J. Appl. Phys. **81**, 3741 (1997).
- [6] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O'Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, W. J. Gallagher, J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
- [7] J. N. Chapman, P. R. Aitchison, K. J. Kirk, S. McVitie, J. C. S. Cools, M. F. Gillies, J. Appl. Phys. **83**, 5321 (1998).
- [8] X. Portier, A. K. Petford-Long, T. C. Anthony, J. A. Burg, J. Appl. Phys. **85**, 4120 (1999).

- [9] J. Shi, T. Zhu, S. Tehrani, Y. F. Zheng, J.-G. Zhu, J. Magn. Magn. Mat. **198**, 251 (1999).
- [10] F. Schmidt, A. Hubert, J. Magn. Magn. Mat. **61**, 307 (1986).
- [11] Y. Acremann *et al.*, Science **290**, 492 (2000).
- [12] E. Betzig, J. K. Trautman, Science **257**, 189 (1992).
- [13] C. Durkan, I. V. Shvets, J. C. Lodder, Appl. Phys. Lett. **70**, 1323 (1997).
- [14] G. Eggers, A. Rosenberger, N. held, A. Münnemann, G. Güntherodt, P. Fumagalli, Ultramicroscopy **71**, 249 (1998).
- [15] T. Eimüller, P. Fischer, M. Köhler, M. Scholz, P. Guttman, G. Denbeaux, S. Glück, G. Bayreuther, G. Schmahl, D. Attwood, G. Schütz, Appl. Phys. A **73**, 697 (2001).
- [16] L. Reimer, *Transmission Electron Microscopy. Physics of Image Formation and Microanalysis*, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 36 (Springer 1993).
- [17] J. N. Chapman, J. Phys. D: Appl. Phys. **17**, 623 (1984).
- [18] U. Hartmann, T. Göddenhenrich, C. Heiden, J. Magn. Magn. Mat. **101**, 263 (1991).
- [19] P. Grütter, MSA Bull. **24**, 416 (1994).
- [20] W. Nolting, *Quantentheorie des Magnetismus, Band 1* (Teubner Studienbücher 1986).
- [21] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik, Band 3: Elektrodynamik* (Vieweg 1993).
- [22] P. Weiss, J. Physik , 667 (1907).

- [23] W. Heisenberg, *Z. Physik* **49**, 619 (1928).
- [24] Bergmann Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6* (Walter de Gruyter 1992).
- [25] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)* **A-240**, 599 (1948).
- [26] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism* (John Wiley & Sons, Inc. 1966).
- [27] H. Schmidt, *J. Appl. Phys.* **93**, 2107 (2003).
- [28] H. Schmidt, R. J. Ram, *J. Appl. Phys.* **89**, 507 (2001).
- [29] E. Kneller, *Ferromagnetismus* (Springer 1962).
- [30] L. Néel, *Ann. Univ. Grenoble* **22**, 299 (1946).
- [31] F. Bloch, *Z. Phys.* **74**, 295 (1932).
- [32] B. A. Lelley, *Phil. Mag. (7)* **41**, 792 (1950).
- [33] L. Néel, *C. R. Acad. Sci. Paris* **241**, 533 (1955).
- [34] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains* (Springer 1998).
- [35] S. Methfessel, S. Middelhoek, H. Thomas, *J. Appl. Phys.* **31**, 302 (1960).
- [36] E. E. Huber Jr., D. O. Smith, J. b. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958).
- [37] B. D. Cullity, *Introduction to magnetic materials* (Addison-Wesley Publishing Company 1972).
- [38] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo, *J. Magn. Magn. Mat.* **240**, 1 (2002).

- [39] J. M. García, A. Thiaville, J. Milat, K. J. Kirk, J. N. Chapman, F. Alouges, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 656 (2001).
- [40] D. Meyners, *Domänenuntersuchungen an nanostrukturierten magnetischen Tunnelementen*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld, 2001.
- [41] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck, *J. Magn. Magn. Mat.* **257**, 1 (2003).
- [42] T. Pokhil, D. Song, J. Nowak, *J. Appl. Phys.* **87**, 6319 (2000).
- [43] Y. Zheng, J.-G. Zhu, *J. Appl. Phys.* **81**, 5471 (1997).
- [44] X. Portier, A. K. Petford-Long, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 754 (2000).
- [45] P. Shang, A. Hogwood, A. K. Petford-Long, T. C. Anthony, *J. Appl. Phys.* **89**, 1 (2001).
- [46] W. H. Rippard, A. C. Perrella, P. Chalsani, F. J. Albert, J. A. Katine, P. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1357 (2000).
- [47] G. Yi, P. R. Aitchison, W. D. Doyle, J. N. Chapman, C. D. W. Wilkinson, *J. Appl. Phys.* **92**, 6087 (2002).
- [48] J. Shi, S. Tehrani, T. Zhu, Y. F. Zheng, J.-G. Zhu, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2525 (1999).
- [49] J. Shi, S. Tehrani, M. R. Scheinfein, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2588 (2000).
- [50] L. Néel, *C. R. Acad. Sci., Ser. A* **255**, 1676 (1962).
- [51] H. Kubota, G. Reiss, H. Brückl, W. Schepper, *Jap. J. Appl. Phys.* **41**, L180 (2002).
- [52] M. Hehn, O. Lenoble, D. Lacour, C. Féry, M. Piécuch, C. Tuisan, K. Ounadjela, *Phys. Rev. B* **61**, 11643 (2000).

- [53] F. J. Himpsel, J.E. Ortega, G. J. Mankey, R. F. Willis, *Advances in Physics* **47**, 511 (1998).
- [54] W. F. Brown Jr., *Phys. Rev.* **58**, 736 (1940).
- [55] L. D. Landau, E. Lifshitz, *Physik. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
- [56] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [57] M. J. Donahue, P. G. Porter, D. P. O’Leary: *OOMMF, User Guide*, Version 1.2a3.
- [58] <http://math.nist.gov/oommf/software.html>
- [59] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik, Band 5: Quantenmechanik, Grundlagen* (Vieweg 1997).
- [60] B. H. Brandsen, C. J. Joachain, *Quantum Mechanics* (Pearson Education Ltd 2000).
- [61] J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 1793 (1963).
- [62] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
- [63] A. M. Bratkovsky, *Phys. Rev. B* **56**, 2344 (1997).
- [64] R. Meservey, P. M. Tedrow, P. Fulde, *Phys. Rev. Lett.* **25(18)**, 1270 (1970).
- [65] P. M. Tedrow, R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **26(4)**, 192 (1971).
- [66] M. Julliere, *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
- [67] R. Meservey, P. M. Tedrow, P. Fulde, *Phys. Rev. B* **7**, 318 (1973).
- [68] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
- [69] R. Jansen, J. S. Moodera, *J. Appl. Phys.* **83**, 6682 (1998).

- [70] J. S. Moodera, E. F. Gallagher, K. Robinson, J. Nowak, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3050 (1997).
- [71] C. H. Shang, J. Nowak, R. Jansen, J. S. Moodera, *Phys. Rev. B* **58**, R2917 (1998).
- [72] J. S. Moodera, G. Mathon, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 248 (1999).
- [73] J. Wecker, J. Bangert, *Nichtflüchtige Datenspeicherung mit magnetischen Tunnelementen: Das Magnetic Random Access Memory (MRAM)*, (Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF-Ferienkurses, S. D 6.1-D 9.17) (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999).
- [74] R. Richter, *Logic gates realized with spin dependent tunneling elements*, Dissertation, Universität Bielefeld, 2002.
- [75] S. Gider, B.-U. Runge, A. C. Marley, S. S. P. Parkin, *Science* **281**, 797 (1998).
- [76] H. Boeve, L. Esparbe, G. Gieres, L. Bär, J. Wecker, H. Brückl, *J. Appl. Phys.* **91**, 7962 (2002).
- [77] J. Norgués, I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, 203 (1999).
- [78] H. van den Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, M. Vieth, J. Wecker, S. Zoll, *J. Magn. Magn. Mat.* **165**, 524 (1997).
- [79] P. Grünberg, *Zwischenschichtaustauschkopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit* (Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF-Ferienkurses, S. B 9.1-B 9.21) (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999).
- [80] J. M. Schmalhorst, *Magnetische, thermische und dielektrische Stabilität von magnetischen Tunnelementen*, Dissertation, Universität Bielefeld, 2001.
- [81] S. Colis, G. Gieres, L. Bär, J. Wecker, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 948 (2003).

- [82] S. Morita, T. Ishizaka, Y. Sugawara, T. Okawa, S. Mishima, S. Imai, N. Mikoshiba, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **28**, L1634 (1989).
- [83] F. Houze, R. Meyer, O. Schneegans, L. Boyer, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1975 (1996).
- [84] V. Da Costa, F. Bardou, C. Beal, Y. Henry, J. P. Bucher, K. Ounadjela, *J. Appl. Phys.* **83**, 6703 (1998).
- [85] Y. Ando, H. Kameda, H. Kubota, T. Miyazaki, *J. Appl. Phys.* **87**, 5206 (2000).
- [86] E. Z. Lou, S. K. Wong, A. B. Pakhomov, J. B. Xu, I. H. Wilson, C. Y. Wong, *J. Appl. Phys.* **90**, 5202 (2001).
- [87] D. C. Worledge, D. W. Abraham, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4522, (2003).
- [88] *Accurex / Explorer Technical Briefs*, TopoMetrix Corporation (1996).
- [89] <http://www.nanosensors.com>.
- [90] R. S. Beech, J. Anderson, J. Daughton, B. A. Everitt, D. wang, *IEEE Magn. Trans.* **32**, 4713 (1996).
- [91] N. Tezuka, T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, L218 (1998).
- [92] J. J. Sun, R. C. Costa, T. T. P. Galvão, V. Soares, T. S. Plaskett, P.P. Freitas, *J. Appl. Phys.* **83**, 6694 (1998).
- [93] P. A. Tipler, *Physik* (Spektrum 1994).
- [94] H. Barkhausen, *Physik Z.* **20**, 401 (1919).
- [95] H. Brückl, *persönliche Mitteilung*.
- [96] C. Tiusan, T. Dimopoulos, K. Ounadjela, M. Hehn, H. A. M. van den Berg, V. da Costa, Y. Henry, *J. Appl. Phys.* **87**, 4676 (2000).

- [97] J. G. Deak, R. H. Koch, *J. Magn. Magn. Mat.* **213**, 25 (2000).
- [98] D. Meyners, H. Brückl, G. Reiss, *J. Appl. Phys.* **93**, 2676 (2003).
- [99] J. Gadbois, J. G. Zhu, W. Varva, A. Hurst, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 1066 (1998).
- [100] S. E. Russek, J. O. Oti, Y. K. Kim, *J. Magn. Magn. Mat.* **198**, 6 (1999).
- [101] A. Arrott, *Proceedings of the 46th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials*, Seattle, 12-16 November 2001.
- [102] B. D. Schrag, A. Anguelouch, G. Xiao, P. Trouilloud, Y. Lu, W. J. Gallagher, S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **87**, 4682 (2000).
- [103] J. Shi, T. Zhu, M. Durlam, S. Terani, Y. F. Zheng, J. G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 997 (1998).
- [104] M. Rührig, B. Khamsehpour, K. J. Kirk, J. N. Chapman, P. Aitchison, S. McVitie, C. D. W. Wilkinson, *IEEE Trans. Magn.* **32**, 4452 (1996).
- [105] K. J. Kirk, J. N. Chapman, C. D. W. Wilkinson, *J. Appl. Phys.* **85**, 5237 (1999).
- [106] Y. Lu, P. L. Trouilloud, D. W. Abraham, R. Koch, J. Slonczewski, S. Brown, J. Bucchignano, E. O'Sullivan, R. A. Wanner, W. J. Gallagher, S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **85**, 5267 (1999).
- [107] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).
- [108] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (John Wiley & Sons, Inc. 2000).
- [109] C. Miramond, C. Fermon, F. Rousseaux, D. Decanini, F. Carcenac, *J. Magn. Magn. Mat.* **165**, 500 (1997).

- [110] R. P. Cowburn, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, R1 (2000).
- [111] A. Anguelouch, B. D. Schrag, G. Xiao, Y. Lu, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, W. J. Gallagher, S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 622 (2000).
- [112] T. Schrefl, J. Fidler, J. N. Chapman, K. J. Kirk, *J. Appl. Phys.* **89**, 7000 (2001).
- [113] M. R. Gibbons, K. Sin, S. Funada, M. Mao, D. Rao, C. Chien, H. C. Tong, *J. Appl. Phys.* **89**, 7003 (2001).
- [114] Y. Liu, Zo. Zhang, Zh. Zhang, P. P. Freitas, J. L. Martins, *J. Appl. Phys.* **91**, 8296 (2002).
- [115] H. W. Fuller, H. Rubinstein, D. L. Sullivan, *J. Appl. Phys. (Suppl.)* **32**, 286S (1961).
- [116] H. Hoffmann, *IEEE Trans. Magn.* **4**, 32 (1968).
- [117] K. J. Harte, *J. Appl. Phys.* **39**, 1503 (1968).
- [118] H. Brückl, J. Schmalhorst, H. Boeve, G. Gieres, J. Wecker, *J. Appl. Phys.* **91**, 7029 (2002).
- [119] U. K. Klostermann, R. Kinder, G. Bayreuther, M. Rührig, G. Rupp, J. Wecker, *J. Magn. Magn. Mat.* **240**, 305 (2002).
- [120] H. Kubota, Y. Ando, T. Miyazaki, G. Reiss, H. Brückl, W. Schepper, J. Wecker, G. Gieres, *J. Appl. Phys.* **94**, 2028 (2003).
- [121] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998).
- [122] J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, P. L. Trouilloud, D. Abraham, I. Bacchus, W. J. Gallagher, J. Hummel, Y. Lu, G. Wright, S. S. P. Parkin, R. H. Koch, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 4004 (2001).

- [123] Y. Uesaka, Y. Nakatani, N. Hayashi, *J. Magn. Magn. Mat* **145**, 205 (1995).
- [124] Y. Zhai, J. Li, Y. Yan, X. Y. Zhang, M. Lu, H. R. Zhai, J. Shi, *J. Appl. Phys.* **93**, 7598 (2003).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben. Insbesondere möchte ich mich bei meinen Betreuern PD Dr. Hubert Brückl und Prof. Dr. Günter Reiss, die mir jederzeit mit Rat und Tat zur Verfügung standen. PD Dr. Andreas Hütten möchte ich nicht nur für seine Begeisterung jeden bei seiner Arbeit zu motivieren, sondern auch für seine Offenheit und sein Verständnis, da er am schmerzvollsten unter meinem Einfluss gelitten hat.

Ich danke meinen Kollegen Dr. Karsten Rott für die unermüdliche Arbeitsbereitschaft und die Hilfe bei der Lithographie, Dr. Thomas Kaps und Dr. Hitoshi Kubota für fruchtbare Zusammenarbeit bei der Inbetriebnahme des CAFMs, Dr. Maik Justus und Dr. Andy Thomas für die Anpassung der Software an mein Experiment, Daniela Sudfeld, Inga Ennen und Nils Wiese für die AGM Messungen und Dr. Jan Schmalhorst für anregende Diskussionen. Ganz besonders möchte ich mich bei Dirk Meyners bedanken, der sowohl experimentell (AFM Messungen) als auch durch interessante Diskussionen und die Verbesserungsvorschläge für die vorläufige Version dieses Manuskripts mir sehr geholfen hat.

Für die Präparation der Schichtsysteme danke ich Dr. Joachim Wecker und Dr. Joachim Bangert von der Siemens AG (Abteilung ZT1, Erlangen).

Den Mitarbeitern der Elektronik- und der Mechanikwerkstatt danke ich für die unkomplizierte und qualifizierte Zusammenarbeit.

Mein grösster Dank gilt meiner Familie, die mich immer auf jede erdenklich Art und Weise unterstützt haben.