

Statik und Dynamik von ferromagnetischen Nanostrukturen



Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Andreas Killinger
aus Regensburg

2003

Promotionsgesuch eingereicht am 01. Oktober 2003.

Promotionskolloquium am 03. Dezember 2003.

Prüfungsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr. Dieter Weiss

1. Gutachter: Prof. Dr. Uwe Krey

2. Gutachter: Prof. Dr. Joachim Keller

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Milena Grifoni

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. Uwe Krey.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theorie des Mikromagnetismus	11
2.1	Der mikromagnetische Ansatz	11
2.2	Die magnetischen Energien	12
2.2.1	Austauschenergie	12
2.2.2	Zeemanenergie	13
2.2.3	Entmagnetisierungsenergie	14
2.2.4	Anisotropieenergie	15
2.3	Die mikromagnetischen Gleichungen	16
2.4	Charakteristische Längen	18
2.5	Mikromagnetische Simulationen	21
3	Isolierte zirkulare Nanomagnetten	25
3.1	Vortex und Single Domain	25
3.2	Vortex-Core	27
3.3	Phasengrenze	29
3.3.1	Vortex-Austauschenergiedichte	31
3.3.2	Eindomänen-Streifeldenergiedichte	33
3.3.3	Phasengrenze zwischen Vortex und Single Domain . . .	33
3.4	Statische Eigenschaften	37

3.4.1	Annihilation des Vortex	37
3.4.2	Ummagnetisierung von Single Domain-Teilchen	42
4	Ketten und Arrays von zirkularen Dots	51
4.1	Dipol-Dipol-Wechselwirkung	51
4.2	Annihilation von Vortizes in 1D-Ketten	61
5	Dynamik von Single-Domain Dots	73
5.1	Nachschwingen der Magnetisierung	73
5.2	Ummagnetisierung von elliptischen Dots	75
5.3	Ummagnetisierung von zirkularen Dots	77
5.4	Ummagnetisierung von rechteckigen Dots	78
6	Dynamik von zirkularen Vortex-Dots	83
6.1	Dynamik von isolierten Dots	83
6.1.1	Schalten der Vortizität	84
6.1.2	Ummagnetisierung der Vertikalkomponente	88
6.2	Dynamik von Doppelvortex-Strukturen	96
6.2.1	Umschalten der Vertikalkomponenten	96
6.2.2	Ändern der Vortizität	97
6.3	Dynamik von Vortex-Dotarrays	99
6.3.1	Instabilitäten durch In-plane Felder	99
6.3.2	Ummagnetisierung der Out-of-plane Komponente	101
7	Zusammenfassung	105

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung kleiner magnetischer Strukturen hat sich in den letzten Jahren zu einem hochaktuellen Forschungsgebiet entwickelt. Zum einen ermöglichen diese Strukturen, grundlegende magnetische Phänomene besser zu verstehen; zum anderen könnten sie aber auch im Hinblick auf mögliche Anwendungen in der Informationstechnologie (*Magnetic Random Access Memory, MRAM* [1]) interessant werden und in Zukunft die Grundlage neuer Technologien in der Datenspeicherung bilden. Die Architektur eines MRAM mit TMR-Elementen ist in Abb. (1.1) dargestellt. Die TMR-Elemente bestehen aus einer weichmagnetischen Top-Elektrode, einer Tunnelbarriere und einer hartmagnetischen Bottom-Elektrode. Der Schreibprozess erfolgt dann über durch Strompulse erzeugte Magnetfeldpulse (Schalten der weichmagnetischen Top-Elektrode), beim Leseprozess wird der TMR-Effekt genutzt. Noch sind Halbleiter-Bauelemente auf Silizium (Si)-Basis für sämtliche logischen Operationen in einem Computer zuständig. Aber aufgrund der vergleichsweise geringen Ladungsträgerdichte lassen sich diese Halbleiter nicht beliebig verkleinern.

Einen möglichen Schritt in Richtung weiterer Miniaturisierung ohne Siliziumtechnologie haben Dan Allwood u.a. [2] gemacht, indem sie ein logisches Gatter allein auf Basis von nanostrukturiertem Permalloy¹ herstellten.

R. P. Cowburn hat sowohl experimentell als auch mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen Arrays aus flachen magnetischen Strukturen zirkularer

¹Permalloy (Py) ist eine weichmagnetische metallische Legierung ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) mit besonders schönen magnetischen Eigenschaften. Sie definiert derzeit quasi das magnetische Standardsystem für viele Anwendungen.

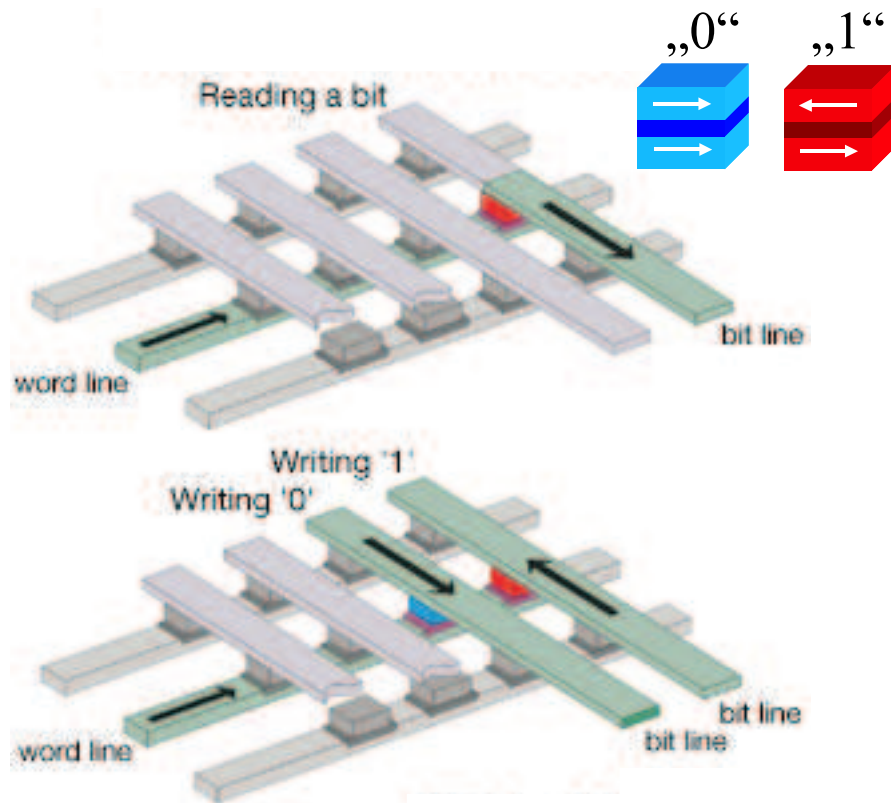


Abbildung 1.1: Die Architektur eines MRAM, näheres siehe Text.

und quadratischer Geometrien untersucht [3, 4, 5, 6, 7].

M. Schneider [8] dagegen hat kleine Nanoelemente aus Permalloy mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie und Lift-off-Technik strukturiert und mittels Lorentzmikroskopie (LTEM) [9] das Ummagnetisierungsverhalten und die remanenten Magnetisierungskonfigurationen beobachtet.

Kreisförmige Strukturen aus dem weichmagnetischen Material Permalloy stoßen derzeit auf besonders großes Interesse, da diese abhängig von ihrem Aspektverhältnis (Verhältnis Radius zu Dicke der Probe) zwei charakteristische Magnetisierungskonfigurationen aufweisen:

a) entweder befinden sie sich in einem eindomänen Zustand. Dann zeigen alle Magnetisierungsspins in eine Richtung. Diese Konfiguration wird auch

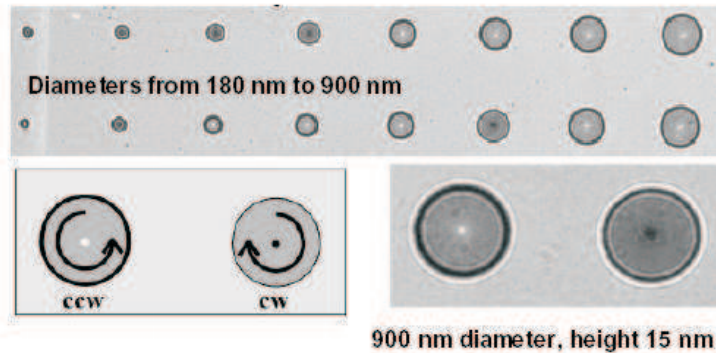


Abbildung 1.2: Lorentzmikroskopie, aus [10]: Der Drehsinn des Vortex ist hier experimentell direkt an den hellen und dunklen Spots in den Zentren der Proben sichtbar, während die eigentliche magnetische Polarisation des Vortexzentrum mit Hilfe der Lorentzmikroskopie nicht erschlossen werden kann.

als *Single Domain*-Zustand bezeichnet;

b) oder die Magnetisierungsspins bilden einen Kreisschluss (*Vortex*). Die Magnetisierung dreht sich dann innerhalb der Probe im oder gegen den Uhrzeigersinn um 360° (*Vortizität*, *Chiralität*), während im Zentrum eine vertikale Magnetisierungskomponente (*Polarität*), die in die Ebene hinein oder aus der Ebene heraus zeigt, beobachtet wird. Da Chiralität und Zentralkomponente unabhängig voneinander sind, treten 4 stabile Konfigurationen auf, die im Idealfall energetisch äquivalent sind. Abb. (1.2) und (1.3) zeigen, wie in der Lorentzmikroskopie Vortexstrukturen mit unterschiedlichem Drehsinn unterschieden werden können.

Die hellen und dunklen Spots in den Zentren der Dots kommen dadurch zustande, dass - abhängig vom Drehsinn der Vortexstrukturen - der Elektronenstrahl fokussiert bzw. defokussiert wird, siehe auch Abb. (1.4). Neben der Lorentzmikroskopie kommen auch MOKE (*Magneto-Optical-Kerr-Effects*) und MFM (*Magnetic Force Microscopy*) als experimentelle Techniken zum Einsatz. Mit Hilfe von MFM-Aufnahmen kann man sogar die Polarität einer Vortexstruktur sehen, siehe Abb. (1.5). Während MFM und Lorentzmikroskopie zwar die Magnetisierungsverteilung innerhalb eines einzelnen magnetischen Elements liefern, aber keine quantitativen Aussagen ermöglichen, macht es der magneto-optische Kerreffekt möglich, quantitative Hystereseschleifen von kleinen Arrays aus Nanomagnetten oder einzelnen Nanoelementen zu bestimm-

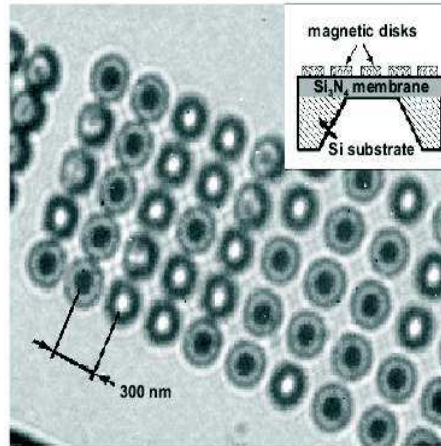


Abbildung 1.3: Fresnel-Aufnahme von 43 nm hohen Permalloy-Scheiben mit Durchmessern von 200 nm auf einer Si_3N_4 Membran. Die dunklen und hellen Spots im Zentrum der Scheiben geben den Drehsinn (Vortizität, Chiralität) der Vortexstrukturen an: im oder gegen den Uhrzeigersinn [11]

men. Streufelder von ferromagnetischen Elementen lassen sich durch das Verfahren der Hall-Magnetometrie [13, 14] lokal vermessen. Abb. (1.6) zeigt eine SEM-Aufnahme einer Permalloy-Nanostruktur auf einem Hall-Kreuz.

Bei der Untersuchung kleiner magnetischer Strukturen spielt auch die theoretische Modellierung eine wesentliche Rolle. Deshalb werden in dieser Arbeit Ergebnisse von mikromagnetischen Simulationen an isolierten oder auch in eindimensionalen Ketten oder Arrays gepackten ferromagnetischen Nanodots vorgestellt. Ausgangspunkt aller Simulationsrechnungen ist der mikromagnetische Formalismus [16, 17, 18, 19]. Da bis auf einige spezielle Fälle das entmagnetisierende Feld inhomogen ist, sind analytische Lösungen der mikromagnetischen Gleichungen in der Regel nicht möglich. Große Fortschritte in der Leistungsfähigkeit neuer Computer und die Verfügbarkeit diverser Softwarepakete (z.B. OOMMF [20] oder LLG [21]) ermöglichen aber numerische Rechnungen.

Durch Vergleich von Austauschenergiedichte einer Vortexstruktur und Entmagnetisierungsenergiedichte eines Single-Domain-Teilchens ist es gelungen, eine Art Phasengrenze zwischen diesen beiden Zuständen zu ermitteln, die mit den Resultaten von entsprechenden Simulationen und experimentellen Daten gut übereinstimmt. Je nach Dicke und Durchmesser des Nanodots

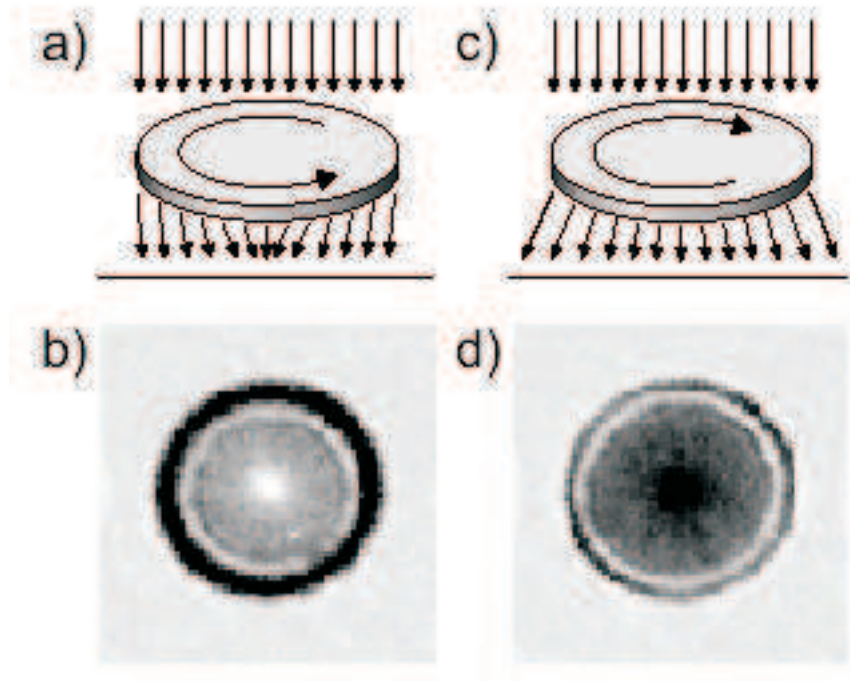


Abbildung 1.4: Ursprung der hellen und dunklen Spots in den Fresnel-Aufnahmen: Fokussierung bzw. Defokussierung des Elektronenstrahls abhängig vom Drehsinn des Vortex [12]

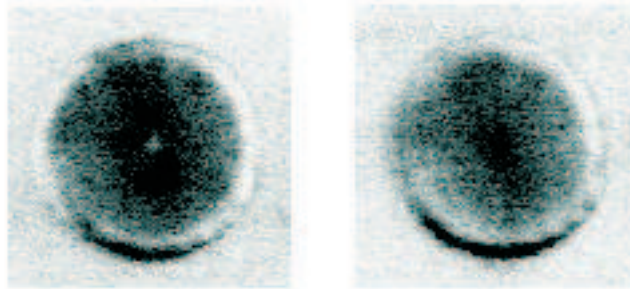


Abbildung 1.5: MFM-Aufnahme von zwei Permalloy-Scheiben ($D=800\text{nm}$, $h=50\text{nm}$): die beiden Kreisscheiben haben unterschiedliche Polarität, sichtbar durch den hellen und dunklen Spot im Zentrum der Dots [12]

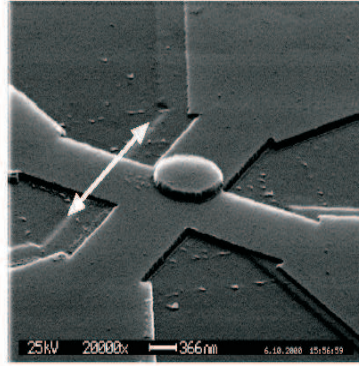


Abbildung 1.6: SEM-Aufnahme einer Permalloy-Kreisscheibe (Durchmesser: 850 nm, Dicke 60 nm) auf einem Hall-Kreuz der Breite $1\mu\text{m}$; der weiße Pfeil zeigt die Richtung des externen Feldes an [12]

lässt sich angeben, welche Magnetisierungskonfiguration energetisch günstiger und somit stabil ist².

Besonders die Vortex-Strukturen sind viel versprechende Kandidaten für Anwendungen in der Informationstechnologie, da es sich um 2 Bit-Systeme (Bit 1: Vortizität, Bit 2: Polarität der Vertikalkomponente) handelt. Es ist also im Vergleich zu eindomänigen Teilchen prinzipiell möglich, doppelt so viele Informationen pro Fläche zu speichern.

Deshalb wird im Folgenden auch untersucht, ob Kreisschluss (Bit 1) und Zentralkomponente (Bit 2) unabhängig voneinander und reproduzierbar geschaltet werden können. Im Hinblick auf zukünftige Anwendungen ist auch die Frage zu klären, wie dicht die Proben in einem Array gepackt werden können, ohne dass man Informationsverlust durch magnetostatische Interdot-Wechselwirkungen erwarten muss.

²In der Magnetostatik richtet sich die relative Stabilität zweier Zustände allein nach der Energie, in der Dynamik ist die Energie dagegen eine untergeordnete Größe.

Kapitel 2

Theorie des Mikromagnetismus

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Abriss der mikromagnetischen Theorie [16, 17] gegeben, der im wesentlichen den Darstellungen von Aharoni [18] und Hubert [19] folgt.

2.1 Der mikromagnetische Ansatz

Ausgangspunkt der mikromagnetischen Theorie ist der Ansatz

$$\vec{J}(\vec{r}) = J_s \vec{m}(\vec{r}) \quad (2.1)$$

für die magnetische Polarisation einer Probe mit konstanter Sättigungspolarisation J_s und variabler Magnetisierungsrichtung $\vec{m}(\vec{r})$.

Das Vektorfeld der Magnetisierungsrichtung $\vec{m}(\vec{r})$ wird nun so gewählt, dass die Gesamtenergie unter der Bedingung

$$\vec{m}^2 = 1$$

minimal wird. Die energetisch günstigen Magnetisierungskonfigurationen erhält man dann durch Minimalisierung des Freien Gesamtenergie-Funktional:

$$F(\{\vec{m}(\vec{r})\}) = \int_K dV \left\{ A \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial m_i}{\partial x_k} \right)^2 + \epsilon_{an}[\vec{m}(\vec{r})] - J_s \cdot \left[\vec{H}_{ext} + \frac{\vec{H}_D(\vec{r})}{2} \right] \cdot \vec{m}(\vec{r}) \right\} \quad (2.2)$$

Auf der rechten Seite dieser Gleichung wird über alle Beiträge zur Totalen Energiedichte (Austauschenergie, Entmagnetisierungsenergie, Zeemanenergie und Anisotropieenergie) summiert und dann über das Volumen der Probe integriert.

Grundsätzlich ist zwischen lokalen und nichtlokalen Energietermen zu unterscheiden.

Die lokalen Energieterme (Austausch-, Anisotropie-, Zeemanenergie) lassen sich schreiben als

$$E_{loc} = \int f(\vec{m})dV,$$

wobei die Energiedichtefunktion $f(\vec{m})$ nur von den lokalen Magnetisierungsrichtungen abhängt.

Die Streufeldenergie ist dagegen nichtlokal, sie führt zu Drehmomenten auf den Magnetisierungsvektor, die an jedem Punkt der Probe von den Magnetisierungsrichtungen an allen anderen Punkten abhängen. Die Streufeldenergie kann also nicht durch eine einfache Integration berechnet werden. In der Regel geht man folgendermaßen vor: zunächst wird ein skalares magnetisches Potential durch Integration über sog. "magnetische Ladungen", die Quellen und Senken des Vektorfelds der Magnetisierung, berechnet. Anschließend wird eine zweite Integration über das Produkt aus Ladungen und Potential durchgeführt und man erhält die totale Streufeldenergie.

Insgesamt sind also zwei räumliche Integrationen zur Bestimmung der Streufeldenergie nötig. Das macht die Lösung mikromagnetischer Probleme kompliziert und führt dazu, dass bis auf wenige Ausnahmefälle nur numerische Lösungen möglich sind.

2.2 Die magnetischen Energien

Im Folgenden sollen nun die magnetischen Energien genauer betrachtet werden.

2.2.1 Austauschenergie

Diese Energie ist nur quantenmechanisch zu verstehen.

Aus der phänomenologischen Molekularfeld-Theorie ergibt sich für die Dichte der Austauschenergie [22] :

$$\epsilon_{exch} = \sum_{i,j,k=1}^3 A_{jk} \frac{\partial m_i}{\partial x_j} \frac{\partial m_i}{\partial x_k}. \quad (2.3)$$

Die m_i sind die Richtungskosinusse der magnetischen Polarisation \vec{J} und A_{jk} bezeichnet den Austauschensor. Für kubische oder isotrope Materialien ist der Austauschensor proportional zum Einheitstensor¹:

$$\epsilon_{exch} = A \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial m_i}{\partial x_k} \right)^2. \quad (2.4)$$

In isotropen Materialien kann die Austauschenergie auch durch eine Taylorentwicklung der Heisenberg-Wechselwirkung $\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$ abgeleitet werden. Es ergibt sich:

$$E_{exch} = A \int (\vec{\nabla} \cdot \vec{m})^2 dV \quad (2.5)$$

In erster Näherung ist die isotrope Form der Austauschenergie auch für Materialien gültig, in denen die Heisenberg-Wechselwirkung nicht anwendbar ist. Nur die Austauschkonstante ist zu modifizieren. Da bislang keine experimentellen Daten über anisotrope Austauschkonstanten zur Verfügung stehen, wird üblicherweise die isotrope Form verwendet.

Anschaulich bedeutet die Austauschwechselwirkung, dass die Magnetisierungsspins bestrebt sind, sich parallel zueinander auszurichten. Ursache dafür ist ein Zusammenspiel von Pauli-Prinzip und Coulombwechselwirkung.

Daraus ergibt sich auch die Größenordnung der Austauschkonstante A , z.B. $A = 1.3 \cdot 10^{-11} \frac{J}{m}$ bei Permalloy.

2.2.2 Zeemanenergie

Ist die magnetische Probe einem äußeren Magnetfeld \vec{H}_{ext} ausgesetzt, erhält man die Wechselwirkungsenergie zwischen dem Vektorfeld der Magnetisierung und diesem äußeren Feld einfach durch:

$$E_{Zeeman} = -J_s \int \vec{H}_{ext} \cdot \vec{m}(\vec{r}) dV. \quad (2.6)$$

¹Auch für Kobalt (Co) rechnet man mit (2.4) und nicht mit dem allgemeineren Ansatz (2.3), obwohl die Struktur von Co nicht kubisch ist.

2.2.3 Entmagnetisierungsenergie

Aus $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{J})$ und $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ folgt

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_d(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{J}(\vec{r})}{\mu_0} \right). \quad (2.7)$$

Die Quellen des Entmagnetisierungsfeldes \vec{H}_d sind also durch die Senken der Magnetisierung \vec{J} bestimmt. Wegen $\text{rot} \vec{H}_d = 0$ (magnetostatische Näherung) läßt sich das Entmagnetisierungsfeld als Gradient einer skalaren Ortsfunktion $\phi(\vec{r})$ darstellen:

$$\vec{H}_D(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \phi_D(\vec{r}). \quad (2.8)$$

Daraus erhält man die Laplace-Gleichung:

$$\Delta \phi = \text{div} \left(\frac{\vec{J}}{\mu_0} \right), \quad (2.9)$$

mit der Lösung

$$\phi_d(\vec{r}) = \frac{J_s}{4\pi\mu_0} \left[\int \frac{-\vec{\nabla} \cdot \vec{m}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \int \frac{\vec{m}(\vec{r}') \cdot \vec{n}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \right]. \quad (2.10)$$

Die Entmagnetisierungsenergie ergibt sich aus dem entmagnetisierenden Feld \vec{H}_D durch:

$$E_D = -\frac{1}{2} \int_K dV \vec{H}_d(\vec{r}) \cdot \vec{J}(\vec{r}). \quad (2.11)$$

Im allgemeinen ist also der Zusammenhang zwischen \vec{H}_D und \vec{J} nichtlokal. Die Berechnung von \vec{H}_D und der Entmagnetisierungsenergie bereitet daher häufig Schwierigkeiten.

Ein anderer Fall liegt bei homogen magnetisierten Ellipsoiden vor: Hier ist auch \vec{H}_D homogen mit ortsunabhängigen Entmagnetisierungskoeffizienten N_{ij} :

$$H_D = \frac{1}{\mu_0} \sum_i N_{ij} J_i \quad (2.12)$$

Aus dem Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_D erhält man - speziell für einen Ellipsoid nach Hauptachsentransformation - die Dichte der Entmagnetisierungsenergie durch:

$$\epsilon_D = \frac{1}{2\mu_0} \sum_i N_{ii} J_i^2. \quad (2.13)$$

Die Magnetisierung stellt sich somit in Richtung des kleinsten Entmagnetisierungskoeffizienten ein (Formanisotropie).

2.2.4 Anisotropieenergie

Grundsätzlich unterscheidet man Formanisotropie, Kristallanisotropie und Spannungsanisotropie.

Die Formanisotropie hängt von der Geometrie des Körpers ab und ist durch die Entmagnetisierung bestimmt.

Die Kristallanisotropieenergie ist eine Folge der Spin-Bahn-Kopplung² und lässt sich durch eine Potenzreihe in den Richtungskosinussen m_i der Magnetisierung darstellen. Die Koeffizienten sind durch die Kristallsymmetrie bestimmt. Für einen kubischen Kristall gilt z.B.:

$$\epsilon_{an}(\vec{m}) = K_1(m_1^2 m_2^2 + m_2^2 m_3^2 + m_3^2 m_1^2). \quad (2.14)$$

Bei positivem K_1 sind die Würfelkanten die Vorzugsachsen, bei negativem K_1 die Raumdiagonalen.

Bei tetragonaler oder hexagonaler Symmetrie liegt uniaxiale Anisotropie vor:

$$\epsilon_{an}(\vec{m}) = K_u \sin^2 \vartheta, \quad (2.15)$$

wobei ϑ der Winkel zwischen Anisotropieachse und Magnetisierungsrichtung ist. Bei positivem K_u stellt sich die Magnetisierung parallel zur Vorzugsachse ein (leichte Achse). Ist K_u negativ, richtet sich die Magnetisierung in der Ebene senkrecht zu dieser Achse aus (schwere Achse).

Bei elastischen Verzerrungen des Gitters - die zum Beispiel bei der Epitaxie auftreten, wenn ein magnetischer Film auf einem einkristallinen Substrat mit einer anderen Gitterkonstante aufwächst - ändert sich auch die Kristallanisotropie (Magnetostriktion). Damit lässt sich auch bei kubischen Kristallen eine uniaxiale Anisotropie erzeugen.

²Letzten Endes ist auch die Formanisotropie eine Folge der Spin-Bahn-Kopplung.

2.3 Die mikromagnetischen Gleichungen

Die mikromagnetischen Gleichungen werden durch Minimalisierung der totalen freien Energie unter der Bedingung $\vec{m}^2 = 1$ abgeleitet. Summiert man über alle Energiebeiträge auf, erhält man die totale Energie als Integral über das Volumen der Probe:

$$E_{tot} = \int (A(\vec{\nabla} \cdot \vec{m})^2 + \epsilon_{an} - (\vec{H}_{ext} \cdot \vec{J} + \frac{1}{2}\vec{H}_d \cdot \vec{J}))dV \quad (2.16)$$

A ist die Austauschkonstante, ϵ_{an} die Anisotropieenergiedichte, \vec{H}_{ext} das äußere Feld und \vec{H}_d das Streufeld.

Mit $\vec{m}^2 = 1$ ergibt sich aus der Variationsrechnung folgende Differentialgleichung:

$$-2A\Delta\vec{m} + \text{grad}_{\vec{m}}\epsilon_{an}(\vec{m}) - (\vec{H}_{ext} + \vec{H}_d)J_s = \lambda\vec{m} \quad (2.17)$$

sowie die Bedingungen für das Streufeld:

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu_0\vec{H}_d + \vec{J}) = 0, \quad \vec{\nabla} \times \vec{H}_d = 0. \quad (2.18)$$

λ ist ein Lagrange-Parameter.

Daraus erhält man nun ein *effektives Feld*:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d + \left(\frac{2A}{J_s}\Delta\vec{M} - \frac{1}{J_s}\vec{\nabla}\epsilon_{an}(\vec{m})\right) \quad (2.19)$$

Dieses effektive Feld ermöglicht eine relativ einfache Interpretation der mikromagnetischen Gleichungen:

In der Form

$$\vec{J} \times \vec{H}_{eff} = 0 \quad (2.20)$$

bedeutet es, dass das Drehmoment auf jeden Magnetisierungsvektor im statischen Gleichgewicht verschwinden bzw. an jedem Punkt Magnetisierungsvektor und effektives Feld parallel sein müssen.

Ist ein Drehmoment vorhanden, führt der Drehimpuls, der mit dem magnetischen Moment verbunden ist, zu einer Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors um die Richtung des effektiven Feldes, siehe Abb. (2.1).

Die Bewegungsgleichung lautet:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = -\gamma\vec{J} \times \vec{H}_{eff}. \quad (2.21)$$

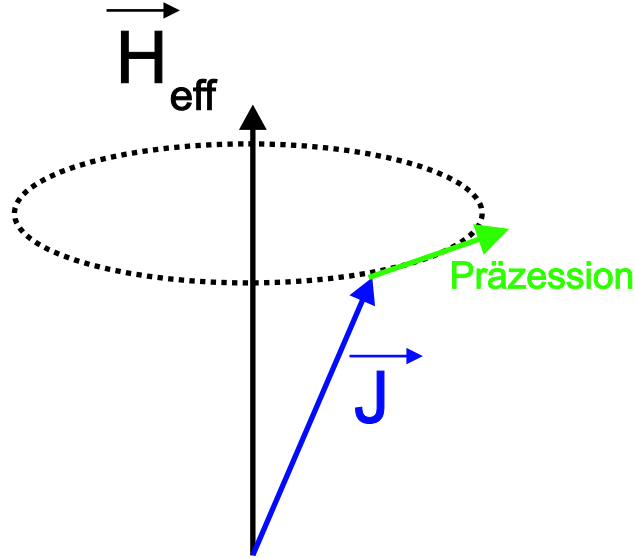


Abbildung 2.1: Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors \vec{J} um das effektive Feld \vec{H}_{eff}

mit dem gyromagnetischen Verhältnis:

$$\gamma = \frac{\mu_0 g e}{2m_e} = g \cdot 1.105 \cdot 10^5 \frac{m}{As}. \quad (2.22)$$

g ist der Landésche Faktor und für viele ferromagnetischen Materialien, z.B. für Eisen und Nickel, ungefähr 2. Der etwas größere Wert bei Co deutet darauf hin, dass bei diesem Material die Spin-Bahn-Wechselwirkung eine größere Rolle spielt als bei Fe und Ni.

Während dieser Präzessionsbewegung ändert sich der Winkel zwischen effektivem Feld und Magnetisierung nicht. Dies hängt damit zusammen, dass bislang keine Verluste in der Bewegungsgleichung berücksichtigt sind. Auch wenn nicht-lokale Effekte wie z.B. das Auftreten von Wirbelströmen oder Gitterfehler ausgeschlossen werden können, weil eine ideale, nichtleitende Probe angenommen wird, treten dennoch lokalisierte, intrinsische Verluste auf. In der Landau-Lishitz-Gilbert Gleichung wird deshalb ein dimensionsloser, *empirischer Dämpfungsparameter* eingeführt, der in phänomenologischer Weise dissipative Prozesse wie die Streuung von Spinwellen an Gitterfehlern, Spinrelaxationen usw. beschreibt.

Damit ergeben sich nun die mikromagnetischen Gleichungen mit Dämpfung:

Bewegungsgleichung nach Landau und Lifshitz

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_{LL}\vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha_{LL}\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{eff}). \quad (2.23)$$

und äquivalent dazu

Bewegungsgleichung nach Gilbert [23]

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_G\vec{m} \times \vec{H}_{eff} - \alpha_G\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (2.24)$$

Die beiden Gleichungen lassen sich ineinander überführen. Einsetzen von (2.23) in (2.24) und Vergleich der Koeffizienten ergibt:

$$\gamma_{LL} = \frac{\gamma_G}{1 + \alpha_G^2}, \quad \alpha_{LL} = \frac{\alpha_G\gamma_G}{1 + \alpha_G^2}.$$

In Abb. (2.2) wird die Bewegung des Magnetisierungsvektors um das effektive Feld veranschaulicht. Bei niedrigen Frequenzen ist der Dämpfungsterm dominant. Der Dämpfungsterm in den mikromagnetischen Gleichungen sorgt dafür, dass nach der Relaxation, also im statischen Gleichgewicht, Magnetisierung und effektives Feld parallel sind.

2.4 Charakteristische Längen

Wie oben angedeutet wurde, bedeutet die Berechnung der Streufeldenergiedichte in der Regel einen hohen numerischen Aufwand. In einigen Fällen kann sie jedoch recht einfach bestimmt werden, z.B. bei einer unendlich ausgedehnten Platte, die senkrecht zu ihrer Oberfläche homogen magnetisiert ist. Dann beträgt die Energiedichte:

$$K_d = \frac{J_s^2}{2\mu_0}. \quad (2.25)$$

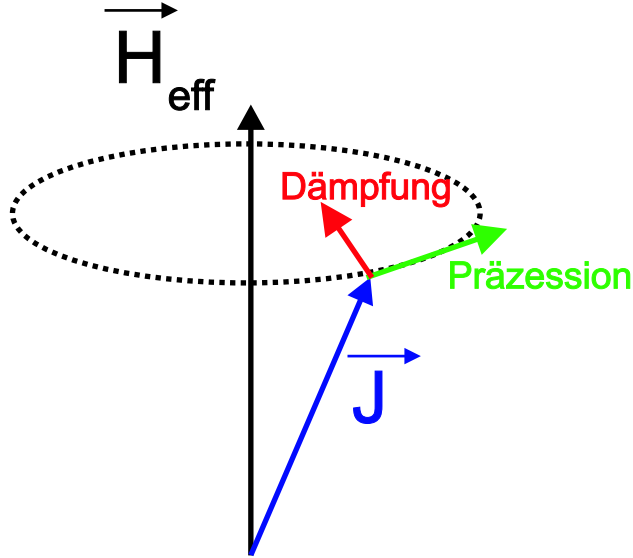


Abbildung 2.2: Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors um das effektive Feld mit Dämpfung

Da dies natürlich eine energetisch ungünstige Situation ist, ist K_d ein Maß für die maximalen Energiedichten, die mit Streufeldern verbunden sein können. Damit läßt sich eine charakteristische Länge

$$l_d = \sqrt{\frac{A}{K_d}} \quad (2.26)$$

bilden.

A ist die Austauschkonstante, K_d die Streufeldenergiekonstante.

Mikromagnetische Lösungen, in denen Streufelder vermieden werden können, also keine magnetischen Pole auftreten, skalieren mit einer anderen Länge, die im allgemeinen größer ist als l_d :

$$l_u = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (2.27)$$

K_u ist hier eine uniaxiale Anisotropiekonstante.

Diese beiden charakteristischen Längen werden auch als “magnetische Austauschlängen“ bezeichnet.

$Q = \frac{K_u}{K_d}$ bezeichnet man als “Weichheitsparameter“. Für $Q \ll 1$ hat man es

mit weichmagnetischem Material, für $Q \gg 1$ mit hartmagnetischem Material zu tun.

In Abb. (2.3) sind die Modellparameter, die charakteristischen Längen³ und der Weichheitsparameter für einige magnetische Materialien zusammengestellt.

	Permalloy (Py)	Eisen (Fe)	Kobalt (Co)	Nickel (Ni)
A in $10^{-11} \frac{J}{m}$	1.3	2.1	3.0	0.9
K_u in $\frac{J}{m^3}$	500	$4.8 \cdot 10^4$	$5.2 \cdot 10^5$	$-5.7 \cdot 10^3$
M_s in $\frac{A}{m}$	$8 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^6$	$4.9 \cdot 10^5$
l_u in nm	160	21	7.7	42
l_d in nm	5.7	3.3	4.3	7.4
Q	0.001	0.49	5.6	0.17

Abbildung 2.3: Modellparameter (Austauschkonstante, Anisotropiekonstante und Sättigungsmagnetisierung), charakteristische Längen und Weichheitsparameter für die magnetischen Materialien Permalloy, Eisen, Kobalt und Nickel

³Für die charakteristischen Zeiten kann man dagegen eine solche Unterteilung nicht machen: Vielmehr ergibt sich die charakteristische Präzessionsfrequenz $\omega_c(\vec{r})$ jeweils direkt aus der Beziehung $\omega_c(\vec{r}) = \gamma H_{eff}(\vec{r})$.

2.5 Mikromagnetische Simulationen

Für die Simulationsrechnungen wurde die Public-Domain Software **OOMMF** [20] benutzt, die am National Institute of Standards and Technology (NIST) entwickelt wurde.

Es stehen zwei Programmpakete zur Verfügung: *mmSolve* für zweidimensionale Rechnungen und *Oxsi*⁴, um auch dreidimensional zu rechnen. Die magnetische Probe wird deshalb entweder in ein zweidimensionales Gitter von Quadraten diskretisiert (Finite-Elemente Methode), wobei im Zentrum der Gitterzellen dreidimensionale Spins positioniert sind (2D) oder in Würfel (3D). Die Zellgröße wird bei der Definition des Problems festgelegt. Es hat sich gezeigt, dass die Diskretisierung unterhalb der magnetischen Austauschlänge des untersuchten Materials liegen muss, um korrekte Ergebnisse zu erhalten: zum Beispiel ist es mit einer Zellgröße von über 6 nm (die Austauschlänge von Py liegt bei 5.7 nm) nicht möglich, den Vortexkern eines Py-Nanodots aufzulösen. Man erhält dann Vortexstrukturen ohne Out-of-plane Komponenten. Diese Tatsache schränkt natürlich die Möglichkeiten stark ein: bei einer Zellgröße von 5 nm liegt die maximale Systemgröße, die mit einem Standard-PC in akzeptabler Zeit gerechnet werden kann, bei etwa 1000 nm, also 200×200 Zellen.

Bei der Definition der Probengeometrie stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung: einige Geometrien (kreisförmig, elliptisch, rechteckig) sind bereits vorgegeben. Es ist aber auch möglich, Schwarzweiß-Bitmaps einzulesen: auf den schwarzen Flächen werden dann Magnetisierungsspins positioniert, die weißen Flächen sind unmagnetisch. So kann man auch Ketten und Arrays von Dots untersuchen.

Die Anisotropie- und Zeemanenergierterme werden unter der Annahme, dass innerhalb jeder Zelle die Magnetisierung konstant ist, berechnet. Die Austauschenergie wird für die nächsten Nachbarn berechnet, Details dazu sind in [24] zu finden. Für die Berechnung des Streufeldes wird in jeder Zelle konstante Magnetisierung angenommen und das entmagnetisierende Feld für jede Zelle sowie die Wechselwirkung der Zellen untereinander unter Benutzung von FFT (Fast Fourier Transformation)-Methoden berechnet. Somit erhält man dann die Energiedichte als Funktion der Magnetisierung mit Anisotropie-, Austausch-, Streufeld- und Zeemantermen. Das effektive Feld H_{eff} ist defi-

⁴Das dreidimensionale Programm konkurriert mit dem LLG-Programm von Scheinfein [21].

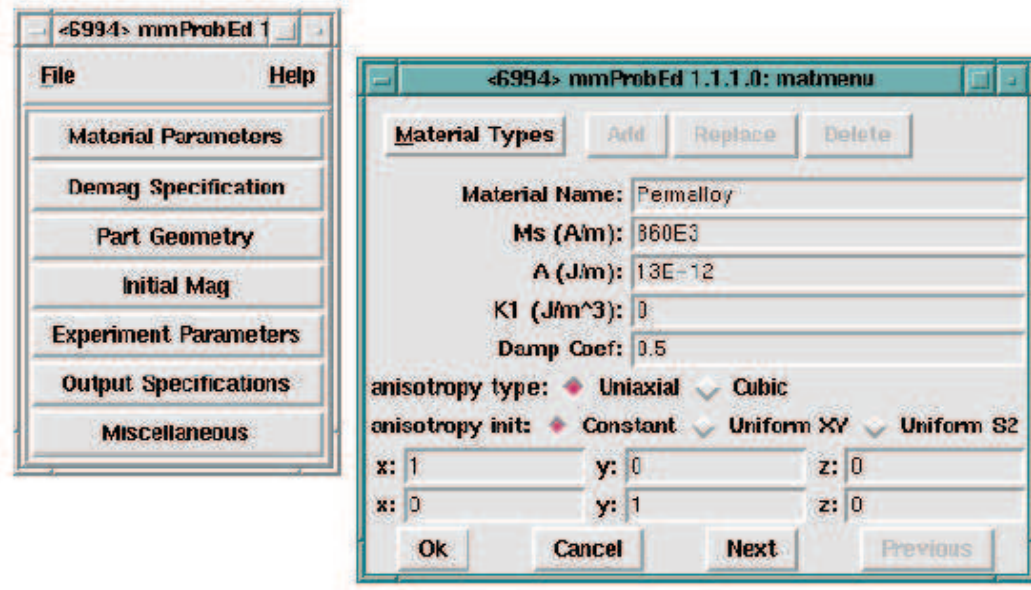


Abbildung 2.4: Definition des mikromagnetischen Problems durch **mmProbEd**

niert als

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}}.$$

Die Landau-Lifshitz Gleichung

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

wird unter Benutzung eines Prädiktor-Korrektor-Verfahrens 2. Ordnung nach Adams integriert. Dabei wird die rechte Seite der Gleichung zwischen zwei Iterationsschritten linear extrapoliert und dann über das neue Zeitintervall integriert, um eine quadratische Vorhersage für die Magnetisierung zum nächsten Zeitschritt zu erhalten. Mit dieser Vorhersage für \vec{M} wird dann die rechte Seite der Gleichung berechnet. Der erhaltene Wert wird anschließend mit dem aktuellen Wert kombiniert, um eine lineare Interpolation von $\frac{d\vec{M}}{dt}$ über das neue Zeitintervall zu erhalten. Schließlich wird über $\frac{d\vec{M}}{dt}$ integriert. Das Ergebnis dieser Integration ist eine Abschätzung von \vec{M} zum neuen Iterationsschritt, der dann akzeptiert wird, wenn die totale Energie des Systems

abgenommen hat und die Abweichung zwischen der Vorhersage und der Abschätzung von M klein genug ist. Der Fehler zwischen der Vorhersage und der Abschätzung von M wird benutzt, um die Größe des nächsten Schritts anzupassen. Wird der Iterationsschritt verworfen, wird die Schrittweite reduziert und die Integration wiederholt. Die Integration läuft solange, bis ein Kontrollpunkt erreicht wird, der entweder durch die vorgegebene Simulationszeit, eine bestimmte Zahl von Iterationen oder dadurch festgelegt ist, dass das Moment $\vec{M} \times \vec{H}_{eff}$ unter einen bestimmten Wert fällt und somit ein Gleichgewichtszustand erreicht ist.

Zu Beginn werden mit Hilfe von **mmProbEd**, siehe Abb. (2.4), die Details der Simulation, also die mikromagnetischen Modellparameter, die Geometrie der Probe, die Diskretisierung (Zellgröße) und evtl. angelegte äußere Felder definiert.

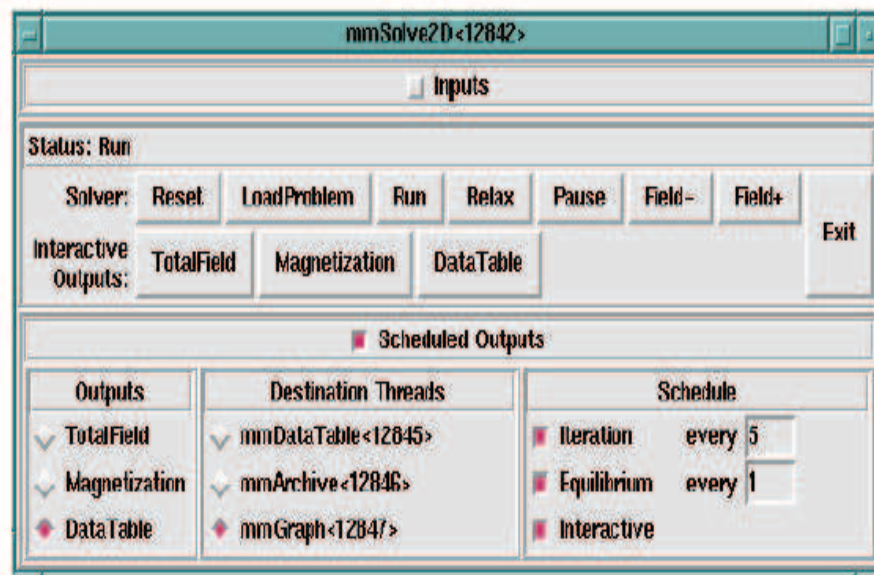


Abbildung 2.5: **mmSolve**: Laden des mit **mmProbEd** definierten Problems, Start der Simulation und Steuerung des Outputs

Mit **mmSolve**, siehe Abb. (2.5), wird das durch **mmProbEd** definierte Problem geladen, die Simulation gestartet und schließlich gesteuert, wie die Ergebnisse verarbeitet werden sollen, z.B. die Ausgabe an **mmDisp**, siehe Abb. (2.6), das u.a. ermöglicht, die Magnetisierung der untersuchten Probe durch

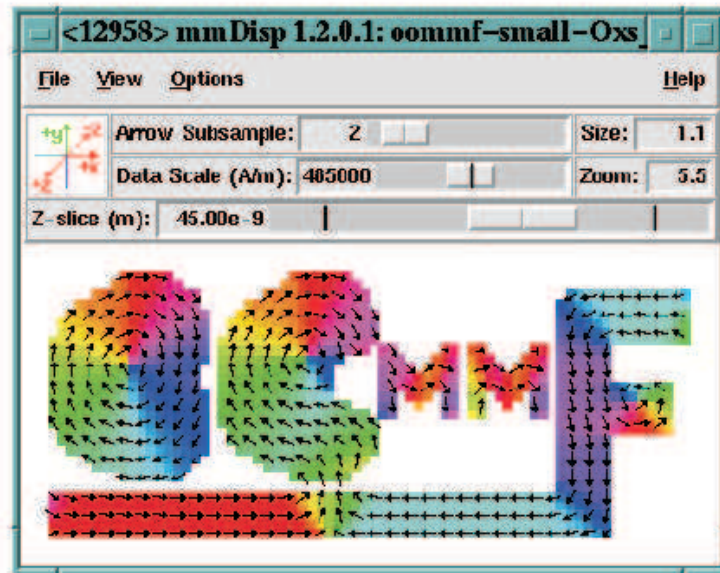


Abbildung 2.6: Ausgabe von Vektorfeldern der Magnetisierung mittels **mm-Disp**

Vektorgrafiken zu visualisieren.

Die mikromagnetischen Simulationen, die im Folgenden vorgestellt werden, wurden für das weichmagnetische Material Permalloy durchgeführt. Dabei wurden die typischen Modellparameter aus Abb. (2.3) benutzt. Für die statischen Rechnungen wurde als Dämpfungsparameter 0.5 gewählt, bei den dynamischen Untersuchungen immer ein realistischer Wert von 0.008 oder 0.01.

Kapitel 3

Isolierte zirkulare Nanomagneteten

3.1 Vortex und Single Domain

Die zwei typischen Magnetisierungskonfigurationen, die bei zirkularen Permalloyproben beobachtet werden, sind

a) die *Vortex*struktur, also ein Kreisschluss der Magnetisierungsspins in der Probenebene mit einer Vertikalkomponente im Zentrum. In Abb. (3.1) ist die Magnetisierungsverteilung eines kreisförmigen Dots aus Permalloy mit einem Durchmesser von 300 nm und 10 nm Dicke dargestellt: der Drehsinn ist gegen den Uhrzeigersinn gerichtet und die Out-of-plane Komponente zeigt aus der Ebene heraus (die Magnetisierung in z -Richtung ist farblich gekennzeichnet: *rot* bedeutet aus der Ebene heraus). Es werden 4 energetisch völlig gleichwertige Vortexkonfigurationen beobachtet: Polarität „up“ und „down“ bzw. Drehsinn „im Uhrzeigersinn“ und „gegen den Uhrzeigersinn“;

und b) der *eindömänige* Zustand, bei dem alle Magnetisierungsspins in eine Richtung zeigen. Abb. (3.2) zeigt die Magnetisierungskonfiguration eines Permalloy-Dots mit 300 nm Durchmesser und 1 nm Dicke. Hier gibt es im Gegensatz zu den Vortexstrukturen nur 2 Konfigurationen, nämlich Magnetisierung nach links bzw. nach rechts, wenn man durch eine schwache In-Plane-Anisotropie die x -Achse auszeichnet. Die Vortexstrukturen sind im Hinblick auf Anwendungen in der Informationsspeicherung besonders interessant, da

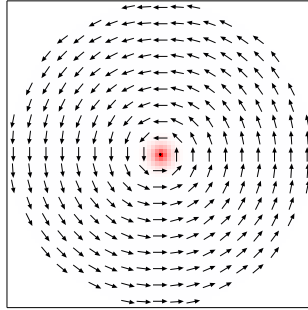


Abbildung 3.1: Kreisförmiger Dot (Permalloy, Durchmesser 300 nm, Dicke 10 nm) mit Vortexstruktur; Vortizität: gegen den Uhrzeigersinn, Polarität: „up“.

sie grundsätzlich die doppelte Speicherdichte gegenüber eindomänen Strukturen ermöglichen, unter der Voraussetzung, dass die zwei Informationen in einem Vortexzustand (Polarität und Vortizität) unabhängig voneinander manipuliert werden können.

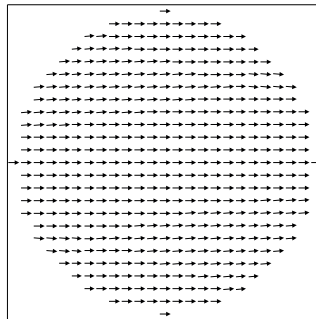


Abbildung 3.2: Kreisförmiger Dot (Permalloy, Durchmesser 300 nm, Dicke 1 nm) im Single-Domain Zustand mit schwacher In-plane Anisotropie in x-Richtung.

3.2 Vortex-Core

Besonders interessant ist der Verlauf der z-Komponente der Magnetisierung in Vortexstrukturen. Die Out-of-plane Komponente (in Einheiten vom M_s) ist im Zentrum des Dots 1 und fällt nach außen hin exponentiell ab. Ab einer bestimmten Dicke der Dots kommt es zu einem sog. Unterschwinger (wegen der Nebenbedingung $m^2 = 1$). Ein Teil des magnetischen Streufelds des Vortexzentrums wird durch den Unterschwinger schon in der Probe kompensiert. In Abb. (3.3) ist der Verlauf der Vertikalkomponente der Magnetisierung für einen kreisförmigen Permalloydot mit 800 nm Durchmesser und 20 nm Schichtdicke dargestellt. Die Halbwertsbreite beträgt etwa 16.7 nm ($\approx 3l_d$). Auch der Unterschwinger ist gut zu erkennen. Der Vortex-Core insgesamt

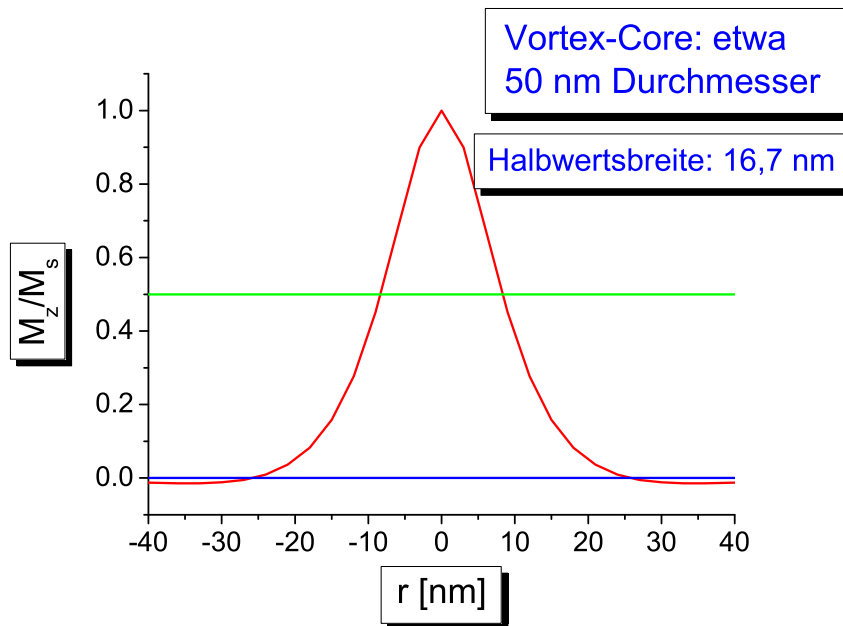


Abbildung 3.3: OOMMF-Simulation an einem Permalloy-Dot mit 800 nm Durchmesser und 20 nm Dicke, Verlauf der Out-of-plane Komponente der Magnetisierung

hat einen Durchmesser von 50 nm (definiert durch die Nulldurchgänge der

Magnetisierung).

Um im Experiment quantitative Aussagen über die Magnetisierung in der Probe machen zu können, ist die Lorentzmikroskopie ungeeignet. Weindl [25] ist es gelungen, durch Untersuchungen an Nanostrukturen mittels einer fokussierten Elektronensonde eine Abschätzung der Halbwertsbreite der Out-of-plane Magnetisierung zu ermitteln. Die Sonde erfährt in der magnetischen Probe durch die Lorentzkraft eine Ablenkung, die Rückschlüsse auf die lokal abgetastete Induktion in der Probe zulässt. In Abb. (3.4) ist die Methode des Differentiellen Phasenkontrasts dargestellt. Die Ablenkung des Beugungsscheibchens ist proportional zu dem lokal in der Probe vorherrschenden Magnetfeld. Die Messung erfolgt in einem Elektronenmikroskop mit Hilfe einer externen Rechnersteuerung. Sie ermöglicht innerhalb der magnetischen Probe Aussagen über die relativen Induktionsänderungen in Abhängigkeit vom Standort. Die experimentellen Ergebnisse für die Halbwertsbreite liegen für

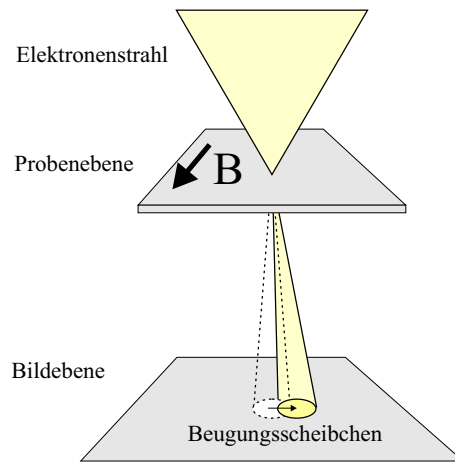


Abbildung 3.4: Differentieller Phasenkontrast (DPC) [25]

einen Permalloy-Dot mit 800 nm Durchmesser und 20 nm Dicke in einem Bereich von 20 nm, also im Rahmen der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der Simulation (16.7 nm).

Mittels spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie (SP-STM) ist es Wachowiak [26] gelungen, die interne Spinstruktur im Vortexkern von Eisen-Strukturen zu untersuchen. Die experimentellen Daten, insbesondere der Verlauf der Vertikalkomponente der Magnetisierung, stimmen mit entsprechenden OOMMF-

Simulationen gut überein. Auch der bei dicken Proben auftretende Unterschwinger konnte experimentell beobachtet werden.

3.3 Phasengrenze

Durch Vergleich von Entmagnetisierungsenergiedichte des eindomänen Zustandes und Austauschenergiedichte des Vortexzustandes lässt sich abschätzen, in welchem Zustand sich ein kreisförmiger Dot mit einem bestimmten Durchmesser für verschiedene Dicken befindet. Für jeden Durchmesser kann eine kritische Dicke angegeben werden, unterhalb derer der Single-Domain Zustand energetisch günstiger ist als der Vortexzustand.

Der erste Ansatz zur Berechnung dieser Phasengrenze stammt von Hoffmann [27]. Die Austauschenergie einer Vortexstruktur wurde dabei in Anlehnung an Kittel [28] berechnet: Eine Vortexstruktur zeichnet sich dadurch aus, dass die Magnetisierungsspins innerhalb der Probe kreisförmig angeordnet sind (das Vortexzentrum mit der Out-of-plane Komponente wird in diesem Ansatz nicht berücksichtigt). Auf jedem Gitterplatz befindet sich ein Spin. Zunächst wird die Austauschenergie aller benachbarten Spins auf einem Kreis mit Radius r_i berechnet. Dabei ergibt sich:

$$w_i(r_i) = 2\pi S^2 J \frac{a}{r_i}$$

mit dem Austauschintegral J , dem Spin $S^2 = \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ und der Gitterkonstante a . Anschließend wird die Austauschenergie einer Monolage mit Radius R ermittelt, indem über die Austauschenergien aller Kreise mit Radius r_i auf der Monolage summiert wird. Man erhält

$$w_R = 2\pi S^2 J (2,83 + \ln 0,1 \frac{R}{a}).$$

Dieser Ausdruck wird nun mit der Zahl der Atomlagen $\frac{t}{a}$ multipliziert (t ist die Dicke der Probe) und es ergibt sich folgender Ausdruck für die Austauschenergie eines kreisförmigen Zylinders mit Radius R und Dicke t :

$$E_{exch} = 2\pi S^2 J \frac{t}{a} (2,83 + \ln 0,1 \frac{R}{a})$$

oder nach Einführung der Austauschkonstante $A = \frac{2S^2 J}{a}$ die Energiedichte:

$$\varepsilon_{exch} = \frac{E_{exch}}{t\pi R^2} = \frac{A}{R^2} (2,83 + \ln 0,1 \frac{R}{a})$$

Damit ist die Austauschenergiedichte der Vortexstruktur bestimmt. Zur Berechnung der Energiedichte der eindomänen Struktur wird ein in x-Richtung homogen magnetisierter Kreiszyylinder mit magnetischer Polarisation \vec{J} angenommen. Die Entmagnetisierungsenergiedichte erhält man mit

$$\varepsilon_{demag} = \frac{1}{2\mu_0} N_x J^2,$$

wobei N_x der noch zu bestimmende Entmagnetisierungskoeffizient ist. Für flache Strukturen, $t \ll R$, ergibt eine Näherung nach Osborn [29]

$$N_x = \frac{\pi^2 t}{2R}$$

und damit für die Energiedichte:

$$\varepsilon_{demag} = \frac{\pi^2 t}{4R\mu_0} J^2.$$

Durch Gleichsetzen von Austauschenergiedichte der Vortexkonfiguration und Entmagnetisierungsenergiedichte der Eindomänenstruktur erhält man dann für die kritische Dicke:

$$t_{krit} = \frac{4\mu_0 A}{\pi^2 J^2 R} \left(2,83 + \ln 0,1 \frac{R}{a} \right) \quad (3.1)$$

Betrachtet man eine kreisförmige Struktur mit einer einachsigen Anisotropie in der Probenebene, ändert sich die magnetostatische Selbstenergie des eindomänen Zustandes nicht, die Energiedichte des Vortex muss aber korrigiert werden (vor allem wegen des Vortex-Kerns). In Abb. (3.5) ist die kritische Dicke von Permalloy-Dots (Gitterkonstante 3\AA , Sättigungsmagnetisierung $M_s = 800000 \frac{A}{m}$, Austauschkonstante $A = 1,3 \cdot 10^{-11} \frac{J}{m}$, keine uniaxiale Anisotropie) in Abhängigkeit vom Radius dargestellt. Für kleine Radien steigt die kritische Dicke stark an. In diesem Bereich ist aber die Näherung nach Osborn ($t \ll R$) nicht mehr gültig, die Entmagnetisierungskoeffizienten zu ungenau. Ein weiterer Kritikpunkt ist die Tatsache, dass das Vortexzentrum bei der Berechnung der Austauschenergiedichte nicht berücksichtigt wurde. Im Folgenden wird nun ein anderer Ansatz zur Berechnung der Phasenlinie zwischen Vortex- und Single-Domain Zustand vorgestellt. Insbesondere der Entmagnetisierungskoeffizient wird exakter bestimmt.

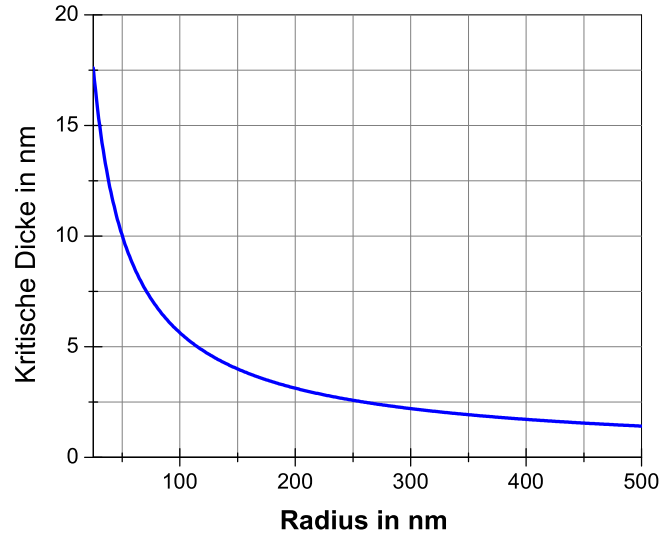


Abbildung 3.5: Phasengrenze von zirkularen Permalloy-Dots nach dem Ansatz von Hoffmann [27]

3.3.1 Vortex-Austauschenergiedichte

Für die Magnetisierungsverteilung eines Vortextzustandes kann folgender Ansatz gemacht werden:

$$m_x = -\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cdot \sqrt{1 - \exp\left(\frac{-2 \cdot r}{l_d}\right)}, \quad (3.2)$$

$$m_y = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cdot \sqrt{1 - \exp\left(\frac{-2 \cdot r}{l_d}\right)}, \quad (3.3)$$

$$m_z = \exp\left(\frac{-r}{l_d}\right). \quad (3.4)$$

Dabei ist l_d die magnetische Austauschlänge (z.B. für typische Permalloy-Parameter 5.7 nm). Die z-Komponente der Magnetisierung fällt in diesem Ansatz mit der Austauschlänge exponentiell ab. Bei der Wahl von m_x und

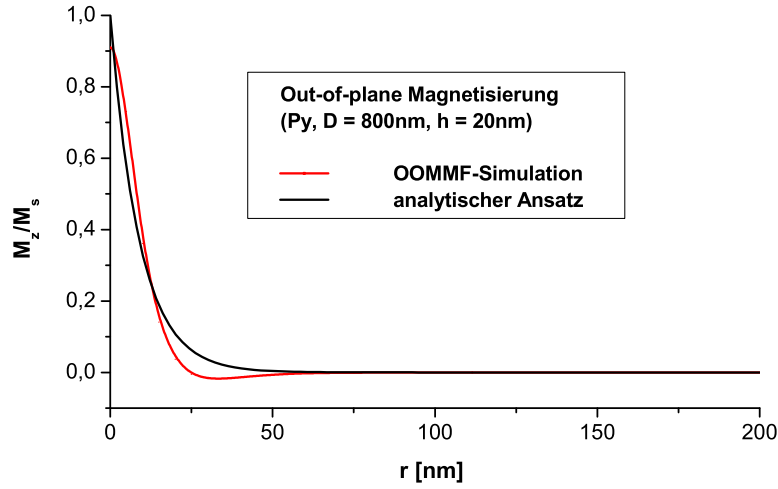


Abbildung 3.6: Vergleich des analytischen Ansatzes für die Out-of-plane Komponente mit OOMMF-Simulationen

m_y wird der kreisförmigen Magnetisierungsverteilung und der Normierungsbedingung $\vec{m}^2 = 1$ Rechnung getragen. In diesem Ansatz ist also auch die Out-of-plane Komponente der Magnetisierung berücksichtigt.

In Abb. (3.6) sind der Verlauf der Out-of-plane Magnetisierung m_z nach obigem Ansatz sowie das Ergebnis einer numerischen Rechnung dargestellt. Die Simulation wurde für einen Py-Dot mit 800 nm Durchmesser und 20 nm Dicke durchgeführt. Der Vergleich mit dem OOMMF-Ergebnis zeigt eine gute Übereinstimmung, so dass es gerechtfertigt ist, diesen Ansatz zu benutzen. Der bei dicken Proben auftretende Unterschwinger ist nicht berücksichtigt, kann aber vernachlässigt werden, da er nie über den Wert von $0.1M_s$ steigt. Damit lässt sich nun die Austauschenergiedichte

$$\varepsilon_{exch} = A(\vec{\nabla} \cdot \vec{m})^2 = A \left(\frac{1 - \exp\left(\frac{-2r}{l_d}\right)}{r^2} + \frac{1}{l_d^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{2r}{l_d}\right) - 1} \right) \quad (3.5)$$

berechnen.

3.3.2 Eindomänen-Streifeldenergiedichte

Nach Joseph [30] läßt sich die Entmagnetisierungsenergiedichte eines homogen magnetisierten Zylinders wie folgt ermitteln: Gegeben sei ein Zylinder mit Durchmesser $2r$ und Höhe h , der in Richtung der Zylinderachse homogen magnetisiert ist. Das entmagnetisierende Feld dieses Zylinders ist inhomogen. Effektive Entmagnetisierungskoeffizienten lassen sich jedoch, gemittelt über das Zylindervolumen, berechnen. Für den Entmagnetisierungskoeffizienten in Richtung der Zylinderachse ergibt sich:

$$N_z^{eff} = 1 - \left(\frac{4}{3p\pi} \left((1+p^2)^{\frac{1}{2}} (p^2 K(\kappa) + (1-p^2)E(\kappa)) - 1 \right) \right)$$

mit

$$p = \frac{h}{2r}, \quad \kappa^2 = \frac{1}{1+p^2}.$$

Die beiden anderen Koeffizienten sind gleich groß und genügen:

$$N_x^{eff} = N_y^{eff} = \frac{1 - N_z^{eff}}{2}$$

$K(\kappa)$ und $E(\kappa)$ sind die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Art [31].

Es wird wieder ein homogen in x-Richtung magnetisierter Kreisdot aus Permalloy angenommen. Für das entmagnetisierende Feld gilt dann:

$$\vec{H}_d = -\frac{N_x \vec{J}}{\mu_0}$$

und somit für die Entmagnetisierungsenergiedichte:

$$\epsilon_d = -\frac{1}{2} \vec{H}_d \cdot \vec{J} = \frac{1}{2\mu_0} N_x J^2.$$

3.3.3 Phasengrenze zwischen Vortex und Single Domain

Die Phasengrenze erhält man durch Gleichsetzen von Austauschenergiedichte des Vortextzustandes und Entmagnetisierungsenergiedichte des Eindomänenzustandes. Auflösen nach der Dicke ergibt dann z.B. mit Maple [32] den in

Abb. (3.7) dargestellten Verlauf in Abhängigkeit vom Radius des Dots (Neue Phasengrenze). Oberhalb der Kurve ist der Vortexzustand, unterhalb der eindomänige Zustand energetisch begünstigt. Zum Vergleich ist auch die von Hoffmann ermittelte Phasengrenze eingezeichnet. Die Unterschiede zwischen den beiden Kurven sind darauf zurückzuführen, dass nun auch die Out-of-plane Komponente bei der Berechnung der Austauschenergiedichte des Vortex berücksichtigt und die Entmagnetisierungskoeffizienten bzw. die Entmagnetisierungsenergiedichte im neuen Ansatz exakter bestimmt worden sind. Zur Bestimmung der Phasengrenze wurden auch mikromagnetische Simula-

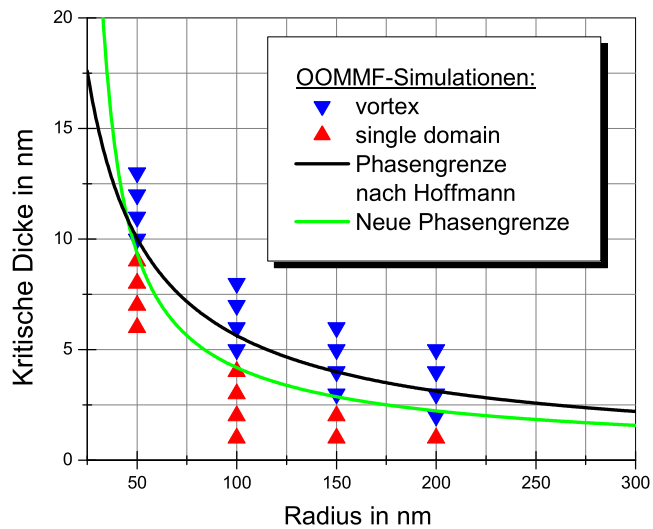


Abbildung 3.7: Phasengrenze zwischen Vortex und Single Domain-Zustand und im Vergleich dazu die von Hoffmann bestimmte Kurve sowie Ergebnisse von OOMMF-Simulationen

tionen durchgeführt. Zunächst wurde bei den Simulationen eine statistische Spinverteilung vorgegeben und dann relaxiert. Die Ergebnisse dieser Rechnungen waren jedoch, insbesondere bei Dots, die nahe an der analytisch bestimmten Phasengrenze lagen, unbefriedigend. Simulationen mit den gleichen Parametern (Durchmesser, Dicke) lieferten unterschiedliche Resultate: Einige Male ergab sich ein Eindomänenzustand, bei anderen Rechnungen ein Vor-

tezzustand. So war es nicht möglich, mittels mikromagnetischer Simulationen die Phasengrenze zu bestimmen. Deshalb wurden für alle Dots zwei getrenn-

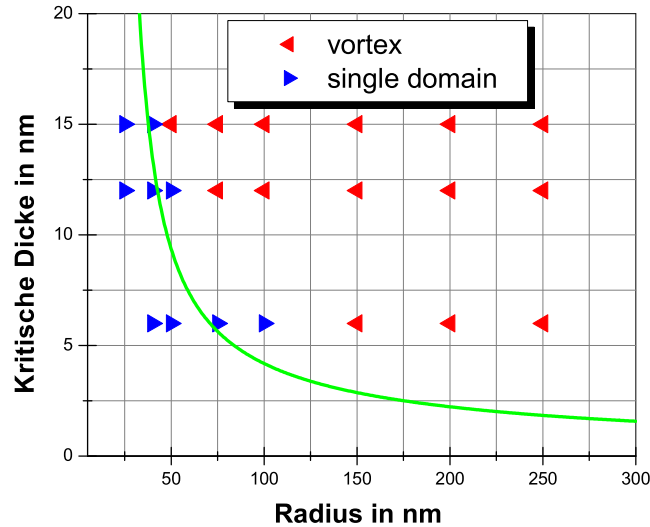


Abbildung 3.8: Vergleich mit experimentellen Daten von Cowburn [33]

te Rechnungen durchgeführt: einmal mit einer eindomänigen Ausgangskonfiguration, im anderen Fall mit einer Vortex-Startkonfiguration. Schließlich wurden für beide Konfigurationen die Energiedichten bestimmt. Die Auswertung der Daten bestand im wesentlichen wie bei der Ermittlung der analytischen Phasengrenze darin, die Energiedichten von Single-Domain und Vortexzustand zu vergleichen. Dabei zeigt sich, dass die analytisch berechneten Energiedichten mit den numerischen Ergebnissen gut übereinstimmen. Die kleinen Abweichungen lassen sich damit erklären, dass die Diskretisierung der größeren Proben - bei Dots mit 300 nm Durchmesser wurde als Zellgröße 4 nm gewählt - bereits zu grob ist, um die Energien exakt zu berechnen. Die Unregelmäßigkeiten am Rand ergeben zusätzliche Energiebeiträge, die das Ergebnis leicht verfälschen.

In Abb. (3.8) wird die analytisch bestimmte Phasengrenze mit experimentellen Daten von Cowburn [33] verglichen. Qualitativ zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Für die dünnen Proben weichen die experimentellen Werte al-

lerdings relativ stark von der Phasenlinie ab. Das könnte daran liegen, dass im Experiment keine isolierten Dots, sondern Dotarrays untersucht wurden. Wie später noch gezeigt wird, ist nämlich die hier berechnete Phasengrenze nur für isolierte Dots gültig. In Arrays kommt es zu Interdot-Wechselwirkungen, die zu zusätzlichen Energiebeiträgen und einer Verschiebung der Phasengrenze nach oben führen. Diese durch Interdot-Kopplung verursachte Modifikation der Phasenlinie sollte aber auch im Experiment zu beobachten sein.

Grundsätzlich begünstigen die Streufeldenergieterme die Ausbildung eines Vortexzustands mit einem Ringschluss¹, während die Austauschwechselwirkung einen eindomänen Zustand bevorzugt. In kleinen Elementen ist deshalb der Vortexzustand wegen der hohen Austauschenergie des Vortexkerns energetisch ungünstig.

Es gibt aber eine Möglichkeit, auch bei kleinen Strukturen stabile Vortizes zu erhalten: man geht von Scheibenstrukturen zu Ringstrukturen über. In Ringen folgt die Magnetisierung hauptsächlich dem Bestreben, das Streufeld zu minimieren und das führt zu stabilen Vortexzuständen. Als Beispiel sei hier ein Permalloy-Ring mit einem äußeren Durchmesser von 100 nm und einem inneren Durchmesser von 50 nm betrachtet und zum Vergleich eine Permalloy-Kreisscheibe mit 100 nm Durchmesser. Beide, Ring und Scheibe, sollen 2 nm dick sein. Ein Blick auf die Phasengrenze, siehe Abb. (3.7) zeigt, dass für die Scheibe auf jeden Fall ein eindomäner Zustand zu erwarten ist. Die numerische Berechnung der Energien bestätigt das: Die Austauschenergiedichte einer Scheiben-Vortexstruktur ($D=100$ nm, $h=2$ nm) beträgt $33310 \frac{J}{m^3}$, die Streufeldenergiedichte des eindomänen Zustands aber nur $12044 \frac{J}{m^3}$. Geht man nun aber zu einem Ring über, indem man einen Kreis mit Durchmesser 50 nm aus der Scheibe ausschneidet, ergibt sich ein ganz anderes Bild: In diesem Fall beträgt die Austauschenergiedichte nur noch $9733 \frac{J}{m^3}$, liegt also sogar deutlich unter der Streufeldenergiedichte des eindomänen Zustandes bei der Kreisscheibe. In Sättigung geht der Vortex-Ring in einen Onion-Zustand über. In Abb. (3.9) sind die verschiedenen Magnetisierungskonfigurationen bei Permalloy-Kreisscheiben (Durchmesser 100 nm, 2 nm Dicke) sowie Kreisringen (äußerer Durchmesser 100 nm, innerer Durchmesser 50 nm, Dicke 2 nm) dargestellt.

Bei den Kreisscheiben ist der eindomäne Zustand energetisch bevorzugt, bei den Ringen aber die Vortexkonfiguration. Der Ring-Vortex ist sogar stabiler als die Eindomänen-Scheibe.

¹bzw. bei quadratischen Nanodots die Ausbildung einer sog. Landau-Struktur.

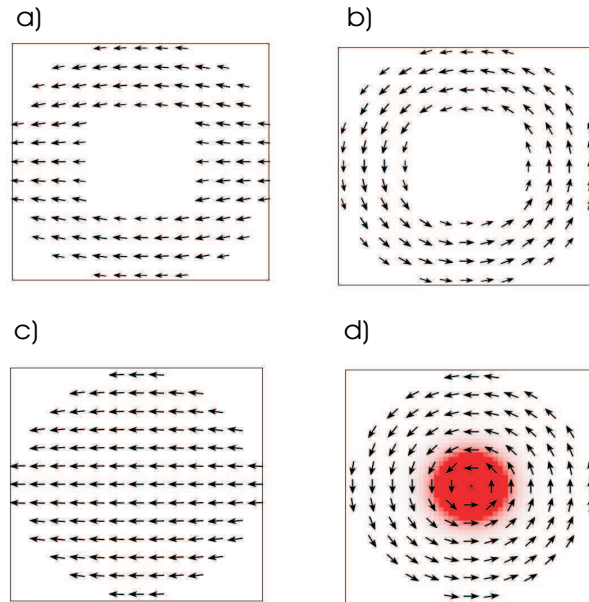


Abbildung 3.9: Magnetisierungskonfigurationen bei Py-Ringen und Scheiben:
 a) Ring-Onion b) Ring-Vortex c) Scheiben-Onion d) Scheiben-Vortex

3.4 Statische Eigenschaften

3.4.1 Annihilation des Vortex

Bei der Annihilation von Vortizes werden äußere Felder in der Ebene angelegt. Es kommt zu einer Verschiebung der Vortexzentren senkrecht zum angelegten Feld. Bei genügend hohem Feld - die dabei zugeführte Zeeman-Energie entspricht der Energieschwelle zwischen Vortex und Single-Domain Zustand - wird das Vortexzentrum schließlich ganz aus der Probe herausgedrängt, der Vortex also vernichtet.

Untersucht werden soll nun insbesondere, wie diese Annihilationsfelder von der Größe und Schichtdicke der magnetischen Probe abhängen.

Es werden zirkuläre Permalloy-Dots mit den Durchmessern 100 nm, 200 nm und 300 nm und Dicken von 4–14 nm betrachtet. Ausgangszustand ist immer ein Vortexzustand. Es wird jeweils ein Feld in x-Richtung angelegt und in 100 Schritten linear bis zum Wert 100 mT erhöht.

In Abb. (3.10) sind einige Momentaufnahmen der Vortexannihilation in einem Py-Dot mit $D = 100\text{nm}$ und $t = 12\text{nm}$ dargestellt.

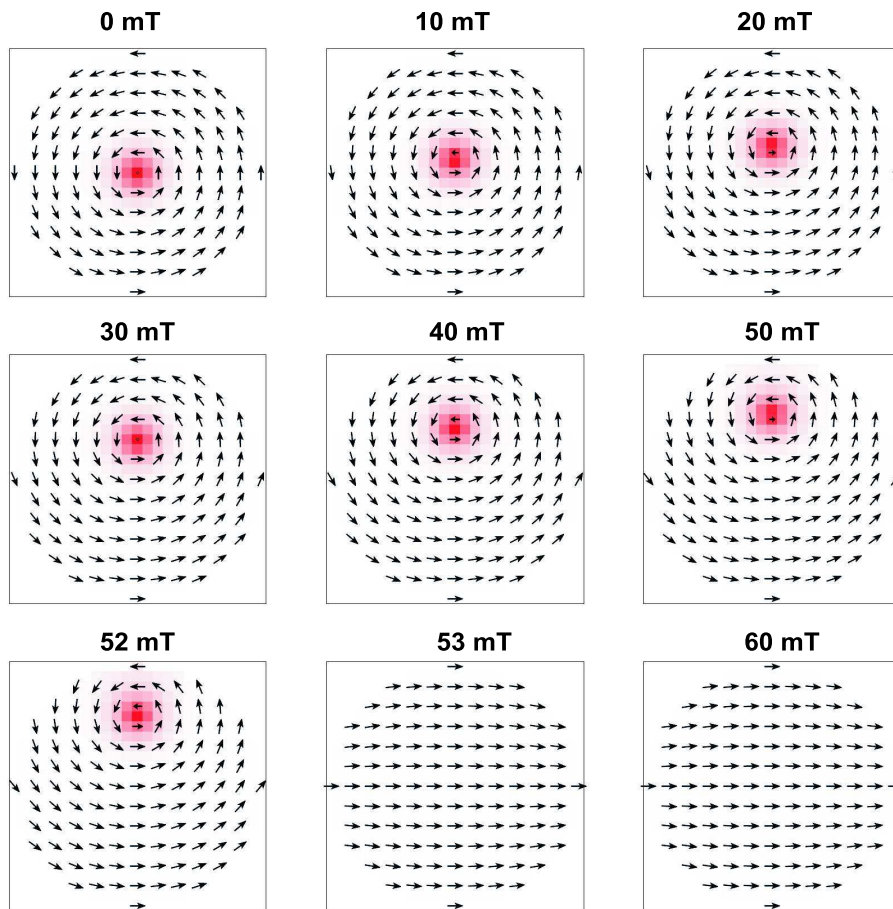


Abbildung 3.10: Momentaufnahmen der Annihilation eines Vortex in einem zirkularen Py-Dot mit 100 nm Durchmesser und 12 nm Dicke bei bestimmten Feldwerten. Es wird ein Feld in x-Richtung angelegt.

Ausgangskonfiguration ist ein relaxierter Vortexzustand, das Feld wird in x-Richtung angelegt. Es kommt zu einer Verschiebung des Vortexzentrums senkrecht zum angelegten Feld, wobei die Vortizität (hier: gegen den Uhrzeigersinn) die Richtung der Verschiebung (hier: nach oben) vorgibt. Durch die Verschiebung des Vortexzentrums entstehen magnetische Ladungen am Rand der Probe. Bis zur Annihilation des Vortex, die zwischen den Feldwerten 52

und 53 mT erfolgt, herrscht also ein Gleichgewicht zwischen Zeeman- und magnetostatischer Energie.

Nun soll untersucht werden, wie die Annihilationsfelder von Durchmesser und Dicke der Probe abhängen.

Dazu wurden Simulationsrechnungen an Py-Dots mit Durchmesser 100 nm durchgeführt, wobei die Dicke von 4-14 nm variiert wurde.

Da die Phasenlinie zwischen Vortex- und Single-Domain Zustand für einen Py-Dot mit einem Durchmesser von 100 nm bei einer kritischen Dicke von 10 nm liegt, sind die Dots mit einer Dicke unterhalb von 10 nm metastabile Vortexstrukturen.

Abb.(3.11) zeigt die entsprechenden Ergebnisse für die Dots mit 100 nm Durchmesser. Die Annihilationsfelder liegen im Bereich von 18 – 62 mT und nehmen mit der Probendicke zu. Die Annihilation eines Vortexzustandes, wie in Abb. (3.10) dargestellt, entspricht dem Übergang der Magnetisierungskonfiguration vom Vortex- zum Single-Domain-Zustand. Um diesen Übergang zu ermöglichen, ist das Überwinden einer Energiebarriere nötig, unabhängig davon, ob die Vortexstruktur stabil oder metastabil ist. Die Höhe der Energiebarriere hängt aber davon ab, wie stabil die Vortexstruktur ist: Liegt die Dicke der Probe über der Phasenlinie, ist der Vortex stabil und die Energiebarriere ist höher als bei Teilchen, die nahe der Phasenlinie oder darunter liegen. Eine erhöhte Energiebarriere hat ein höheres Annihilationsfeld zur Folge, denn die Energie, die zum Überwinden der Barriere benötigt wird, wird dem System in Form von Zeemanenergie zugeführt. Der Verlauf der Annihilationsfelder als Funktion der Probendicke lässt sich also einfach durch energetische Überlegungen beim Übergang vom Vortexzustand zum Single-Domain-Zustand verstehen.

Abb. (3.12) zeigt die Annihilation von Vortizes in Dots mit 200 nm Durchmesser und Dicken 4 – 12nm. Die Annihilationsfelder steigen wiederum mit der Dicke an und liegen etwas höher als bei den Dots mit 100 nm Durchmesser.

In Abb. (3.13), in der die Ergebnisse für Dots mit 300 nm Durchmesser dargestellt sind, ist das Annihilationsfeld niedriger als bei den Dots mit 100 und 200 nm Durchmesser. Die Tatsache, dass bei den Dots mit 200 nm Durchmesser die Felder höher sind als bei den Dots mit 100 nm Durchmesser, ist überraschend. Eigentlich ist zu erwarten, dass die Annihilationsfelder grundsätzlich mit dem Durchmesser der Probe abnehmen [42]. Das soll nun an Permalloy-Proben näher untersucht werden, für die auch experimentelle Daten zur Verfügung stehen.

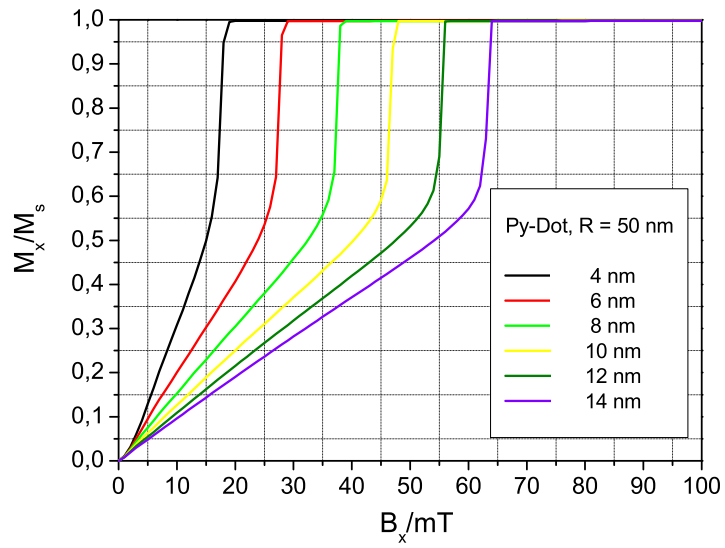


Abbildung 3.11: Annihilationsfelder von zirkularen Permalloy-Dots mit 100 nm Durchmesser und unterschiedlichen Dicken

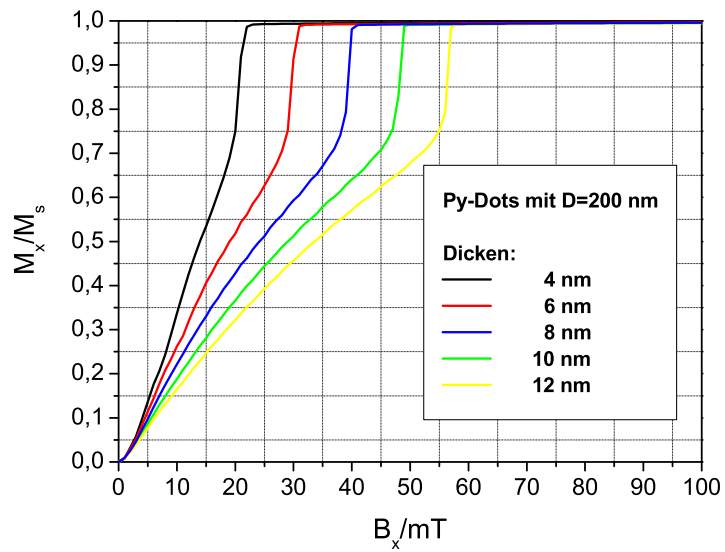


Abbildung 3.12: Annihilationsfelder von zirkularen Permalloy-Dots mit 200 nm Durchmesser und unterschiedlichen Dicken

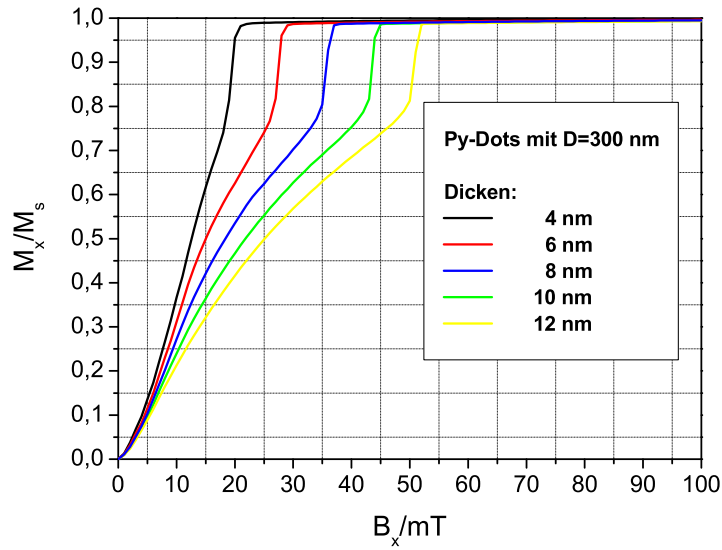


Abbildung 3.13: Annihilationsfelder von zirkularen Permalloy-Dots mit 300 nm Durchmesser und unterschiedlichen Dicken

In Abb. (3.14) werden die numerischen Ergebnisse (Py-Dots mit einer Dicke von 8.3 nm und verschiedenen Durchmessern) mit experimentell bestimmten Annihilationsfeldern verglichen. Es zeigt sich, dass die experimentellen Daten um etwa 20 Prozent niedriger liegen. Wenn man berücksichtigt, dass in den Simulationen keine thermischen Fluktuationen berücksichtigt werden, ist diese Diskrepanz nicht allzu hoch. Der Maximalwert der numerisch bestimmten Annihilationsfelder liegt bei Durchmessern von 150-200 nm. Py-Dots dieser Größe sind also die stabilsten Vortexkonfigurationen. Die drastische Abnahme der Felder bei kleinen Dots hängt damit zusammen, dass diese Vortexstrukturen metastabil sind: Während bei den größeren Dots die Energiebarriere zwischen einem stabilen Vortexzustand und einem metastabilen eindomänen Zustand überwunden werden muss, was zu hohen Annihilationsfeldern führt, ist hier nur eine kleinere Energiebarriere zu überwinden, damit die metastabile Vortex-Struktur den energiegünstigeren, stabilen Single-Domain Zustand erreichen kann.

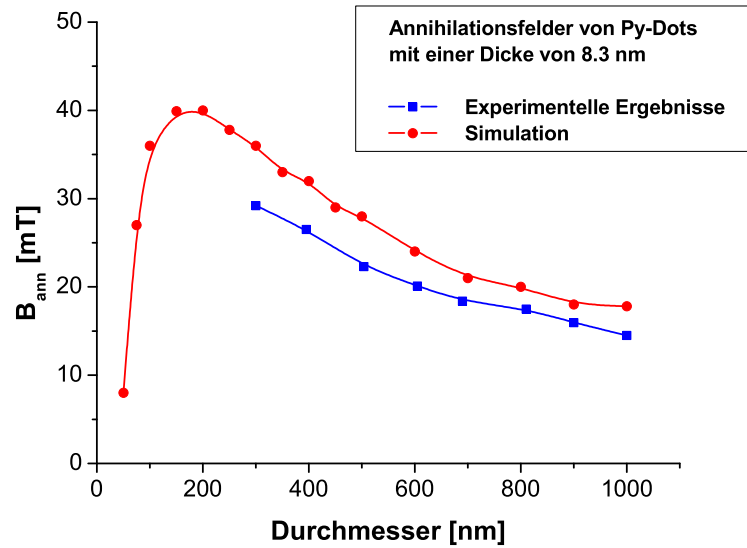


Abbildung 3.14: Experimentell bestimmte Annihilationsfelder [34] von Py-Dots mit 8,3 nm Durchmesser und Vergleich mit Simulationsergebnissen

3.4.2 Ummagnetisierung von Single Domain-Teilchen

Nun geht es darum, magnetische Dots im eindomänigen Zustand umzumagnetisieren. Dabei ist zunächst nicht daran gedacht, diese Ummagnetisierung möglichst schnell zu erreichen - dazu sind dynamische Rechnungen bei schwacher Dämpfung und das Anlegen von hohen, kurzen Feldpulsen nötig, sondern vielmehr zu klären, wie der Mechanismus der Ummagnetisierung aussieht. Es hat sich gezeigt, dass sich stabile eindomänige Dots (in der Phasengrenze unterhalb der Phasenlinie) ganz anders verhalten als metastabile. Die von uns benutzte OOMMF-Software gibt uns die Möglichkeit, die magnetische Anfangskonfiguration ganz nach unseren Wünschen einzustellen, also zum Beispiel die Rechnung mit einem Eindomänienzustand zu starten, obwohl die stabile Konfiguration (Energiminimum) ein Vortex ist. Solche metastabilen Zustände kann man auch im Experiment beobachten. Es ist also durchaus sinnvoll, zu untersuchen, wie sich diese metastabilen Dots verhalten.

Bei zirkularen Permalloy-Dots mit 100 nm Durchmesser liegt die kritische

Dicke bei 10 nm. Als stabile eindomänige Konfigurationen werden deshalb Dots mit einer Schichtdicke von 1 nm betrachtet, während im zweiten Teil dann Dots mit 20 nm Dicke, die im Grundzustand sicher Vortexverhalten zeigen, untersucht werden.

Stabile eindomänige Dots

Ausgangskonfiguration ist ein Py-Dot mit einem Durchmesser von 100 nm und einer Dicke von 1 nm in einem eindomänigen bzw. Onion-Zustand, siehe Abb. (3.15) (a).

Die Magnetisierung zeigt zunächst in -x-Richtung. Das Feld wird in Gegenrichtung angelegt (kein bias-Feld). Abb. (3.15) zeigt einige Momentaufnah-

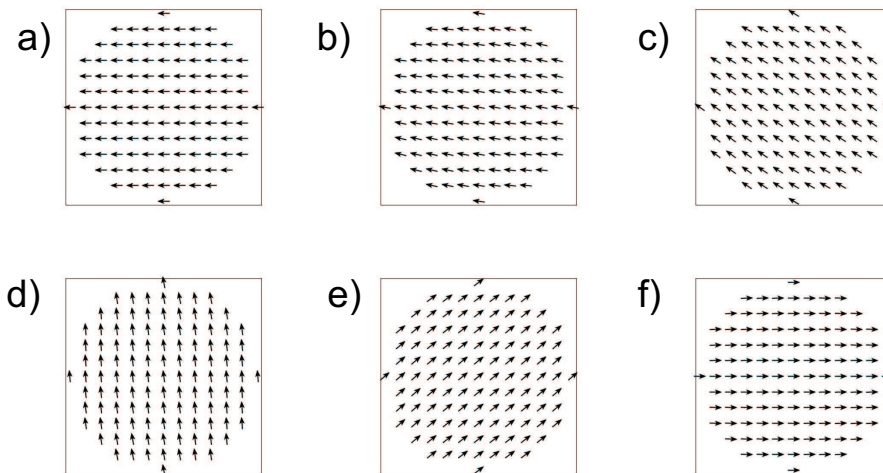


Abbildung 3.15: Sequenz von Magnetisierungskonfigurationen während der Ummagnetisierung eines eindomänigen Permalloy-Dots ($D = 100$ nm, $h = 1$ nm)

men während des Ummagnetisierungsvorgangs. Die Ummagnetisierung erfolgt über *kohärente Rotation*, d.h. die Magnetisierungsspins drehen sich alle um den gleichen Winkel, (b) - (e), stehen also im Wesentlichen parallel, bis der Endzustand (f) erreicht wird. In Abb. (3.16) ist die Hystereseschleife dargestellt, in den Abb. (3.17) und (3.18) die Energiedichten für einen Zweig der Hysterese. Die Übergänge von einem Onion-Zustand in den an-

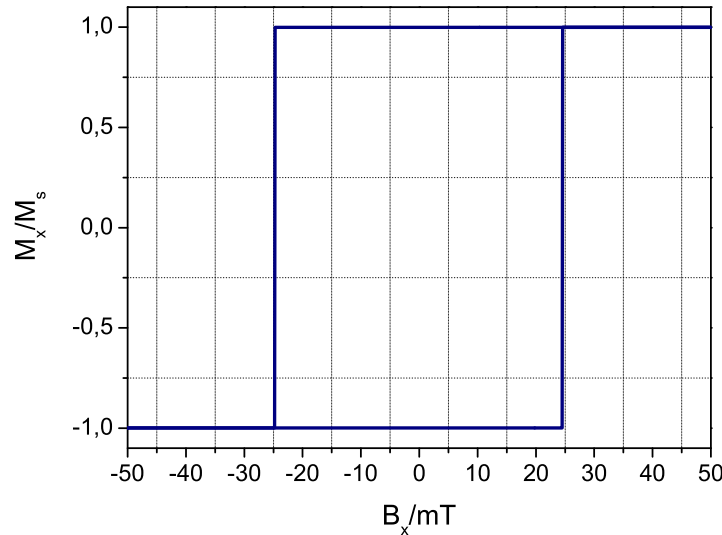


Abbildung 3.16: Stabile Dots: Verlauf der Magnetisierung in Abhängigkeit vom angelegten Feld

deren erfolgen bei 24,6 mT: ein hohes Feld, wenn man bedenkt, dass keine intrinsischen oder irgendwelche Formanisotropien vorliegen. Eigentlich würde man den Übergang praktisch bei Nullfeld erwarten, es sollte keine Energie kosten, in den anderen Zustand zu wechseln. Schabes und Bertram [35] haben 1988 den Begriff “Konfigurationsanisotropie“ eingeführt, in Zusammenhang mit der Beobachtung erhöhter Schaltfelder von magnetischen Würfeln im Widerspruch zum Stoner-Wohlfarth Modell [36]. Darunter ist die Stabilität eines magnetischen Zustandes gegen ein äußeres Feld zu verstehen. Es handelt sich nicht wirklich um eine Anisotropie. Man sollte besser von einer “Konfigurationsstabilität“ [37] sprechen. Das Schaltfeld ist dann als Barriere zu betrachten, die das äußere Feld überwinden muss, um die Richtung der Magnetisierung umzudrehen. Dies sollte man auch in diesem Fall so sehen: Es handelt sich um kein klassisches eindomäniges Teilchen, sondern um einen Onion-Zustand. Deshalb ist auch kein Single-Domain Verhalten zu erwarten und der Onion-Zustand ist relativ stabil gegen Felder in Gegenrichtung (Konfigurationsanisotropie bzw. -stabilität).

Es ist aber auch denkbar, dass das erhöhte Schaltfeld in Abb. (3.16) auf „nu-

merische Anisotropien“ zurückzuführen ist: In den OOMMF-Simulationen weisen die Proben in Folge der Diskretisierung eine gewisse Rauigkeit am Rand auf, die die Ergebnisse verfälschen könnten. Dagegen ist im LLG-Programm von Scheinfein [21] eine „edge correction“-Routine implementiert, die es ermöglicht, nahezu perfekt kreisförmige Proben zu untersuchen. Im

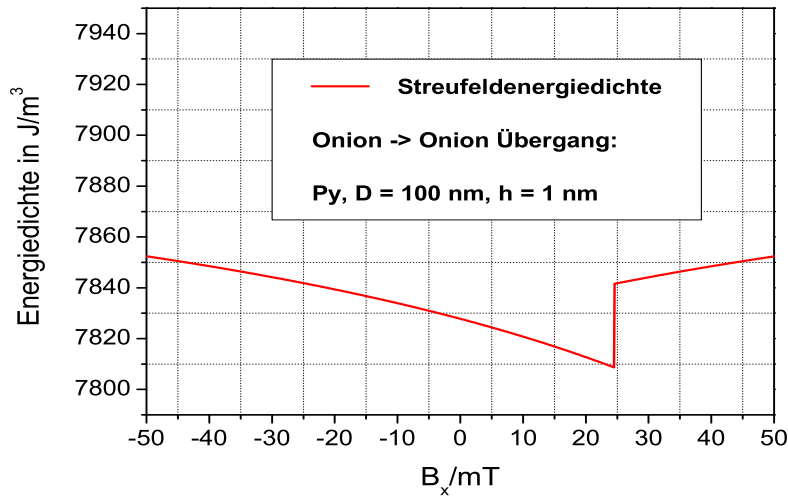


Abbildung 3.17: Streufeldenergiedichte in Abhängigkeit vom angelegten Feld

Experiment schalten die Strukturen bei deutlich niedrigeren Feldern, wofür es mehrere Gründe gibt: zum einen wird die gesamte magnetische Konfiguration durch thermische Fluktuationen destabilisiert, die in den OOMMF-Simulationen nicht berücksichtigt werden². Zum anderen sind die Proben im Experiment keine perfekten Scheiben, sondern weisen am Rand eine gewisse Rauigkeit auf. Von derartigen strukturellen Defekten oder Störstellen aus kann die Ummagnetisierung starten und führt dann zu deutlich niedrigeren Schaltfeldern³.

Andere Simulationsrechnungen von Ha [37] bestätigen die hier dargestellten Ergebnisse: für ein Teilchen mit Durchmesser 100 nm und einer Dicke von 5 nm ergibt sich qualitativ der gleiche Hystereseverlauf mit einem Schaltfeld von 18 mT. Für andere Fälle ergeben sich ganz unterschiedliche Hysteresen,

²Im Scheinfein-Paket sind thermische Fluktuationen integriert.

³Das bedeutet aber, dass die zuvor erwähnte „numerische Anisotropie“ im OOMMF-Paket eher der Realität entspricht als eine durch „edge correction“ idealisierte Probe.

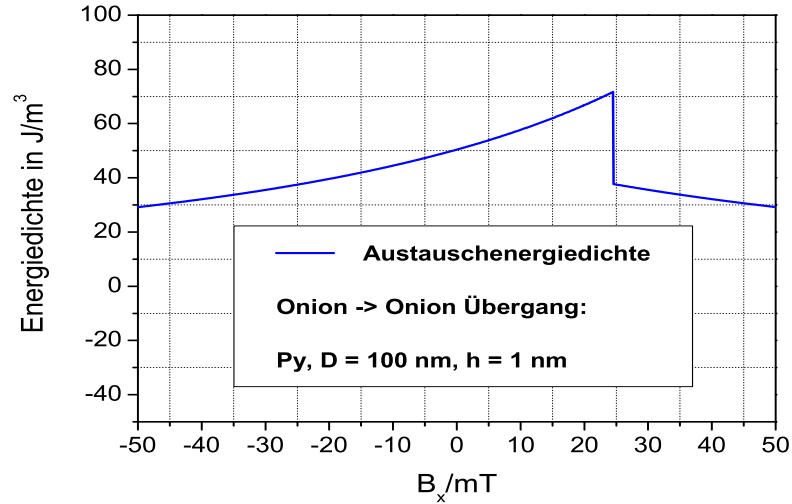


Abbildung 3.18: Austauschenergiedichte in Abhängigkeit vom angelegten Feld

je nachdem, welche metastabilen Zustände möglich sind. U.a. treten auch metastabile c- und s-Zustände auf, die auch experimentell beobachtet wurden [12].

Metastabile eindomänige Dots

Nun sollen Dots mit ebenfalls 100 nm Durchmesser, aber einer Schichtdicke von 20 nm untersucht werden. Ausgangskonfiguration ist wieder ein eindomäniger Zustand, der aber nun metastabil ist (die Phasenlinie zwischen Vortex und Single-Domain bei einem Dotradius von 50 nm liegt bei 10 nm). Das Feld wird in Gegenrichtung angelegt und linear bis 100 mT erhöht. Abb. (3.19) zeigt die Magnetisierungskonfigurationen, die während des Vorgangs beobachtet werden. Es zeigt sich, dass die Ummagnetisierung über eine Vortexphase erfolgt. Zunächst bildet sich ein s-artiger Zustand aus. Der Vortex tritt dann in die Probe ein und wandert in das Zentrum der Probe. Wird das Feld weiter erhöht, verschiebt sich das Vortexzentrum senkrecht zum angelegten Feld. In Abb. (3.20) ist der Verlauf der Magnetisierung in Abhängigkeit vom angelegten Feld dargestellt. Bei etwa 22 mT - i) - dringt der Vortex in die Probe ein. Vorher bildet sich ein s-artiger Zustand aus. Das hat einen Sprung

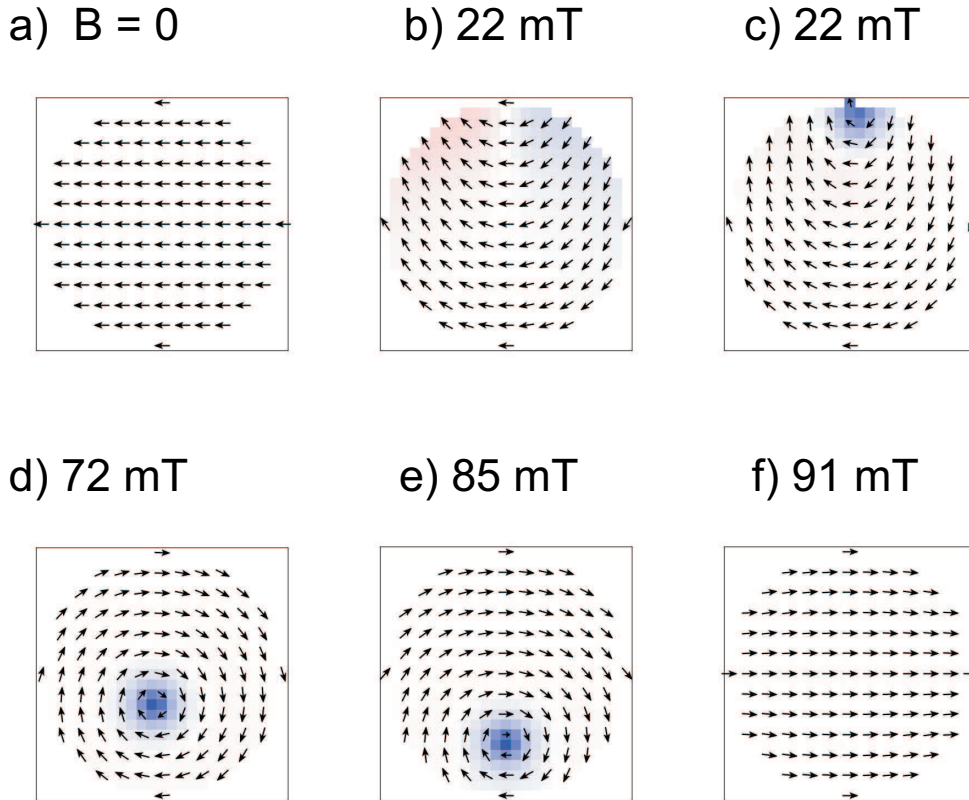


Abbildung 3.19: Sequenz von Aufnahmen bei der Ummagnetisierung eines metastabilen eindomänen Permalloy-Dots ($D=100$ nm, $h=20$ nm)

in der Streufeldenergiedichte zu Folge, wie man in Abb. (3.21) sieht. Wird das Feld weiter erhöht, wandert der Vortex durch die Probe. Das Annihilationsfeld des Vortex liegt bei etwa 90 mT. Während der Vortexphase steigt die Streufeldenergiedichte leicht an, um dann bei der Vortexannihilation wieder einen Sprung nach oben zu zeigen. Der Anstieg des Streufeldes während der Vortexphase lässt sich damit erklären, dass sich durch das verschobene Vortexzentrum magnetische Ladungen am Rand der Probe ausbilden. Die Austauschenergiedichte ist für die Ausgangs- und Endkonfiguration (eindomäni-ger Zustand) Null und hat während der Vortexphase einen konstanten Wert. Bei metastabilen eindomänen Permalloy-Dots läuft also die Ummagnetisierung über eine Vortexphase. Das Schaltfeld entspricht dem Annihilationsfeld des Vortex. Das ist auch in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnis-

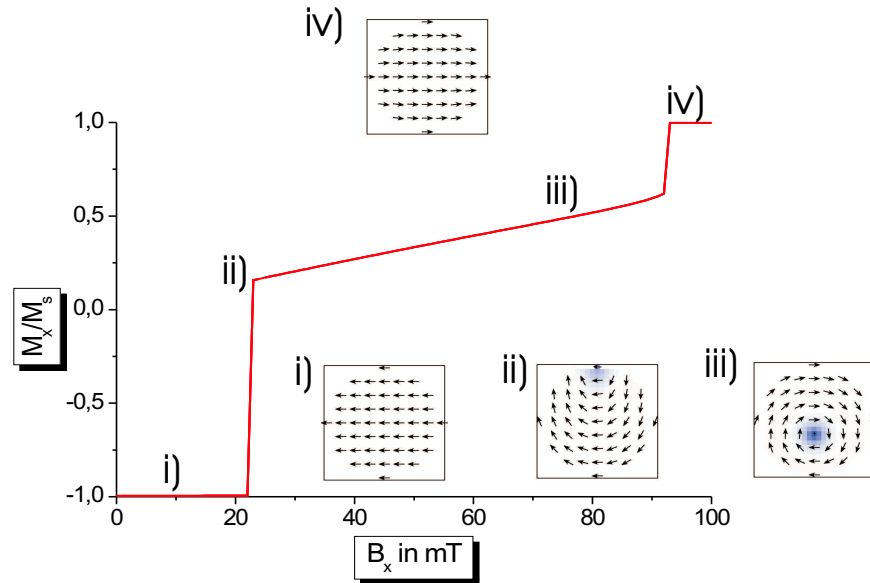


Abbildung 3.20: Ummagnetisierung eines metastabilen Permalloy-Dots ($D=100$ nm, $h=20$ nm) über Vortexphase

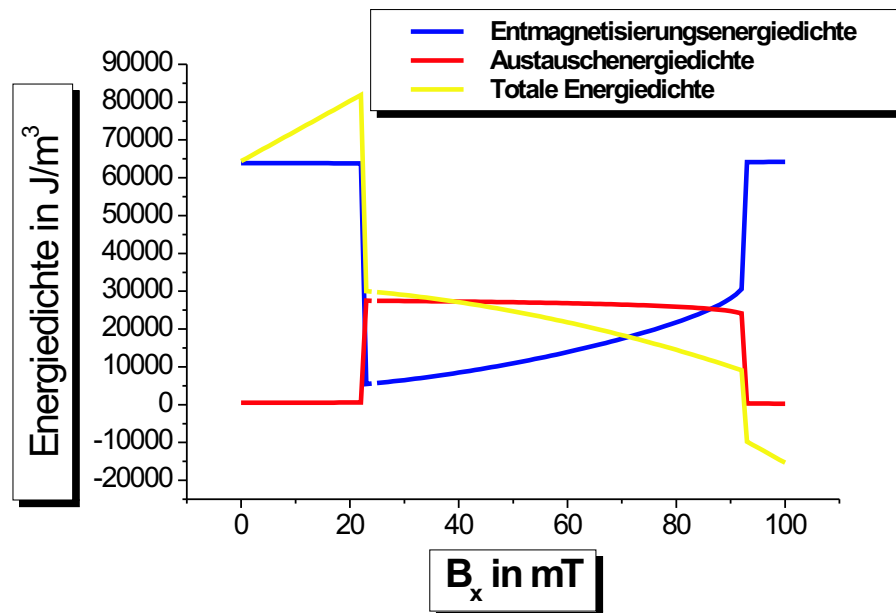


Abbildung 3.21: Magnetische Energiedichten bei der Ummagnetisierung eines metastabilen Single Domain-Teilchens in Abhängigkeit vom angelegten Feld

sen. Rahm u.a. [12] haben mittels Hall-Magnetometrie einzelne Permalloy-Scheiben mit Durchmessern von 300 bis 800 nm und Dicken von 20 bis 60 nm untersucht. Bei einem Dot mit 800 nm Durchmesser und einer Dicke von 40 nm tritt der Vortex bei etwa 19 mT in die Probe ein und wird bei einem Feld von etwa 86 mT vernichtet. Vor der Vortex-Nukleation bilden sich, um die Streufeldenergie zu reduzieren, c- und s-artige Buckling-Zustände aus, die sich durch Kinken in den Streufeldmessungen bemerkbar machen. Es konnte keine Korrelation zwischen der Größe der Dots und dem Nukleationsmodus festgestellt werden.

Dao [38] hat einige numerische Simulationen an Permalloy-Dots durchgeführt und ähnliche Ergebnisse erhalten. Zirkulare Py-Dots mit einem Durchmesser von 300 nm und einer Dicke von 10 nm zeigen bei der Ummagnetisierung Vortex-Verhalten, während sich Dots mit 100 nm Durchmesser und ebenfalls 10 nm Dicke während der Ummagnetisierung wie eindomänige Teilchen verhalten. Die simulierten Hystereseschleifen sind in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten.

Bei der Untersuchung von Kobalt-Dotarrays ergaben sich ähnliche Ergebnisse [39]. Auch hier tritt beim Schalten von metastabilen Eindomänenzuständen eine Vortexphase auf.

Kapitel 4

Ketten und Arrays von zirkularen Dots

4.1 Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Nun soll die Interdotwechselwirkung in einem Array von Py-Dots, die sich in Vortexzuständen befinden, betrachtet werden.

Da die Out-of-Plane Magnetisierung einer Vortexkonfiguration nur im Vortexkernbereich signifikant von Null verschieden ist ($\frac{M_z}{M_s}$ fällt näherungsweise exponentiell mit der magnetischen Austauschlänge ab), lässt sich das totale magnetische Moment eines Dots im Vortexzustand folgendermaßen ansetzen:

$$\vec{\mu} = p\mu\vec{e}_z = \pm cl_d^2\pi t J_s \vec{e}_z \quad (4.1)$$

an. Dabei ist l_d die magnetische Austauschlänge, also für typische Permalloy-Parameter 5.7 nm, t die Dicke der Probe und J_s die Sättigungspolarisation. $p = \pm 1$ ist die Polarität der Out-of-plane Komponente. Das magnetische Moment steht senkrecht auf der Dotebene. c ist ein Faktor von der Größenordnung 1. Eine genaue Bestimmung von c durch Vergleich mit numerischen Simulationen - Bestimmung der über die gesamte Probe gemittelten Out-of-plane Magnetisierung und Vergleich mit Gl. (4.1) - ergibt einen Wert von 1.3. Alle Dots sind also in einem der beiden Vortex-Zustände „up“ oder „down“. Die Austauschwechselwirkung wird in diesem einfachen Modell vernachlässigt.

sigt¹. Es kommt zu dipolaren Wechselwirkungen im Dot-System durch die Streufelder, die von den Vortexzentren ausgehen. Multipolare Wechselwirkungen werden nicht berücksichtigt.

Damit läßt sich die Wechselwirkungsenergie in einem zweidimensionalen Array von magnetischen Dots im Vortexzustand wie folgt angeben²:

$$E_{dip} = \frac{\mu^2}{2d^3} \sum_{\vec{r} \neq \vec{r}'} \frac{p_{\vec{r}} p_{\vec{r}'}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}, \quad (4.2)$$

mit

$$\vec{r} = d(l\hat{x} + m\hat{y}) \quad l, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

d ist der Abstand benachbarter Dots, \vec{r} und \vec{r}' bezeichnen die Positionen der magnetischen Dipole in einem zweidimensionalen Gitter, die u.U. gegenüber den Dotzentren verschoben sein können.

In einem System von Teilchen mit Dipol-Dipol-Wechselwirkungen ohne angelegtes Feld ist zu erwarten, dass im Grundzustand das gesamte magnetische Moment Null und ein antiferromagnetischer Zustand energetisch bevorzugt ist. In Abb. (4.1) ist ein Beispiel für diesen Fall dargestellt: Die Dots (Durchmesser 125 nm, Dicke 20 nm) sind alle in einem Vortexzustand, wobei bei zwei der Dots die Polaritäten aus der Ebene heraus zeigen (rot), bei den anderen zwei Dots in die Ebene hinein (blau). Der Interdotabstand beträgt etwa 200 nm. Das totale magnetische Moment des Dotarrays ist Null.

Anders wird die Situation, wenn zusätzlich ein äußeres Feld H_z senkrecht zur Schichtebene angelegt wird.

$$E = \frac{\mu^2}{2d^3} \sum_{\vec{r} \neq \vec{r}'} \frac{p_{\vec{r}} p_{\vec{r}'}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} - \mu H_z \sum_{\vec{r}} p_{\vec{r}}.$$

Dann sind auch ferromagnetische „FM“ Strukturen möglich, mit

$$\vec{\mu} = +\mu \vec{e}_z$$

für alle Dots. In diesem Fall zeigen die Vertikalkomponenten aller Dots nach oben. Alle Dots sind also in einem „up“-Zustand.

¹Sind die Abstände zwischen benachbarten Dots sehr klein, muss auch die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung berücksichtigt werden.

²Alternativ zu diesem Dipol-Bild kann man das System auch durch die Wechselwirkung magnetischer Oberflächenladungen beschreiben (die Volumenladungen verschwinden, $\text{div} \vec{J} = 0$). Beide Darstellungen sind äquivalent.

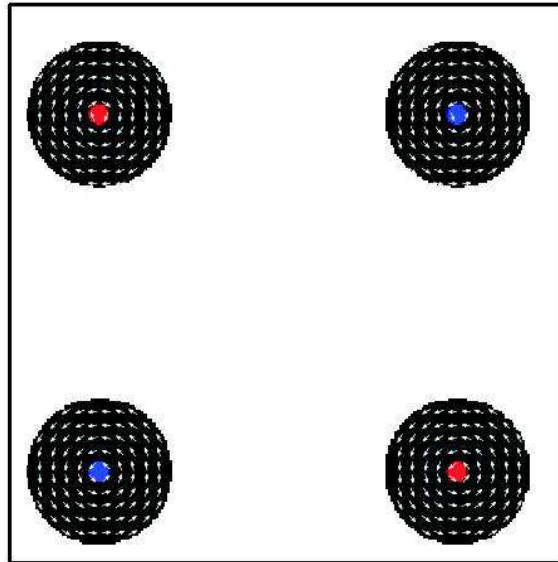


Abbildung 4.1: Quadratisches $500\text{nm} \times 500\text{nm}$ -Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke

Die Energien für den „AFM“ und den „FM“-Zustand werden bei einem bestimmten Feld gleich groß, da nur der „FM“-Zustand an das äußere Feld gekoppelt ist. Man könnte bei diesem kritischen Feld einen Phasenübergang 1. Ordnung von „AFM“ nach „FM“ erwarten.

Es zeigt sich aber, dass viele verschiedene andere Zustände möglich sind und die Situation viel komplizierter ist. Dennoch soll im Folgenden an geeigneter Stelle versucht werden, die Ergebnisse von OOMMF-Simulationen in diesem „Dipol-Bild“ bzw. der dazu äquivalenten Darstellung mit „magnetischen Ladungen“ zu erklären.

In Abb. (4.2) ist die Magnetisierungskonfiguration eines quadratischen Dotarrays mit Seitenlänge 1000 nm dargestellt. Es ist kein äußeres Feld angelegt. Die Dots sind 20 nm dick und haben einen Durchmesser von etwa 140 nm. Der Interdotabstand ist jeweils ein Dotradius. Alle Dots befinden sich in einem Vortexzustand. Die Dots in der mittleren Kette zeigen alle die gleiche Magnetisierungskonfiguration: Polarität aus der Ebene heraus (rot) und Vortizität im Uhrzeigersinn. Die übrigen Dots zeigen aber ganz unterschiedliche Konfigurationen. Eigentlich ist hier ein antiferromagnetischer Zustand

zu erwarten, zumal der Interdotabstand kleiner ist als in Abb. (4.1) und die Wechselwirkung zwischen den Dots größer sein sollte. Eine ähnliche Situa-

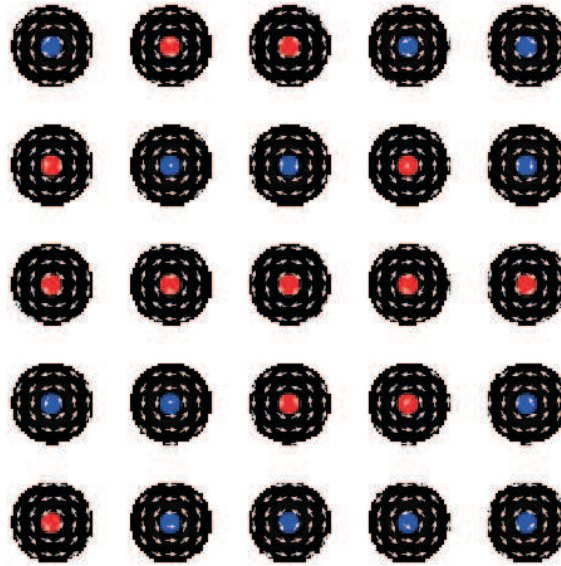


Abbildung 4.2: Quadratisches $1000 \text{ nm} \times 1000 \text{ nm}$ -Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke

tion zeigt sich in Abb. (4.3). Es handelt sich wieder um ein 5×5 -Array von Py-Dots, jetzt aber mit einer Kantenlänge von 1500 nm , d.h. die Dots sind jetzt etwas größer als in Abb. (4.2), haben einen Durchmesser von etwa 210 nm und wiederum eine Dicke von 20 nm . Der Interdotabstand ist wieder ein Dotradius. Die Dots in der mittleren Kette haben wieder gleiche Polarität, allerdings ist der Drehsinn des Dots in der Mitte jetzt gegen den Uhrzeigersinn gerichtet. Sonst treten auch hier wieder alle möglichen Konfigurationen auf.

Die Abb. (4.2) und (4.3) sind nur Beispiele für viele mögliche Konfigurationen. Die Tatsache, dass viele benachbarte Dots gleiche Polarität besitzen, was energetisch ungünstig ist, lässt sich nur damit erklären, dass die Interdot-Wechselwirkung in diesen Systemen relativ schwach ist. Dreht man die Polarität eines Dots um und vergleicht die Energien der Gesamtsysteme, ergeben sich keine wesentlichen Unterschiede.

Bishop [40] hat Arrays von magnetischen Dots mit Out-of-plane Magnetisie-

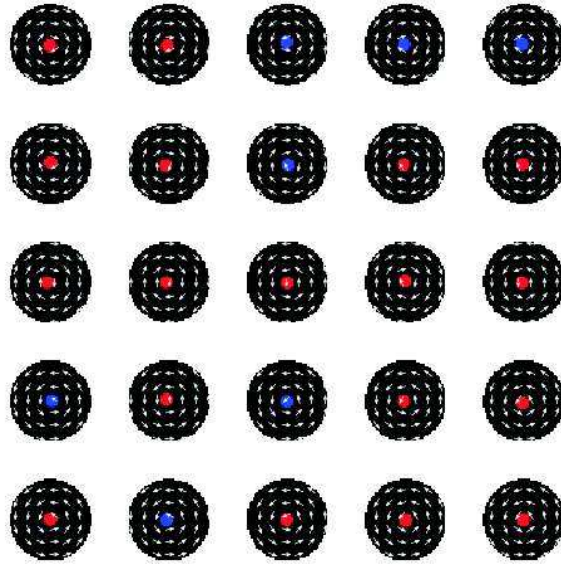


Abbildung 4.3: Quadratisches $1500 \text{ nm} \times 1500 \text{ nm}$ -Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke

rung (Vortextzustände und Single-Domain-Zustände) mit Hilfe eines einfachen Ising-Modells untersucht. Allerdings wurden dabei zusätzlich Out-of-plane Felder angelegt. Dabei ergab sich ebenfalls eine Vielzahl von möglichen Konfigurationen. In dieser Arbeit wurde auch die charakteristische Energie der Interdot-Wechselwirkungen abgeschätzt. Für Permalloy-Dots mit einer Dicke von 40 nm und minimalem Interdot-Abstand ergibt sich eine charakteristische Temperatur der Interdot-Wechselwirkung von 10^4 K . Für ein derartiges Dot-Array³ könnten also Temperatureffekte in allen relevanten Temperaturbereichen vernachlässigt werden. Wird nun aber das Dotarray gegenüber Abb. (4.2) und (4.3) verkleinert, zeigt sich ein ganz anderes Bild: In Abb. (4.4) ist die Magnetisierungskonfiguration eines $500 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$ -Arrays dargestellt. Die Dots haben einen Durchmesser von etwa 70 nm und sind 20 nm dick. Der Interdotabstand beträgt einen Dotradius, also etwa 35 nm . Eigentlich ist für Dots dieser Größe eine Vortexkonfiguration zu erwarten. Sie befinden sich aber in einem eindomänen Zustand. Das Bestreben des Systems, das

³Die charakteristische Temperatur der Interdot-Wechselwirkung wäre in diesem Fall höher als T_C .

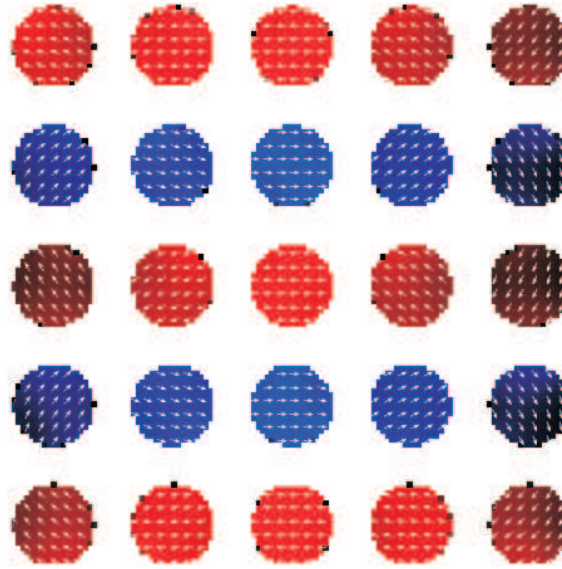


Abbildung 4.4: Quadratisches $500 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$ -Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke

Streufeld zu minimieren, führt zu einer Art „Zickzackkonfiguration“. Außerdem sind die Dots gekoppelt (Dipolkopplung): Bei den Dots in der obersten Kette von Abb. (4.4) zeigt die Magnetisierung nach links, in der nächsten Kette dann nach rechts usw. Die Wechselwirkung zwischen den Dots ist hier so stark, dass eine eindomänige Konfiguration energetisch günstiger ist als eine Vortexkonfiguration. Das bedeutet aber auch, dass die für isolierte Dots bestimmte Phasengrenze hier nicht mehr gültig ist.

Um die Verschiebung der Phasengrenze quantifizieren zu können, wurden einige Rechnungen an einem einfachen System aus 2 Permalloy-Dots durchgeführt. Die beiden Strukturen haben einen Durchmesser von 100 nm . Ähnlich wie bei der Bestimmung der Phasengrenze für isolierte Dots werden die beiden möglichen Zustände, nämlich, dass sich entweder beide Dots in Vortextzuständen befinden oder beide eine eindomänige Magnetisierungskonfiguration aufweisen, als Ausgangszustände gewählt und dann relaxiert. Die Phasengrenze zwischen den beiden Zuständen ergibt sich dann durch Energievergleich. Für die Vortexstruktur wird neben der Austauschenergie auch die Streufeldenergie des Vortexzentrums berücksichtigt. Die Energie der ein-

	$\varepsilon_{demag,vortex}$	$\varepsilon_{exch,vortex}$	$(\varepsilon_{demag} + \varepsilon_{exch})_{vortex}$	$\varepsilon_{demag,eindom.}$
h = 10 nm	8773,7	34831,2	43604,9	41585,1
h = 11 nm	8814,4	34681,5	43495,9	44368,7
h = 12 nm	8848,2	34536,9	43385,1	47047,2

Abbildung 4.5: Energiedichten von einzelnen Py-Dots mit Vortex- oder eindomäniger Magnetisierungskonfiguration bei verschiedenen Dicken

domänigen Konfiguration ist durch die Entmagnetisierungseenergie gegeben. Die kritische Dicke für isolierte Dots liegt bei einem Durchmesser von 100 nm bei 11 nm, d.h. für Dicken von 11 nm und höher ist die Vortexkonfiguration energetisch günstiger, unterhalb von 11 nm ist die Entmagnetisierungsenergiedichte einer eindomänigen Struktur niedriger als die Summe aus Austausch- und Streufeldenergiedichte des Vortex. Zur Verdeutlichung sind in Abb. (4.5) die Energiedichten für isolierte Vortex- und Single-Domain Dots mit Durchmesser 100 nm und den Dicken 10-12 nm aufgeführt. Der Übergang zwischen Vortex und Single-Domain erfolgt also zwischen 10 und 11 nm.

Nun wird ein System aus zwei Dots mit Durchmesser 100 nm und einem Interdotabstand von 20 nm betrachtet. In Abb. (4.6) sind die beiden Magnetisierungskonfigurationen dargestellt, die beobachtet werden. Eine andere, prinzipiell auch denkbare Konfiguration, in der ein Dot Vortexcharakter und der andere eindomäniges Verhalten zeigt, tritt nur als metastabiler Zustand auf (wie Energievergleich zeigt) und wird deshalb hier nicht berücksichtigt. Nun werden für die beiden betrachteten Zustände, wie vorher bei den isolierten Dots, die Energiedichten ermittelt. Bei der Vortexkonfiguration sind alle denkbaren Konfigurationen energetisch gleichwertig. Die Ergebnisse sind in Abb. (4.7) dargestellt. Der Übergang zwischen Vortex-Zustand und Single-Domain-Zustand liegt zwischen 12 und 13 nm, ergibt also eine Erhöhung der

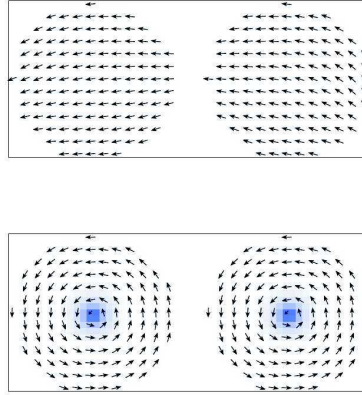


Abbildung 4.6: Magnetisierungskonfigurationen von zwei Py-Dots mit Durchmesser 100 nm und einem Interdotabstand von 20 nm: In der ersten Konfiguration sind beide Dots eindomänig. In der zweiten Konfiguration zeigen beide Dots Vortexcharakter mit gleichen Polaritäten, der Fall mit unterschiedlichen Polaritäten ist dazu energetisch äquivalent.

	$\varepsilon_{demag,vortex}$	$\varepsilon_{exch,vortex}$	$(\varepsilon_{demag} + \varepsilon_{exch})_{vortex}$	$\varepsilon_{demag,eindom.}$
h = 12 nm	7752,4	31727,0	39479,4	39127,8
h = 13 nm	7779,5	31601,0	39380,5	41146,1
h = 14 nm	7799,7	31488,8	39288,5	43077,8

Abbildung 4.7: Energiedichten von zwei gekoppelten Py-Dots (D=100nm, Abstand 20 nm) mit Vortex- oder eindomänigen Magnetisierungskonfigurationen und verschiedenen Dicken

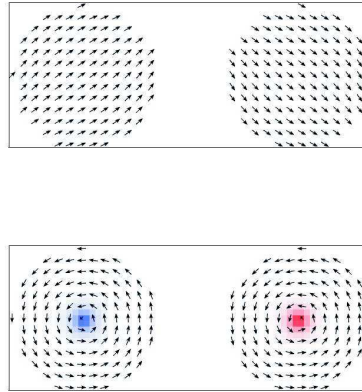


Abbildung 4.8: Magnetisierungskonfigurationen von zwei Py-Dots mit Durchmesser 100 nm und einem Interdotabstand von 50 nm

Phasenlinie gegenüber den isolierten Dots um 2 nm, die nur auf die Wechselwirkung der beiden Dots zurückgeführt werden kann. Die Energien der Vortexkonfigurationen sind im wesentlichen konstant und liegen niedriger als die Energiedichte eines isolierten Vortex-Dots. Die Entmagnetisierungsenergie-dichten der gekoppelten Dots liegen ebenfalls niedriger als die Energiedichte eines isolierten eindomänigen Dots. Das System der gekoppelten Dots ist also stabiler als ein isolierter Dot. Das gilt sowohl für die Vortex- als auch die eindomänigen Zustände.

Nun stellt sich die Frage, bei welchem Interdotabstand die Wechselwirkung zwischen den Dots so weit abgenommen hat, dass die Phasenlinie zwischen den beiden Zuständen der gekoppelten Dots mit der Phasenlinie für isolierte Dots übereinstimmt. Zunächst ist festzustellen, dass die Streufelder langreichweitig sind, also auch bei Interdotabständen von mehreren Dotradien noch eine schwache, aber doch spürbare Wechselwirkung vorhanden ist. Doch es hat sich gezeigt, dass sich das hier betrachtete 2 Dot-System schon bei einem Interdotabstand von 50 nm, also einem Dotradius Abstand zwischen den beiden Strukturen, wie ein System aus zwei isolierten Dots verhält: Die Wechselwirkung ist zwar in abgeschwächter Form noch vorhanden, führt aber nicht mehr dazu, dass sich die Dots anders verhalten als isolierte Dots. Allerdings sind auch in diesem System die Gesamtenergiedichten für beide betrachteten Zustände niedriger als für isolierte Dots.

In Abb. (4.8) sind die beiden Konfigurationen und in Abb. (4.9) die entsprechenden Energiedichten dargestellt. Der Übergang zwischen Vortex und

	$\varepsilon_{demag,vortex}$	$\varepsilon_{exch,vortex}$	$(\varepsilon_{demag} + \varepsilon_{exch})_{vortex}$	$\varepsilon_{demag,eindom.}$
h = 10 nm	7439,5	32179,9	39619,4	37400,4
h = 11 nm	7477,8	32043,7	39521,5	39952,5

Abbildung 4.9: Energiedichten von zwei gekoppelten Py-Dots ($D=100$ nm, Abstand: 50 nm) mit Vortex- oder eindomänen Magnetisierungskonfigurationen und verschiedenen Dicken

Single-Domain erfolgt zwischen 10 und 11 nm, wie bei isolierten Dots.

Gekoppelte Dots mit Radius 100 nm führen also bei Interdotabständen unterhalb von einem Dotradius zu einer Verschiebung der Phasengrenze nach oben. Die gekoppelten Dots sind energetisch stabiler als isolierte Strukturen.

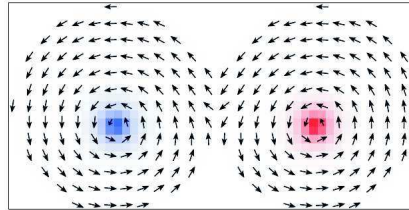


Abbildung 4.10: Doppelvortex-Konfiguration von zwei sich berührenden Py-Dots ($D=100$ nm, $h=20$ nm): Es entsteht eine Art „Achterbahn“-Struktur, die auch im Experiment beobachtet wurde [41]

Das gilt nicht mehr, wenn man den Interdotabstand gegen Null gehen lässt. In diesem Fall sollte man besser nicht mehr von zwei gekoppelten Dots sprechen, sondern die Struktur vielmehr als eine einzige Probe betrachten, die aber ganz interessant ist: hier kommt es zu einem spürbaren Anstieg der Streufeldenergiedichte der Doppelvortex-Konfiguration gegenüber einem isolierten Vortex-Dot, siehe Abb. (4.10), die sich dadurch erklären lässt, dass bei isolier-

ten Vortexstrukturen dieser Dicke ein Unterschwinger der z-Komponente zu beobachten ist, wodurch ein Teil des Streufelds bereits in der Probe kompensiert und die Streufeldenergie erniedrigt wird, was aber bei den gekoppelten Dots nun dazu führt, dass sich am Berührungspunkt der beiden Strukturen im Fall gleicher Polarität die Streufeldenergie erhöht, im anderen Fall erniedrigt. Der Effekt ist klein, aber in den Simulationen beobachtbar: die antiferromagnetische Struktur wie in Abb. (4.10) ist energetisch begünstigt. Der Übergang zwischen dem Doppelvortex und einer eindomänen Struktur, siehe Abb. (4.11), liegt zwischen 19 und 20 nm, gegenüber isolierten Strukturen also ein Anstieg der Phasenlinie um 9 nm.

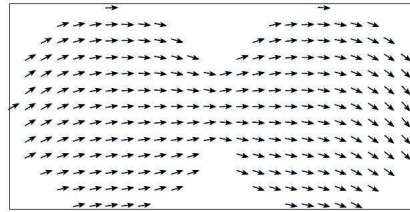


Abbildung 4.11: Zwei Py-Dots ($D=100$ nm, $h=18$ nm) mit Interdotabstand 0 in einem quasi-eindomänen Zustand

Eine bei den Rechnungen an den gekoppelten Dots ebenfalls gefundene, metastabile Konfiguration wird in Abb. (4.12) gezeigt. Hier ist ein Dot in einem quasi-eindomänen Zustand, während der andere Vortexcharakter zeigt. Diese Struktur sollte auch experimentell zu beobachten sein, zumal die Energieschwelle zur Doppelvortex- bzw. Eindomänen-Struktur nicht hoch ist (etwa $5000 \frac{J}{m^3}$). Bei der Ummagnetisierung metastabiler Eindomänen-Zustände oder auch bei der Annihilation einer Doppelvortex-Struktur sind derartige metastabile Zwischenzustände möglich, was aber hier nicht weiter betrachtet werden soll.

4.2 Annihilation von Vortizes in 1D-Ketten

Durch die Wechselwirkung zwischen den Dots in einer Kette kommt es zu einer Veränderung der Annihilationsfelder. Die Verschiebung der Vortexzentren durch das Anlegen eines in-plane-Feldes führt zu magnetischen Ladungen am Rand der Probe und somit zu langreichweitigen Streufeldern, die die

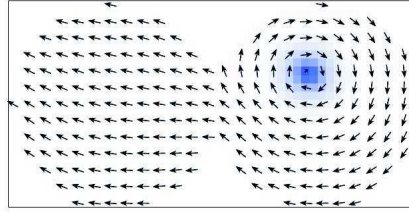


Abbildung 4.12: Metastabile Konfiguration von zwei sich berührenden Py-Dots ($D=100\text{nm}$, $h=19\text{nm}$): Vortex + Eindomänenzustand

anderen Dots in der Kette beeinflussen. Der Verlauf der Vortexannihilation hängt im wesentlichen von den Vortizitäten der einzelnen Dots ab. Je nach Drehsinn, bewegen sich die Vortexzentren der Dots aufeinander zu oder voneinander weg. Damit ändern sich die Interdotabstände, also die Abstände zwischen den Vortex-Cores der einzelnen Dots. Es sind also prinzipiell zwei Effekte, die wirken: zum einen die gegenseitige Beeinflussung der Dots durch das Entstehen von magnetischen Ladungen am Rand der Proben und die Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Vortexzentren, deren Stärke davon abhängt, ob sich die Vortexzentren aufeinander zu oder voneinander weg bewegen.

Untersucht werden im folgenden eindimensionale Ketten aus Permalloy-Dots. Der Durchmesser der Dots beträgt 160 nm und der Interdotabstand jeweils etwa einen halben Dotradius, also 40 nm . Die Dots sind 20 nm dick und befinden sich zu Beginn der Simulation in einem Vortexzustand.

Um die Annihilationsfelder der Dots in der Kette mit dem Verhalten eines isolierten Dots dieser Größe vergleichen zu können, wurde zunächst eine Simulation an einem Permalloy-Dot mit 160 nm Durchmesser und 20 nm Dicke durchgeführt. Ausgangskonfiguration war ein Vortexzustand, der bei den gewählten Parametern stabil ist (vergleiche Phasengrenze zwischen Vortex und Single Domain: kritische Dicke von Dots mit 80 nm Radius unter 10 nm). Dann wurde ein Feld in y -Richtung angelegt und linear von 0 bis 150 mT (150 Feldschritte, Konvergenzkriterium $|m \times h| < 10^{-5}$) hochgefahren. Abb. (4.13) zeigt den Verlauf der y -Komponente der Magnetisierung in Abhängigkeit von dem angelegten Feld. Es zeigt sich, dass das Vortexzentrum bei einem äußeren Feld von 87 mT aus der Probe herausgedrängt wird.

Nun soll untersucht werden, welchen Einfluss die Interdot-Kopplung auf das Vortex-Annihilationsfeld hat.

Zunächst wird der Fall betrachtet, dass Polaritäten und Vortizitäten der Dots

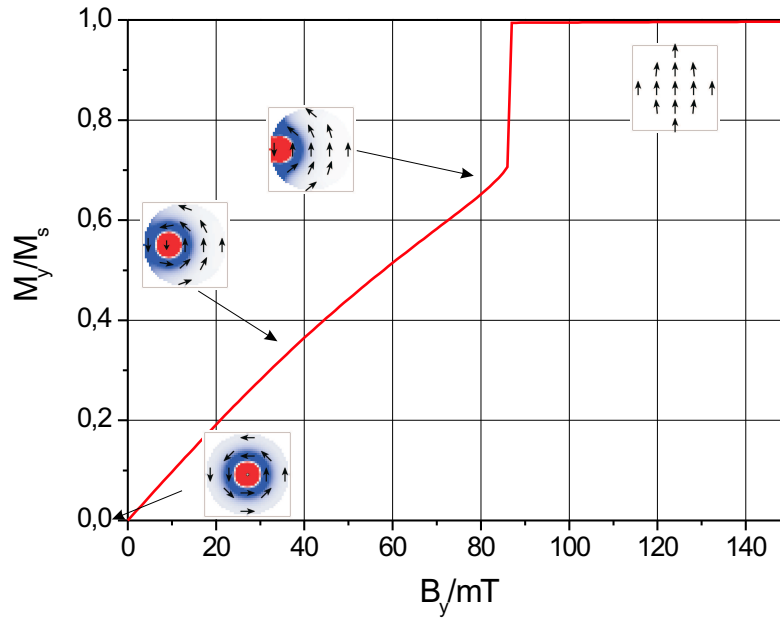


Abbildung 4.13: Simulation an einem isolierten Permalloy-Dot im Vortexzustand, Durchmesser 160 nm, Dicke 20 nm

in der Kette alternieren, d.h. beim ersten Dot in der Kette zeigt die Vertikal-komponente aus der Ebene heraus und der Drehsinn ist gegen den Uhrzeigersinn orientiert; beim nächsten Dot in der Kette zeigt die Polarität nach unten und der Drehsinn ist im Uhrzeigersinn, usw. Das äußere Feld wird in y-Richtung angelegt. Damit bewegen sich die Vortexzentren von benachbarten Dots aufeinander zu. Wie beim isolierten Dot wird wiederum das Feld linear bis zum Wert 150 mT hochgeschaltet.

In Abb. (4.15) ist nun der Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Abhängigkeit vom angelegten Feld dargestellt. Dabei treten verschiedene Sprünge auf, da die Annihilation der Vortizes bei verschiedenen Feldwerten erfolgt. Die Annihilationsfelder der einzelnen Dots unterscheiden sich. Zunächst werden die Vortizes der äußersten Dots in der Kette aus den Proben hinausgedrängt.

In Abb. (4.14) ist die dazu gehörige Sequenz von Magnetisierungskonfigurationen in der Kette zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt: a) ist die Ausgangskonfiguration: eine Kette von relaxierten Vortex-Dots mit jeweils alternierenden Polaritäten und Vortizitäten. Das Feld wird in y -Richtung angelegt. Es kommt zu einer Verschiebung der Vortexzentren abhängig von den Vortizitäten der Dots: Ist der Drehsinn im Uhrzeigersinn, verschiebt sich das Zentrum nach rechts, im anderen Fall nach links. In d) sind die Vortexkerne der beiden äußeren Dots aus den Proben hinausgedrängt worden. Die beiden äußeren Dots sind dann in einem Eindomänenzustand, während die 4 anderen Dots der Kette sich noch in einem Vortexzustand befinden. Die Annihilationsfelder der Dots in der Kette sind also unterschiedlich. Das ist die erste Konsequenz aus der Kopplung der Dots⁴. Die neue Konfiguration ist eine Kette aus 4 Vortex-Dots und zwei eindomänen Strukturen. Wird nun das Feld weiter erhöht, werden als nächstes wieder die äußeren Vortizes vernichtet. In e) sind schließlich nur noch die beiden inneren Dots der Kette in einem Vortexzustand. Schließlich werden in f) auch die beiden letzten Vortizes vernichtet. Alle Dots der Kette sind nun in einem Eindomänenzustand. Nun soll der Fall betrachtet werden, dass alle Dots gleiche Vortizitäten, aber alternierende Polaritäten besitzen, siehe Abb. (4.16). Die Vortexzentren bewegen sich nun alle in die gleiche Richtung, senkrecht zum in y -Richtung angelegten Feld. In diesem Fall verläuft der Annihilationsprozess anders: In a) ist wieder die Ausgangskonfiguration dargestellt. Hier ist im Unterschied zu Abb. (4.14) die „chirale Symmetrie“ des Systems explizit gebrochen. In c) ist der Dot rechts außen in einen eindomänen Zustand übergegangen. In d) wird schließlich auch der Dot links außen vernichtet. Hier unterscheiden sich also auch die Annihilationsfelder der beiden äußeren Dots. In e) werden zwei Vortizes gleicher Polarität (blau) vernichtet. In f) und g) werden schließlich die beiden letzten Vortizes vernichtet. In diesem Fall haben bis auf die beiden Dots gleicher Polarität, die in e) vernichtet werden, alle Dots unterschiedliche Annihilationsfelder. In Abb. (4.17) ist der Verlauf der Magnetisierung in y -Richtung in Abhängigkeit vom angelegten Feld dargestellt.

Als nächstes soll der Fall untersucht werden, dass die Polaritäten der Dots alle gleich sind, die Vortizitäten aber alternieren. Abb. (4.18) zeigt verschiedene Momentaufnahmen der Spinkonfiguration in der Kette. Der Verlauf der

⁴Man beachte, dass im Vergleich zu den für Abb. (4.15) charakteristischen Feldstärken der Einfluss der evtl. vorhandenen „Randanisotropien“, vgl. Abb. (3.16), vernachlässigbar klein ist.

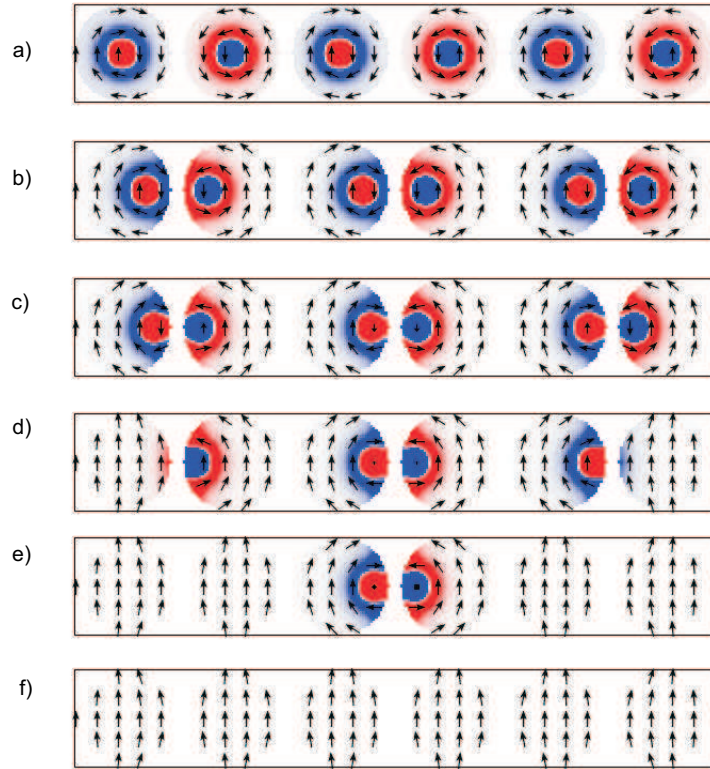


Abbildung 4.14: Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit alternierenden Polaritäten der Dots und alternierenden Vortizitäten

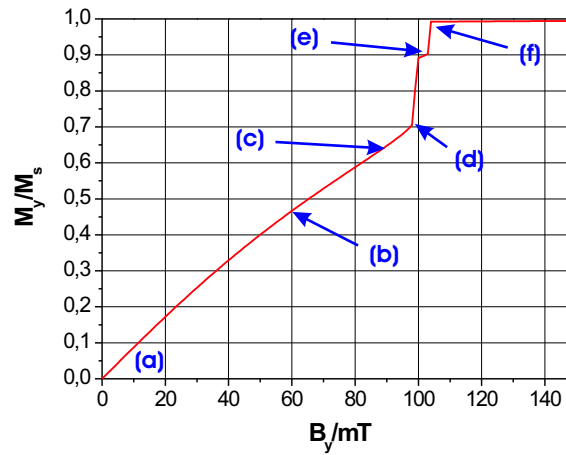


Abbildung 4.15: Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Abhängigkeit von B_y

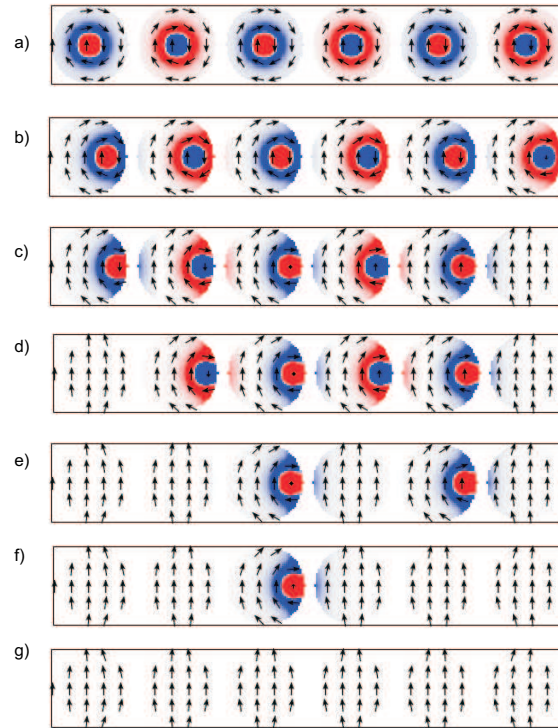


Abbildung 4.16: Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit alternierenden Polaritäten der Dots und gleichen Vortizitäten

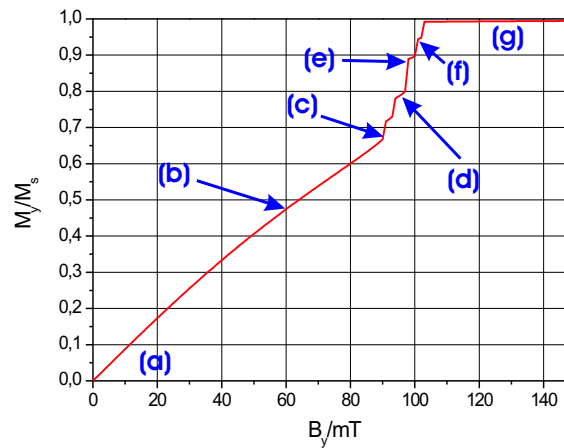


Abbildung 4.17: Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Abhängigkeit von B_y

Annihilation verläuft ähnlich wie im Fall von Abb. (4.14), bei welchem sowohl Polaritäten als auch Vortizitäten alternieren. In c) werden die beiden äußeren Dots der Kette vernichtet, in d) werden dann die beiden nächsten äußeren Vortizes annihiliert. In e) sind schließlich alle Dots der Kette in einem eindomänigen Zustand. Die entsprechende Hysteresekurve ist in Abb. (4.19) dargestellt. Nun fehlt zum Abschluss noch die Konfiguration, dass die Vortizitäten und Polaritäten aller Dots gleich sind: siehe Abb. (4.20) bzw. (4.21). Es ergibt sich exakt der gleiche Verlauf wie im entsprechenden Fall mit alternierenden Polaritäten, vgl. Abb. (4.16) und (4.17): zunächst werden die beiden äußeren Vortizes vernichtet, aber bei unterschiedlichen Feldern. Dann werden zwei Vortizes beim gleichem Feldwert vernichtet und schließlich die beiden verbliebenen Vortex-Dots wieder bei verschiedenen Feldern.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass für den Fall gleicher oder alternierender Vortizitäten der Annihilationsprozess ganz unterschiedlich verläuft. Die Polaritäten und die damit verbundenen Streufelder haben keinen signifikanten Einfluss darauf, wann und bei welchen Feldern die Vortizes vernichtet werden. Entscheidend ist der Drehsinn der Dots, denn er bestimmt wie sich die Vortexzentren bei einem angelegten Feld verschieben. Mit der Verschiebung der Vortexzentren sind magnetische Ladungen am Rand der Proben verbunden, die dann mit den magnetischen Ladungen der benachbarten Dots wechselwirken. Dieser Effekt ist viel stärker als die Dipol-Dipol-Kopplung zwischen den Vortexzentren. Das lässt sich daran erkennen, dass es keinen spürbaren Einfluss auf die Annihilation hat, ob benachbarte Dots gleiche Polarität haben, also sich gegenseitig abstoßen, oder unterschiedliche Polarität besitzen und damit eine anziehende Wechselwirkung aufeinander ausüben.

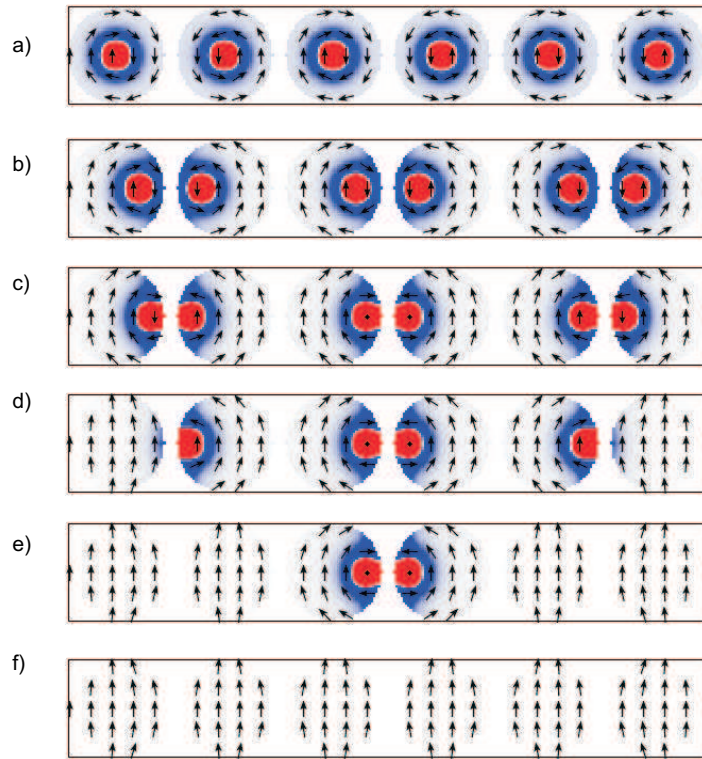


Abbildung 4.18: Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit gleichen Polaritäten der Dots und alternierenden Vortizitäten

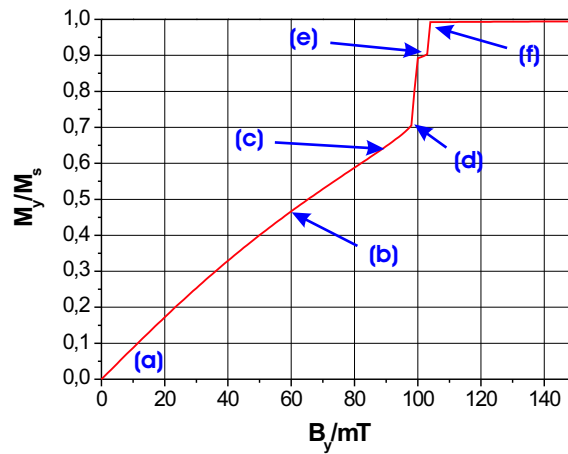


Abbildung 4.19: Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Anhängigkeit von B_y

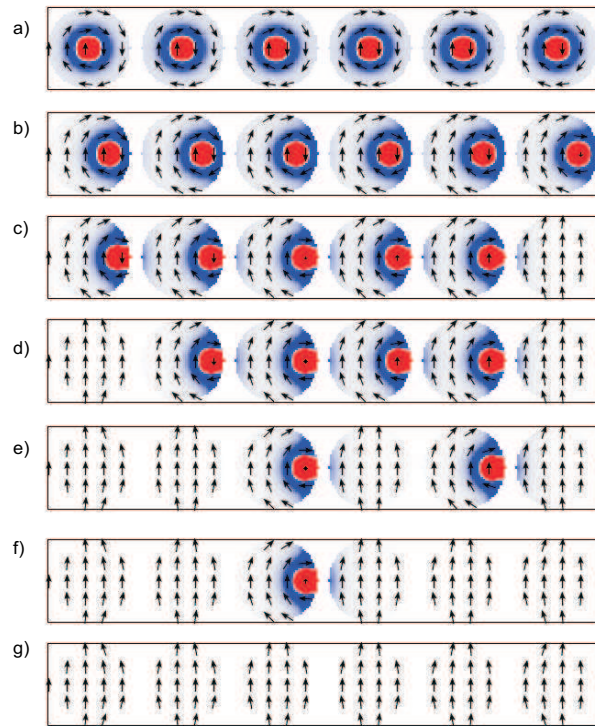


Abbildung 4.20: Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit gleichen Polaritäten der Dots und gleichen Vortizitäten

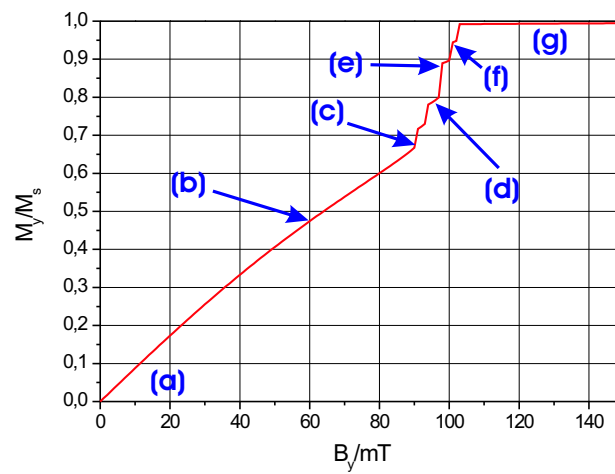


Abbildung 4.21: Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Abhängigkeit von B_y

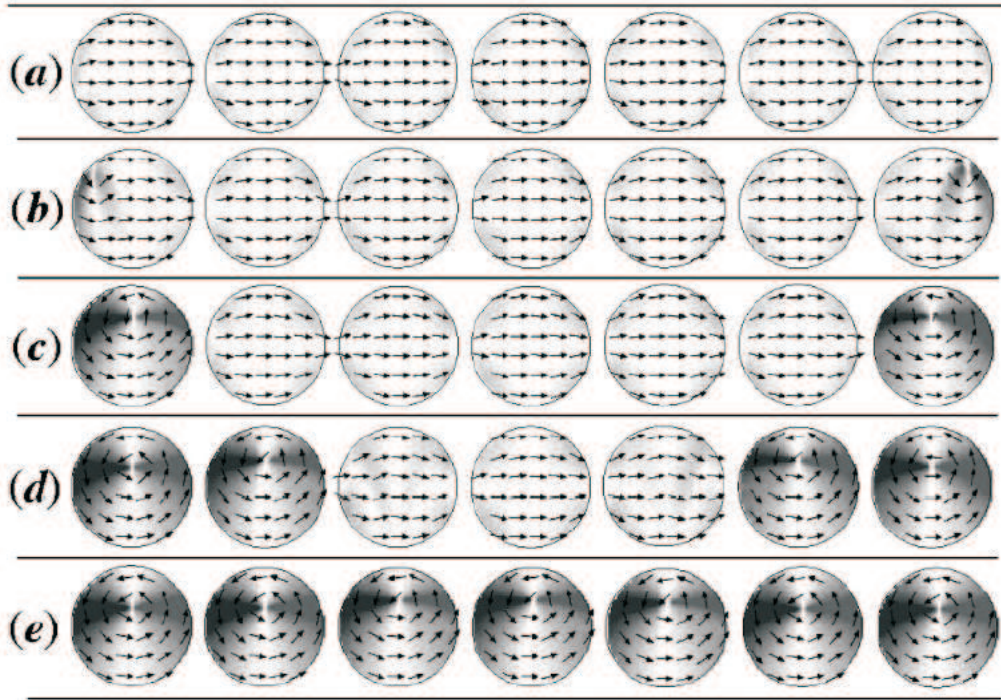


Abbildung 4.22: Magnetisierungskonfigurationen in einer Kette von zirkularen Py-Dots ($D=400$ nm, $h=60$ nm) bei verschiedenen Feldern [42]

In einer Arbeit von Guslienکو [42] wird ebenfalls eine Kette von Py-Dots (Durchmesser 400 nm, Dicke 60 nm und Interdotabstand 50 nm) betrachtet. In der Ausgangskonfiguration befinden sich alle Dots in Sättigung, siehe Abb. (4.22), Konfiguration (a). Es handelt sich um metastabile eindomänige Zustände. Dann wird das Feld erniedrigt. Bei isolierten Dots in metastabilen Single-Domain Zuständen läuft die Ummagnetisierung über eine Vortexphase. Auch bei der Ummagnetisierung der Kette treten Vortexzustände auf; allerdings erfolgt der Übergang nicht wie bei isolierten Dots durch einen scharfen Sprung in der Magnetisierung, sondern schrittweise, da die Vortizes bei verschiedenen Feldern in die Proben eintreten (in Analogie zur Anihilation der Vortizes in den zuvor untersuchten Ketten). Zunächst erfolgt die Nukleation der Vortizes in den äußeren Proben. Das hängt damit zusammen, dass diese Dots nur einen Nachbardot haben und deshalb ein schwächeres effektives Feld spüren als die anderen Dots. Zunächst sind die Vortexkerne

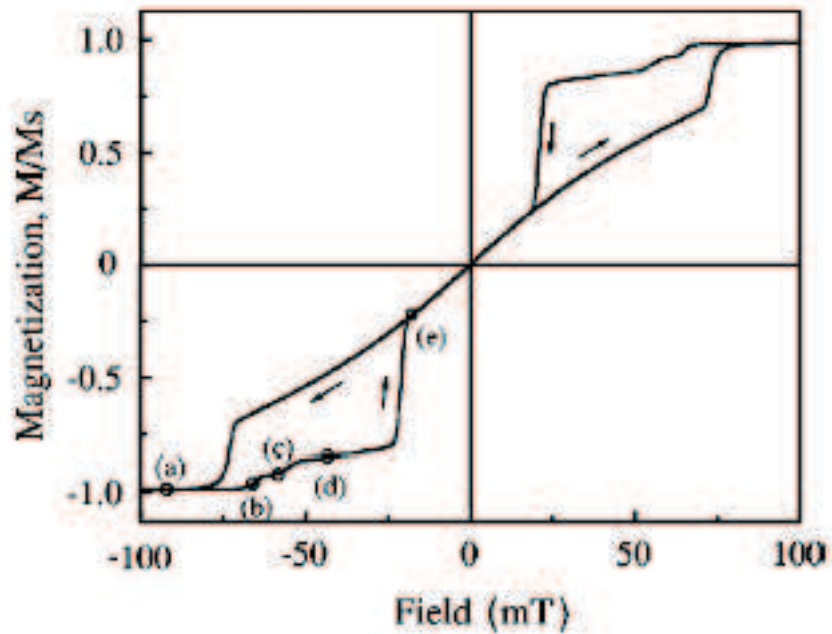


Abbildung 4.23: Hystereseschleife einer Kette von zirkularen Py-Dots ($D=400$ nm, $h=40$ nm) [42]

relativ weit von der Probenmitte entfernt (Gleichgewicht zwischen Zeeman- und magnetostatischer Energie), wandern aber in die Zentren der Dots, wenn das Feld weiter abgesenkt wird. In Remanenz (Feld 0) sind schließlich alle Dots in Vortexpzuständen. In Abb. (4.23) ist die Hystereseschleife dargestellt, in der auch die Konfigurationen (a) bis (e) von Abb. (4.22) gekennzeichnet sind.

Kapitel 5

Dynamik von Single-Domain Dots

Das Hauptproblem beim schnellen Ummagnetisieren von Single-Domain Teilchen ist das Nachschwingen der Magnetisierung ('ringing'). Hier wird eine Möglichkeit vorgestellt, das Nachschwingen fast komplett zu unterdrücken.

5.1 Nachschwingen der Magnetisierung

Zunächst wird ein kreisförmiger Permalloy-Dot mit Durchmesser 100 nm und 2 nm Dicke betrachtet. Die Probe befindet sich in Remanenz in einem Eindomänenzustand. Die Ausgangskonfiguration ist eine homogene Magnetisierung in -x-Richtung. Ziel ist es, den Dot umzumagnetisieren, von $m_x = -1$ nach $m_x = +1$. Bei der Rechnung wird ein für Py realistischer Dämpfungsparameter von $\alpha = 0.01$ gewählt.

Ein antiparalleles Feld würde kein oder nur ein schwaches Drehmoment auf die Magnetisierungsspins ausüben. Deshalb muss das äußere Feld Komponenten entweder in y-Richtung oder in z-Richtung enthalten, also unter einem bestimmten Winkel zur Magnetisierung angelegt werden. Für quadratische Permalloy-Dots wurde die Winkelabhängigkeit der Schaltzeiten systematisch untersucht, allerdings bei relativ hoher Dämpfung ($\alpha = 0.2$) [43]. Bei schwacher Dämpfung (realistische Werte für den Dämpfungsparameter α liegen bei 0.01 oder niedriger) wird aber das Nachschwingen der Magnetisierung so stark, dass kein reproduzierbares Schalten der Magnetisierung möglich ist.

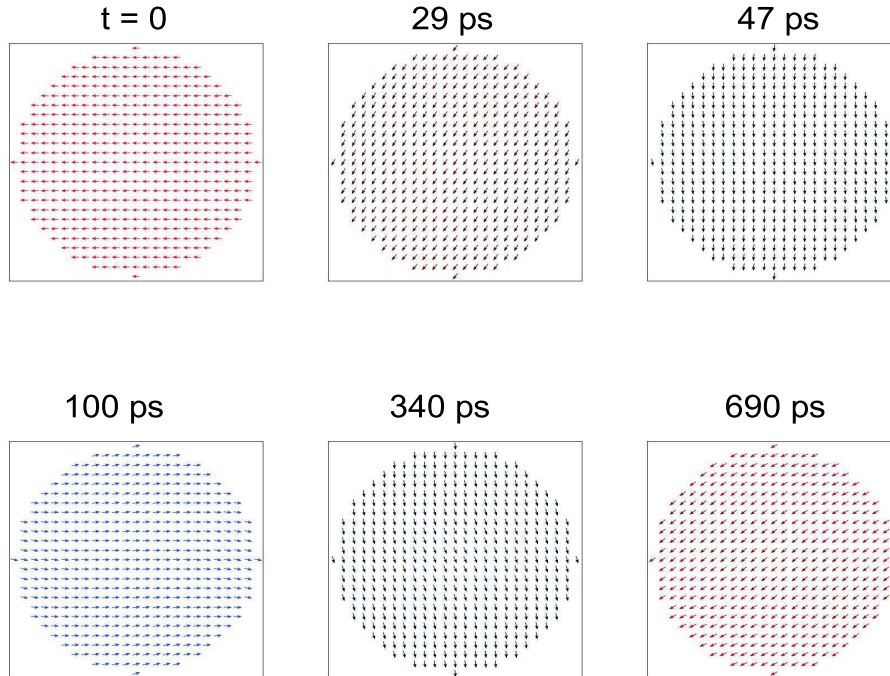


Abbildung 5.1: Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung eines zirkularen Permalloy-Teilchens im Eindomänenzustand

In der folgenden Rechnung wird das Feld nur in z -Richtung angelegt und dann abgeschaltet, wenn sich die Magnetisierung um 180° gedreht hat: $B_z = 0.2$ T, $t = 100$ ps. In Abb. (5.1) sind die Magnetisierungskonfigurationen zu bestimmten Zeiten dargestellt. Nach 100 ps hat die Probe geschaltet. Durch das starke Nachschwingen der Magnetisierung bleibt das Teilchen aber nicht in dieser Konfiguration: Nach 340 ps ist die Probe nahezu in y -Richtung magnetisiert, und geht dann wieder in Richtung Ausgangskonfiguration (690 ps). Der gesamte Relaxationsvorgang dauert etwa 2.5 ns. Diese Rechnung wurde mehrmals wiederholt, auch mit anderen Werten für das äußere Feld und unterschiedlichen Pulsdauern, auch mit Feldern in y -Richtung. Die Ergebnisse sind qualitativ ähnlich: es ist kein reproduzierbares Schalten eines kreisförmigen Single-Domain Teilchens bei schwacher Dämpfung möglich. In Abb. (5.2) ist der Verlauf der Magnetisierung dargestellt. Man sieht, dass nach 1 ns wieder der Ausgangszustand und nach etwa 2.5 ns der Gleichgewichtszustand erreicht ist.

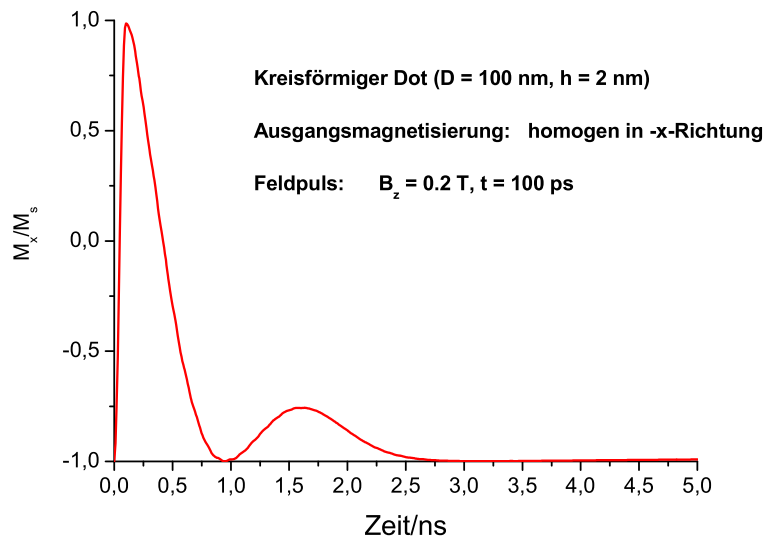


Abbildung 5.2: Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung M_x , vgl. Abb. (5.1).

5.2 Ummagnetisierung von elliptischen Dots

Nun sollen dünne elliptische Strukturen, die entlang der langen Achse magnetisiert sind, betrachtet werden. Ausgangskonfiguration ist ein in -x-Richtung homogen magnetisierter elliptischer Zylinder mit einer langen Achse von 300 nm und einer kurzen Achse von 100 nm. Die Probe ist 2 nm dick. Es wird wie bei der kreisförmigen Struktur ein Feldpuls in z-Richtung angelegt ($B_z = 0.2 \text{ T}$, $t = 100 \text{ ps}$). Abb. (5.3) zeigt einige Magnetisierungskonfigurationen während des Ummagnetisierungsprozesses. Nach 100 ps hat die Probe geschaltet ($\frac{M_x}{M_s} > 0.85$). Das Nachschwingen ist nun viel schwächer. In Abb. (5.4) ist der zeitliche Verlauf der Magnetisierung dargestellt. Nach 100 ps wird das Feld abgeschaltet und es kommt nur zu einem schwachen Nachschwingen der Magnetisierung. Die starke Formanisotropie zwingt also die Probe, in dieser Konfiguration zu bleiben und unterdrückt das Ringing.

Das zeigt, dass die Geometrie einen starken Einfluss auf den Ummagnetisierungsvorgang hat. Elliptische Proben sind geeignete Kandidaten für das schnelle Schalten von eindomänen Strukturen. Nun stellt sich die Frage, ob

das auch für kreisförmige Proben mit induzierter uniaxialer Anisotropie gilt.

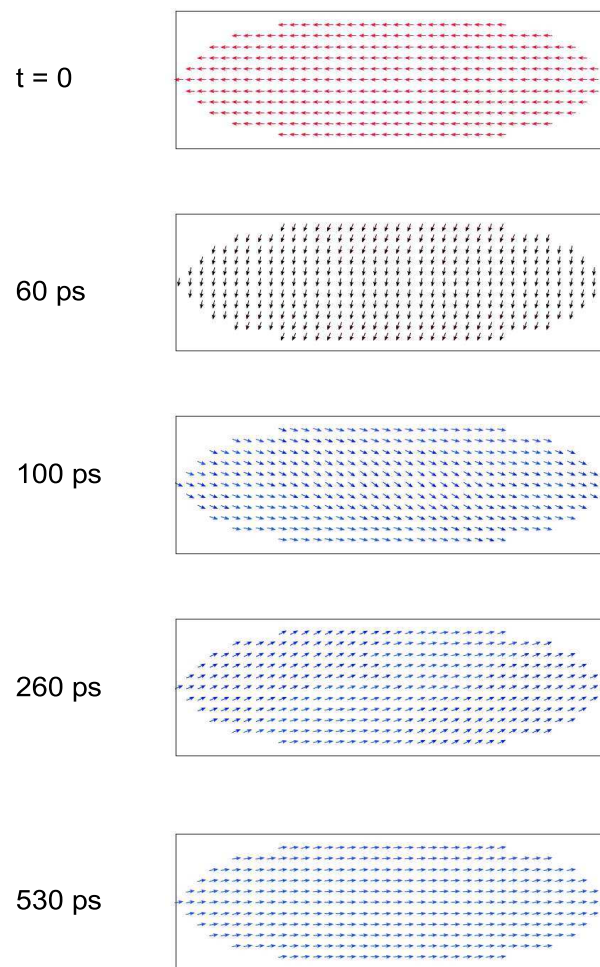


Abbildung 5.3: Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung einer elliptischen Permalloy-Struktur im Eindomänenzustand

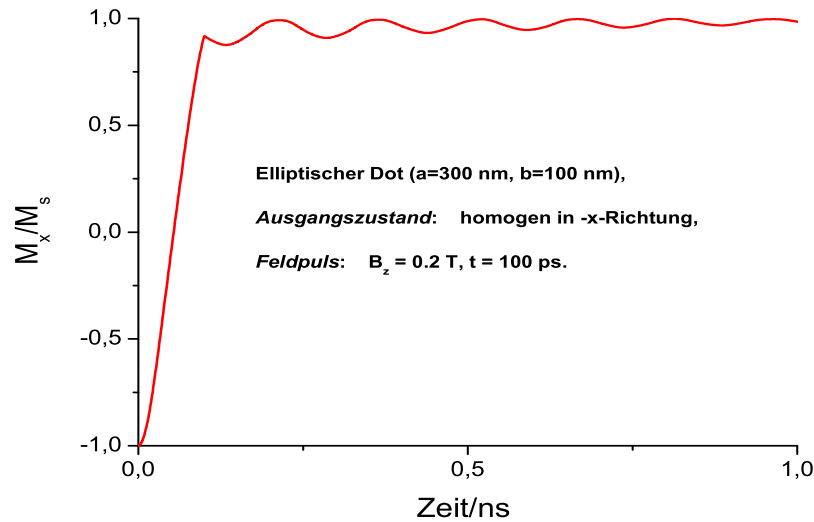


Abbildung 5.4: Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung bei der Ummagnetisierung elliptischer Strukturen

5.3 Ummagnetisierung von zirkularen Dots

Es wird wiederum ein kreisförmiger, homogen in -x-Richtung magnetisierter Permalloy-Dot mit einem Durchmesser von 100 nm und einer Dicke von 2 nm betrachtet, nun aber mit einer uniaxialen Anisotropie in x-Richtung. Der Feldpuls beträgt wieder $B_z = 0.2T$ und wird nach 100 ps abgeschaltet.

In Abb. (5.5) ist der Verlauf der Magnetisierung für verschiedene Stärken der uniaxialen Anisotropie dargestellt. Für den Fall, dass keine Anisotropie vorliegt, ist es nicht möglich, den Dot umzumagnetisieren. Das Nachschwingen ist zu stark; der Dot befindet sich nach 1 ns wieder im Ausgangszustand, vgl. Abb. (5.1) und (5.2). Es wird deutlich, dass durch uniaxiale Anisotropien das Nachschwingen gedämpft wird: für $K_u = 500 \frac{J}{m^3}$ ist es allerdings immer noch zu stark, die Magnetisierung fällt nach etwa 400 ps bis auf $0.5M_s$ und der Dot hat erst nach 1.25 ns geschaltet. Wenn man für eine eindomänige Konfiguration $M_x \geq 0.85M_s$ (in Abb. (5.5) durch die horizontale gestrichelte Linie gekennzeichnet) fordert, ist erst mit $K_u = 2000 \frac{J}{m^3}$ ein stabiles Schalten

innerhalb von 100 ps möglich.

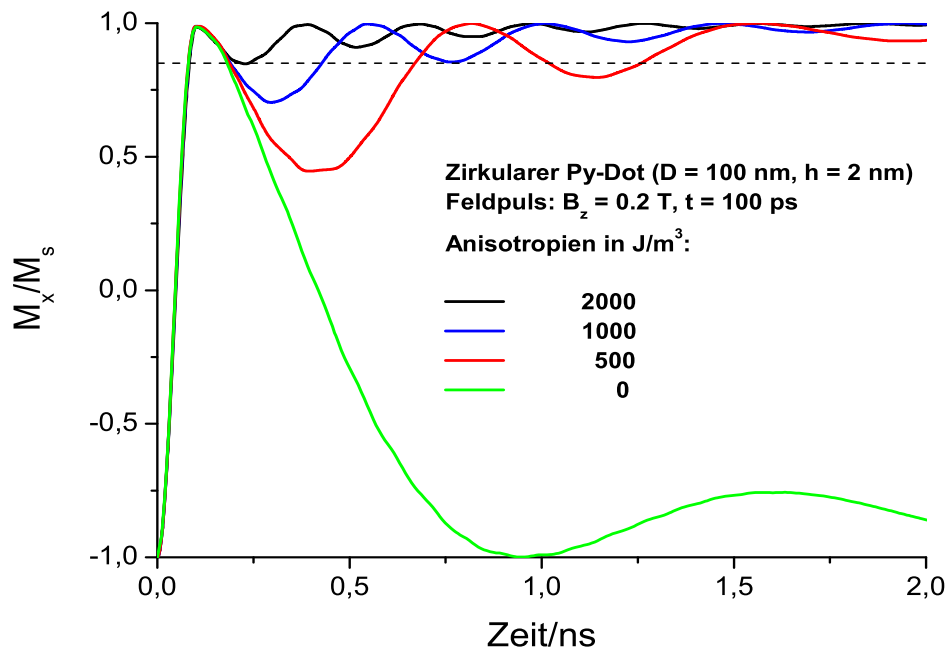


Abbildung 5.5: Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung M_x bei zirkularen Dots mit uniaxialer Anisotropie

5.4 Ummagnetisierung von rechteckigen Dots

Quadratische Permalloy-Dots im Eindomänenzustand (oder präziser: im sog. „flower“-Zustand, näheres siehe z.B. [19]) sollten sich ähnlich wie zirkuläre Proben verhalten.

In Abb. (5.6) sind einige Magnetisierungskonfigurationen dargestellt. Der Dot ($a = 100 \text{ nm}$, $h = 2 \text{ nm}$, Feldpuls: $B_z = 0.2 \text{ T}$, $t = 100 \text{ ps}$) hat zunächst nach 100 ps geschaltet, dreht aber dann wieder seine Magnetisierung und kehrt in den Ausgangszustand zurück. Die Ummagnetisierung ist also hier wie bei

den zirkularen Dots ohne uniaxiale Anisotropie nicht erfolgreich.

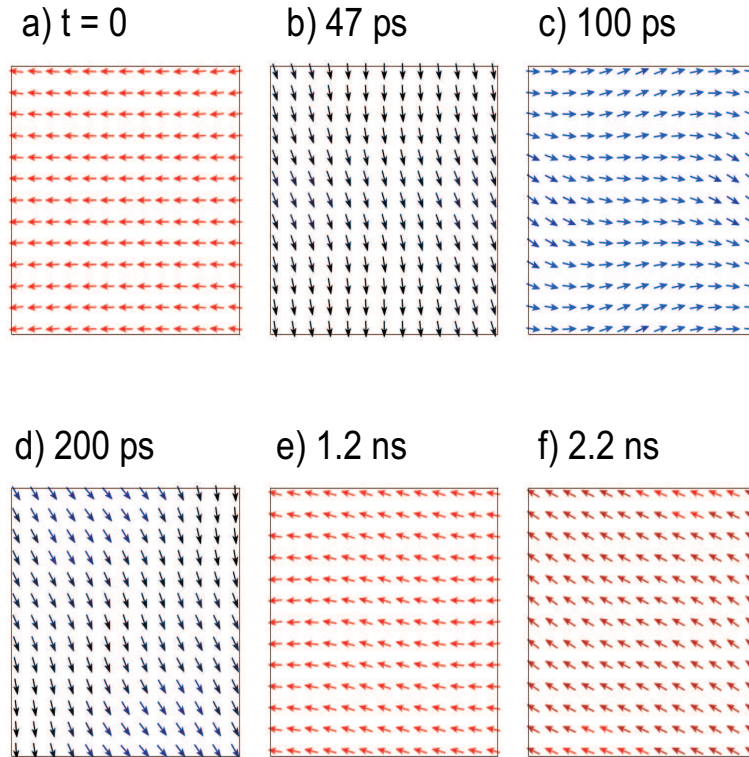


Abbildung 5.6: Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung eines quadratischen Py-Dots ($a = 100 \text{ nm}$, $h = 2 \text{ nm}$) durch einen Feldpuls $B_z = 0.2T$, $t = 100 \text{ ps}$

Für rechteckige Py-Dots mit Formanisotropie sieht das anders aus. Abb. (5.7) zeigt die Ergebnisse für einen $300 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$ -Dot. Die Dicke der Probe ist 2 nm . Es wird wieder der gleiche Feldpuls in z -Richtung angelegt wie bei der quadratischen Probe. Nach 100 ps hat der Dot geschaltet. Durch die Formanisotropie wird das Nachschwingen gedämpft und der Dot bleibt im Wesentlichen in dieser Magnetisierungskonfiguration, schwingt nur leicht um diese Gleichgewichtslage. Da während der Relaxation die Magnetisierung immer über $0.90M_s$ liegt, ist die neue Information prinzipiell nach 100 ps verfügbar. Rechteckige Permalloy-Strukturen lassen sich also schnell und reproduzierbar schalten. Abb. (5.8) zeigt nun, wie die Ummagnetisierung bei quadratischen Py-Dots ($a = 100 \text{ nm}$, $h = 2 \text{ nm}$) mit uniaxialer Anisotropie

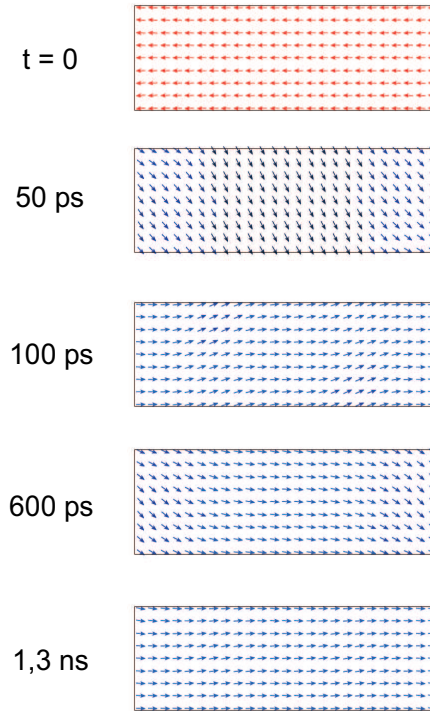


Abbildung 5.7: Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung eines rechteckigen Py-Dots ($a = 300 \text{ nm}$, $b = 100 \text{ nm}$, $h = 2 \text{ nm}$) durch einen Feldpuls $B_z = 0.2 T$, $t = 100 \text{ ps}$

verläuft. Ohne Anisotropie kommt es zu keiner Ummagnetisierung. Durch die Anisotropie wird das Nachschwingen wieder gedämpft und die Ummagnetisierung gelingt. Allerdings sind die Schaltzeiten relativ hoch: Der Dot mit $K_u = 2000 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$ ist erst nach etwa 1 ns ummagnetisiert, wenn man wieder das Kriterium $M \geq 0.85 \cdot M_s$ anwendet. Bei der Probe mit $K_u = 3000 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$ ist der Dot nach 520 ps ummagnetisiert, bei $K_u = 4000 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$ nach 440 ps . Geht man zu noch höheren Anisotropien, nehmen die Schaltzeiten wieder ab. Insgesamt lässt sich feststellen, dass die Schaltzeiten deutlich höher liegen als bei zirkularen Dots mit uniaxialer Anisotropie.

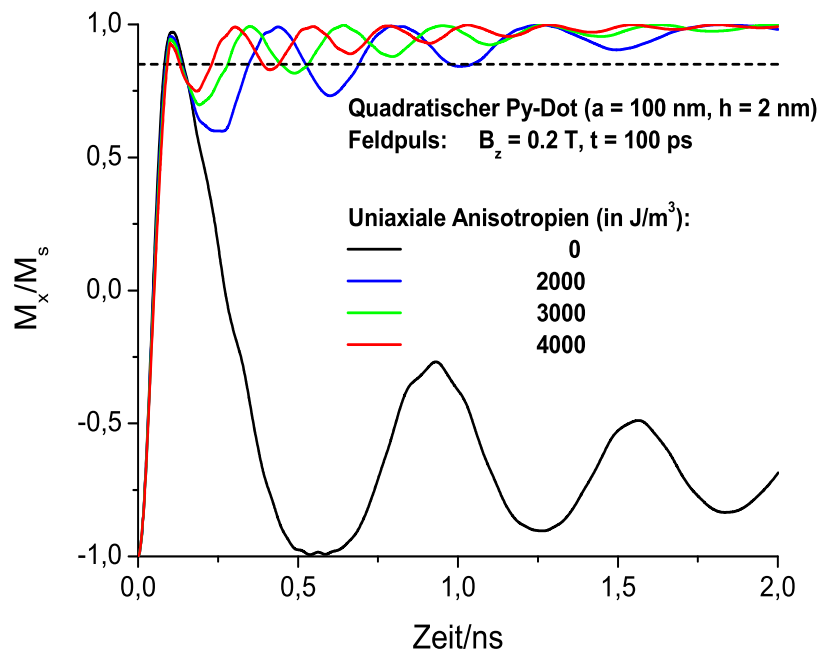


Abbildung 5.8: Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung M_x bei quadratischen Py-Dots ($a=100 \text{ nm}$, $h=2 \text{ nm}$) mit verschiedenen uniaxialen Anisotropiewerten

Für das schnelle Schalten von Single-Domain Teilchen sind also zirkulare Strukturen mit uniaxialer Anisotropie, elliptische Zylinder sowie rechteckige Dots geeignet. Die typischen **Schaltzeiten** liegen dabei in der Größenordnung von **100 ps**.

Kapitel 6

Dynamik von zirkularen Vortex-Dots

6.1 Dynamik von isolierten Dots

Von den dynamischen Eigenschaften isolierter Dots mit Vortexkonfiguration ist bekannt [44]:

- Die Änderung der Vortizität macht, auch bei Wahl eines realistischen Werts für den Dämpfungsparameter, keine Probleme.
- Die Ummagnetisierung der zentralen Out-of-plane Komponente führt dagegen bei Wahl eines kleinen α unter Umständen zu Instabilitäten. Somit wäre kein reproduzierbares Schalten der Vertikalkomponente möglich.

Die Instabilitäten bei der Ummagnetisierung der Zentralkomponente sind zum einen darauf zurückzuführen, dass oft zu hohe In-plane bias-Felder angelegt werden, die bei schwacher Dämpfung zu einer Vernichtung des Vortex führen können. Zum anderen wird aber die gesamte Konfiguration durch Zuführen zu hoher Zeemanenergien instabil, d.h. auch zu hohe Felder senkrecht zur Dotebene machen ein reproduzierbares Schalten der Polarität des Vortex unmöglich. Zu beobachten ist dann, dass die Polarität nach z.B. 100 ps flipt, aber nach einigen Hundert ps wieder in die Ausgangskonfiguration zurückkehrt.

Ein reproduzierbares Schalten der vertikalen Magnetisierungskomponente ist nur durch Anlegen eines nicht zu hohen Feldpulses in Gegenrichtung und ein schwaches bias-Feld in der Dotebene möglich. Dadurch lassen sich die beobachteten Instabilitäten vermeiden.

Die Vertikalkomponente flipt von „up“ nach „down“, und die neue Information könnte prinzipiell bereits nach 100 ps wieder ausgelesen werden. Die Untersuchungen wurden an Dots mit verschiedenen Geometrien (zirkular, elliptisch) und Größen (Radius bzw. Halbachsen, Dicke) durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, dass sich alle Strukturen qualitativ ähnlich verhalten. Insbesondere ist keine Dickenabhängigkeit (untersucht wurden Dots mit Dicken von 4 nm bis 20 nm) festzustellen: dazu wurden für die dickeren Proben (12-20 nm) auch dreidimensionale Rechnungen mit dem im OOMMF-Softwarepaket integrierten 3D-Solver *Oxsi* durchgeführt. Die Ergebnisse der 3D-Simulationen unterscheiden sich nicht von den Resultaten der zweidimensionalen Rechnungen.

Im Folgenden werden beispielhaft einige Fälle genauer betrachtet.

6.1.1 Schalten der Vortizität

Zunächst geht es darum, den Drehsinn einer zirkularen Vortexstruktur zu schalten, dabei die Polarität der Vertikalkomponente aber unverändert zu lassen.

Das lässt sich durch Anlegen eines Feldpulses senkrecht zur Dotebene erreichen. Der Feldpuls wird so lange angelegt, bis sich die Magnetisierungsspins um 180 Grad gedreht haben, und dann abgeschaltet. Das Feld wird in Richtung der Polarität der Zentralkomponente angelegt. Somit wird nur die Vortizität geschaltet, während die Zentralkomponente unbeeinflusst bleibt. Dabei ist zu beachten, dass bei der Ummagnetisierung in kurzer Zeit eine hohe Zeemanenergie in das System gepumpt wird, die dann wieder abgeführt werden muss. Der Relaxationsvorgang dauert dabei viel länger als der eigentliche Schaltvorgang. Um während der Relaxation Instabilitäten zu vermeiden, die auch die Polarität beeinflussen könnten, müssen Stärke und Dauer des Feldpulses möglichst klein gehalten werden (siehe unten: Ummagnetisierung der Vertikalkomponente)

Im Folgenden wird ein Permalloy-Dot von 100 nm Radius und 20 nm Dicke untersucht. Ausgangskonfiguration ist ein relaxierter Vortezzustand, siehe

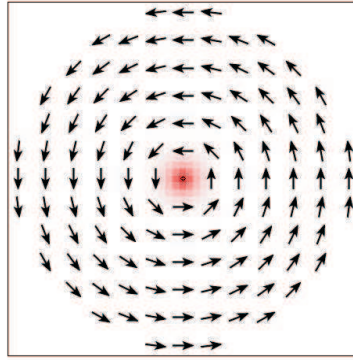
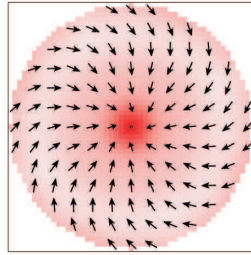


Abbildung 6.1: Ausgangskonfiguration: Relaxierte Vortexkonfiguration, Vortizität gegen den Uhrzeigersinn

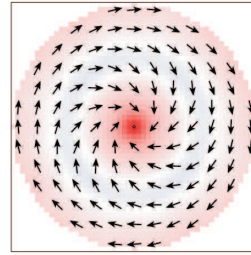
Abb. (6.1). Die Diskretisierung beträgt 4 nm. Für den Dämpfungsparameter werden $\alpha = 0.008$ gewählt.

Nun wird ein Rechteckpuls von 0.4 T senkrecht zur Dotebene in Richtung der Polarität der Out-Of-Plane Komponente angelegt. Nach 70 ps wird das Feld wieder ausgeschaltet. Abb. (6.2) zeigt eine Sequenz von Magnetisierungskonfigurationen während des Vorgangs. Die Vortizität hat sich nach 70 ps (Dauer des Feldpulses) geändert. Nach Abschalten des Feldes treten leichte Fluktuationen auf. Die Information (Vortizität nun im Uhrzeigersinn) ist aber prinzipiell schon nach 70 ps verfügbar. Es ist also möglich, die Vortizität von ferromagnetischen Dots mit Vortexkonfiguration schnell zu schalten. Dies wurde für Dots verschiedener Größe und Dicke untersucht. Die Ergebnisse unterscheiden sich insofern, dass für dickere Proben höhere Felder angelegt werden müssen, um überhaupt ein Schalten zu erreichen. Zum anderen sind durch höhere Felder noch kürzere Schaltzeiten zu erreichen, z.B. bei einem Dot mit 300 nm Durchmesser und 4 nm Dicke kann die Vortizität durch Anlegen eines Feldes von 0.5 T in 40 ps geschaltet werden [44]. Allerdings ist bei so hohen Feldern das Schalten der Vortizität nicht mehr unabhängig von der Vertikalkomponente, denn das Feld muss auf jeden Fall in Richtung der Polarität angelegt werden: sind Polarität und Feld antiparallel, könnte auch die Out-of-plane-Komponente flippen. Wenn das vermieden werden soll, muss vor dem Ummagnetisierungsvorgang die Orientierung der Polarität ausgelesen werden.

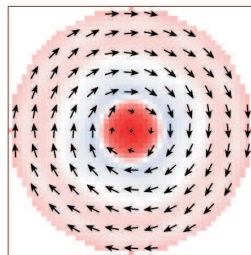
35 ps



70 ps



149 ps



281 ps

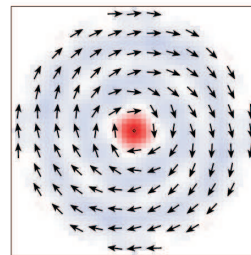


Abbildung 6.2: Schnelles Schalten der Vortizität eines Permalloy-Dots ($D = 200$ nm, $h = 20$ nm)

Interessant für Anwendungen sind auch die Ring-Vortexstrukturen, die bereits weiter oben erwähnt wurden. In diesem Fall verzichtet man zwar auf die Möglichkeit, eventuell zwei Informationen, nämlich Vortizität und Polarität (Kreischeibe) schalten zu können, aber man erhält sehr stabile Strukturen und die technische Anwendung in der Informationsspeicherung ist möglicherweise einfacher zu realisieren: so ist es denkbar, den Drehsinn des Ringes durch einen durch die Ringöffnung geführten stromdurchlossenen Leiter, der ein zirkulares magnetisches Feld erzeugt, zu schalten [45].

Hier wird nun versucht, die Vortizität eines Ringes mit einem äußeren Durchmesser von 100 nm, einem inneren Durchmesser von 50 nm und 2 nm Dicke durch ein Out-of-plane Feld von $B_z = 0.3$ T umzumagnetisieren. Die Pulsdauer beträgt 70 ps.

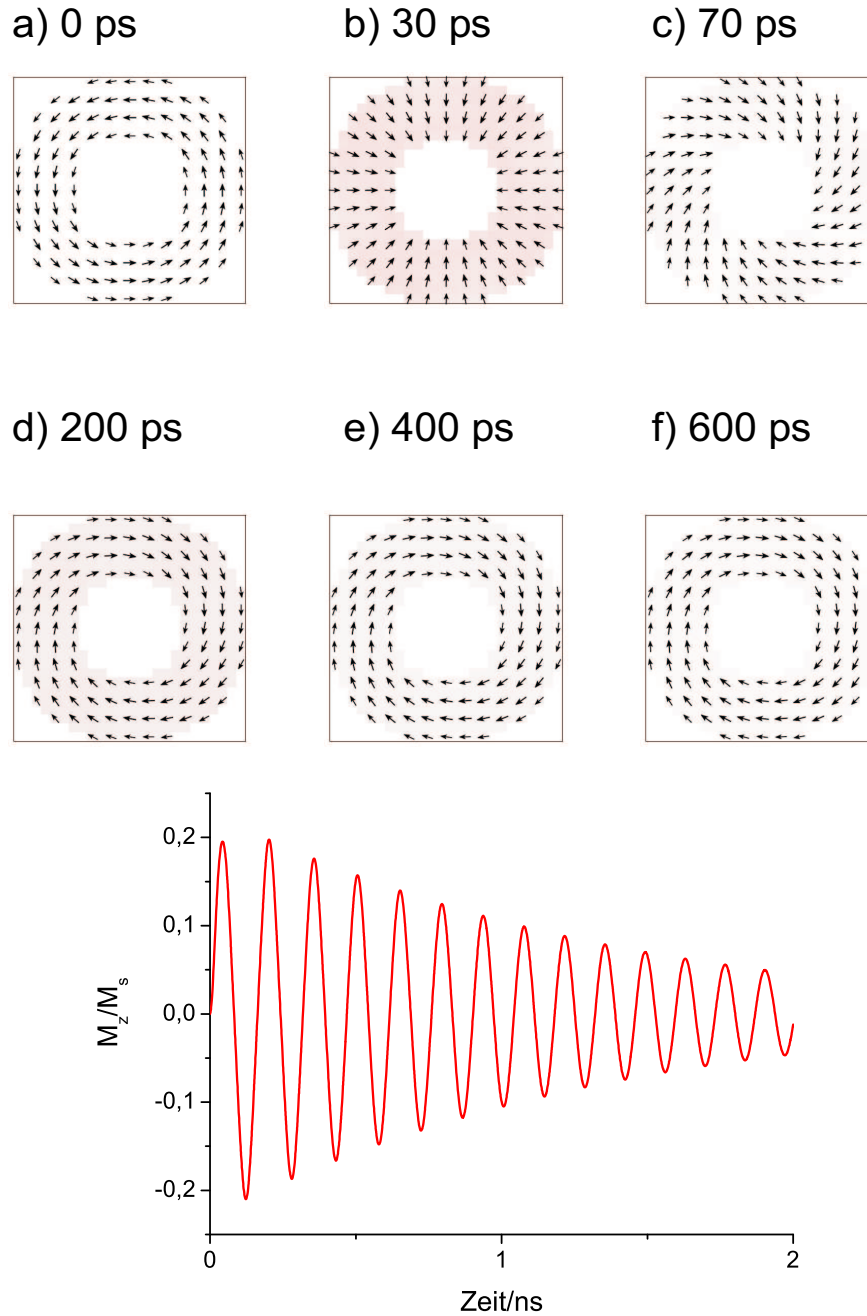


Abbildung 6.3: oben: Schalten eines Permalloyrings durch ein Out-of-plane Feld von 0.3 T, $t = 70$ ps; Momentaufnahmen: (a) 0, (b) 30 ps, (c) 70 ps, (d) 200 ps, (e) 400 ps (f) 600 ps, unten: Verlauf der Magnetisierung M_z

In Abb. (6.3) sind die Ergebnisse dargestellt: Die Ausgangskonfiguration a) ist ein Ring mit Drehsinn gegen den Uhrzeigersinn. Dann wird der Feldpuls eingeschaltet. In b) ist die Konfiguration nach 30 ps abgebildet. Nach 70 ps, siehe c), wird der Feldpuls wieder abgeschaltet. in d) - f) sind einige Aufnahmen während des Relaxationsvorganges gezeigt, der wieder mehrere ns andauert, wie auch der Verlauf der Magnetisierung in Abb. (6.3) unten zeigt.

Viel größere Schwierigkeiten sind beim Versuch, die Polarität einer Vortexkonfiguration zu flippen, aufgetreten.

Frühere Untersuchungen [44] haben gezeigt, dass dies bei Wahl eines realistischen Wertes für den Dämpfungsparameter α zu Instabilitäten und Informationsverlust führen kann. Die Out-of-plane Komponente läßt sich zwar schnell schalten, kehrt aber manchmal nach einigen 100 ps wieder in den Ausgangszustand zurück. Das würde natürlich bedeuten, dass kein reproduzierbares Schalten der Polarität möglich ist. Aus diesem Grund wurde in [44] vorgeschlagen, sich auf das Schalten der Vortizität zu konzentrieren und keine Kreisscheiben, sondern Kreisringe zu untersuchen.

Im Folgenden soll dennoch untersucht werden, ob es auch möglich ist, die Polarität eines ferromagnetischen Dots mit Vortexkonfiguration zu schalten, ohne dabei die Vortizität zu ändern.

6.1.2 Ummagnetisierung der Vertikalkomponente

Dabei stellt sich die Frage, ob diese Instabilitäten, also die Tatsache, dass die Polarität zunächst schaltet, dann aber möglicherweise wieder in den Ausgangszustand zurückkehrt, eine typische Eigenschaft der Dynamik von Vortexstrukturen ist oder aber andere Gründe dafür verantwortlich sind. Das Nachschwingen der Magnetisierung (Ringing) ist ein Hauptproblem in der Dynamik sowohl von Vortex- als auch von eindomänen Strukturen¹. Das Nachschwingen ist aber umso stärker, je höher die zugeführte Zeemanenergie ist. Deshalb ist es denkbar, dass die Ummagnetisierung nur dann nicht funktioniert, wenn die angelegten Felder zu hoch gewählt sind. Das ist ein möglicher Ansatzpunkt, um die Vertikalkomponente doch stabil und reproduzierbar schalten zu können.

¹Das Nachschwingen der Magnetisierung lässt sich bei den Eindomänen-Zuständen durch zusätzliche uniaxiale Anisotropien dämpfen, wie in Kapitel 5 gezeigt wurde.

Zunächst wird ein Permalloy-Dot mit 100 nm Durchmesser und 12 nm Dicke untersucht. Ziel ist es, die Polarität von “up“ nach “down“ zu schalten. Die Vortizität soll dabei nicht beeinflusst werden. Es wird ein Rechteckpuls von $B_z = 0.18T$ und $t = 120ps$ angelegt, außerdem ein schwaches in-plane bias-Feld von 0.001 T. Abb. (6.4) zeigt einige Konfigurationen, die dabei zu beobachten sind. Nach 120 ps hat die Polarität geschaltet, von “up“ (rot) nach “down“ (blau). Dann wird das Feld abgeschaltet. Nun folgt der Relaxationsvorgang (ohne Feld). Es kommt zu starkem Nachschwingen und die Polarität kehrt wieder in die Ausgangskonfiguration zurück.

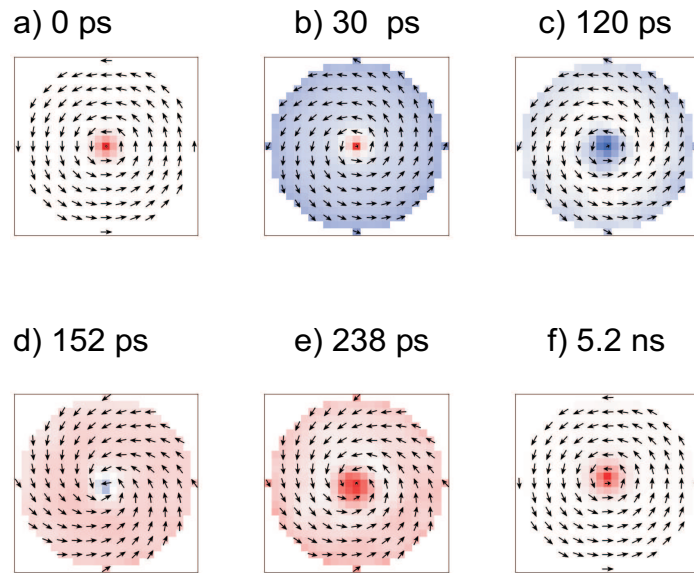


Abbildung 6.4: Py-Dot mit $D=100\text{nm}$ und $h=12\text{nm}$, $B_z = 0.18T$, $t = 120ps$, (a) Ausgangskonfiguration (b) 30 ps, (c) 120 ps (d) 152 ps (e) 238 ps (f) 5.2 ns; Ummagnetisierung der Out-of-Plane Komponente nicht erfolgreich

Nun soll versucht werden, ob auch ein kleineres Out-of-plane Feld ausreicht, um die Polarität noch zu schalten. Dadurch ist es auch möglich, das Nachschwingen zu reduzieren und eventuell ein stabiles Schalten zu erreichen. Die Pulsdauer soll wieder 120 ps betragen. Das bias-Feld ist wie vorher 0.001 T. Als Out-of-plane Feld werden nun aber nur noch 0.12 T gewählt. Abb. (6.5) zeigt die Magnetisierungskonfigurationen. Nach 120 ps hat die Polarität tatsächlich wieder geschaltet, bleibt aber im Gegensatz zu der Rechnung

mit dem höheren out-of-plane Feld auch während des Relaxationsvorganges stabil.

Weitere Rechnungen haben ergeben, dass für Dots mit 100 nm Durchmesser und 12 nm Dicke ein stabiles Schalten nur mit Out-of-plane Feldern zwischen 0.12 und 0.17 T möglich ist. Alle Rechnungen mit diesen Feldwerten waren erfolgreich, während bei höheren Feldern die Polarität zwar zunächst geschaltet, aber während des Relaxationsvorganges sein Vorzeichen (in einigen Fällen sogar mehrmals) wieder gewechselt hat.

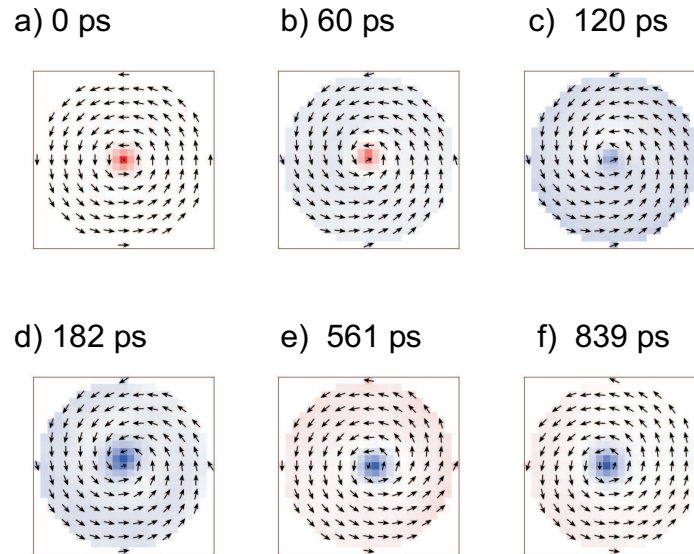


Abbildung 6.5: Py-Dot mit $D=100\text{nm}$ und $h=12\text{nm}$, $B_z = 0.12\text{T}$, $t = 120\text{ps}$, (a) Ausgangskonfiguration (b) 60 ps (c) 120 ps (d) 182 ps (e) 561 ps (f) 839 ps; Ummagnetisierung der Out-of-Plane Komponente erfolgreich

In Abb. (6.6) und (6.7) ist der zeitliche Verlauf der Out-of-plane Komponenten der Magnetisierung für beide Fälle dargestellt. Nach Abschalten des Feldes geht die Magnetisierung im ersten Fall (Schalten der Polarität nicht erfolgreich) bis auf $\pm 0.4M_s$, im anderen, erfolgreichen Fall nur bis auf $\pm 0.2M_s$. Das zeigt, dass tatsächlich die Höhe des Feldes dafür verantwortlich ist, ob das Schalten funktioniert oder nicht. In allen Fällen mit Out-of-plane Magnetisierungen ab $\pm 0.4M_s$ oder höher kommt es zu mindestens einem Vorzeichenwechsel der Polarität während des Relaxationsvorganges. Das äußere Feld darf also, um die Polarität reproduzierbar schalten zu können, einen

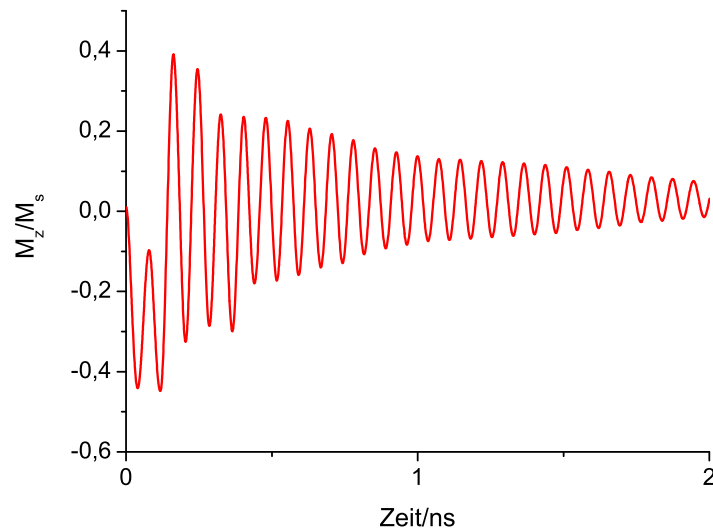


Abbildung 6.6: Py-Dot mit $D=100\text{nm}$ und $h=12\text{nm}$, $B_z = 0.18\text{T}$: Zeitlicher Verlauf der Out-of-Plane Komponente. Ummagnetisierung nicht erfolgreich, weil $\frac{M_z}{M_s} = \pm 0.4$.

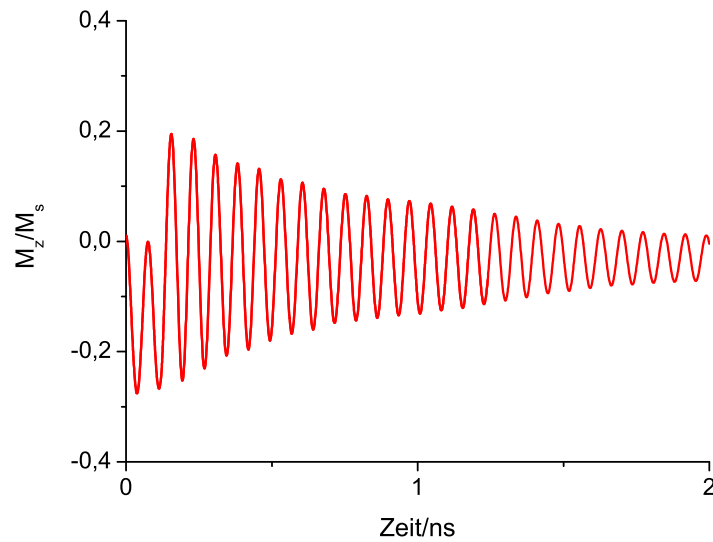


Abbildung 6.7: Py-Dot mit $D=100\text{nm}$ und $h=12\text{nm}$, $B_z = 0.12\text{T}$: Zeitlicher Verlauf der Out-of-Plane Komponente. Ummagnetisierung erfolgreich: $\frac{M_z}{M_s} = \pm 0.2$.

kritischen Wert nicht überschreiten. Abb. (6.8) zeigt eine Sequenz von Ma-

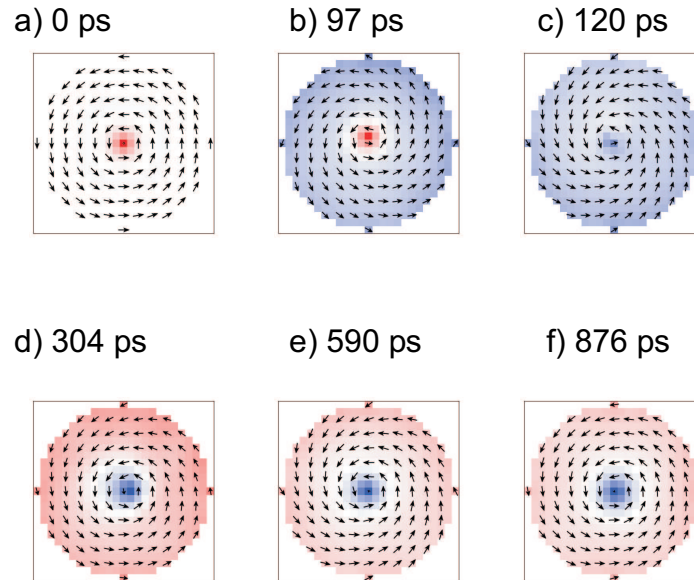


Abbildung 6.8: Py-Dot mit $D=100\text{nm}$ und $h=20\text{nm}$, $B_z = 0.2T$, $t = 120\text{ps}$, (a) Ausgangskonfiguration (b) 97 ps (c) 120 ps (d) 304 ps (e) 590 ps (f) 876 ps; Ummagnetisierung der Out-of-Plane Komponente erfolgreich

agnetisierungskonfigurationen für einen Dot mit 100 nm Durchmesser und 20 nm Dicke. Es wird ein Feld von $B_z = 0.18T$ angelegt, Pulsdauer und bias-feld wie vorher. Auch hier ist das Schalten der Vertikalkomponente erfolgreich. Die out-of-plane Komponente erreicht hier Werte von etwa $\pm 0.3M_s$. Das kritische Feld für erfolgreiches Schalten der Polarität ist also für dickere Proben höher. Das Kriterium, dass die out-of-plane Magnetisierung unter $\pm 0.4M_s$ bleiben muss, um ein stabiles Schalten zu erreichen, gilt aber auch in diesem Fall.

Nun soll ein elliptischer Dot mit einer langen Achse von 200 nm und einer kurzen Achse von 150 nm untersucht werden. Der Dot hat eine Dicke von 10 nm. Ausgangskonfiguration ist wieder ein relaxierter Vortexpuls, siehe Abb. (6.9), Konfiguration a). Ziel ist es wiederum, die Polarität, die zunächst aus der Ebene heraus zeigt, zu schalten. Dazu wird für 80 ps ein Feldpuls von 200 mT in $-z$ -Richtung und ein kleines bias-Feld von 0.1 mT in x -Richtung angelegt. Nach 80 ps hat die Polarität das Vorzeichen gewechselt, siehe Kon-

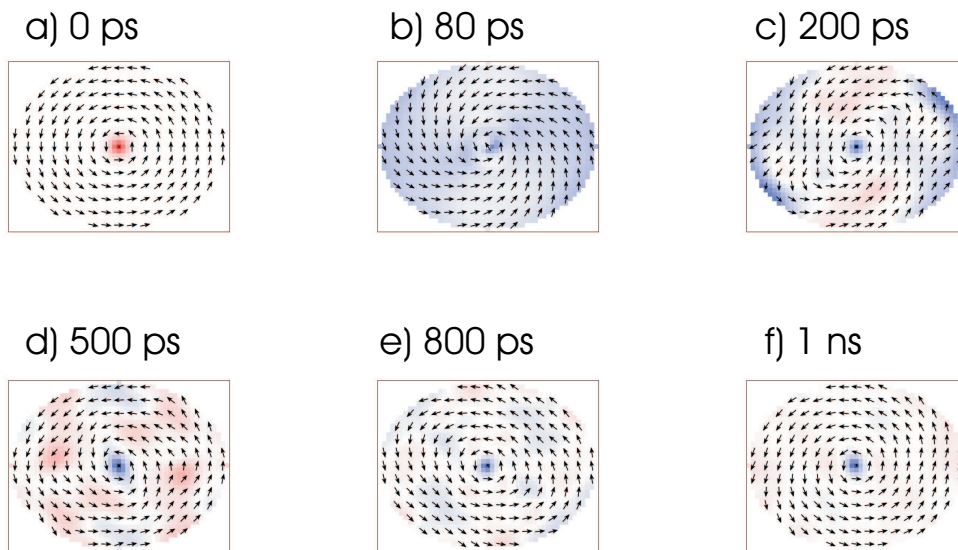


Abbildung 6.9: Elliptischer Permalloy-Dot mit $a=200\text{nm}$ und $b=150\text{nm}$, $h=10\text{ nm}$. Konfigurationen zu verschiedenen Zeiten: Nach 80 ps , siehe b), wird der Feldpuls abgeschaltet. Die Polarität hat das Vorzeichen gewechselt.

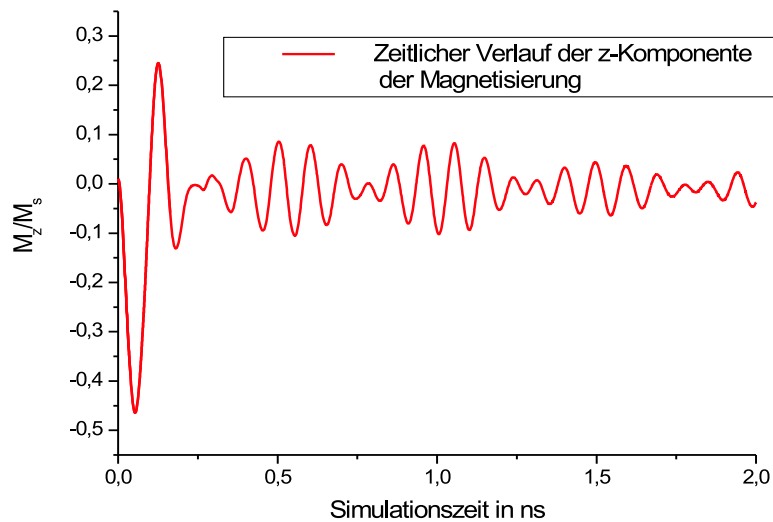


Abbildung 6.10: Out-of-plane Magnetisierung als Funktion der Zeit

figuration b) in Abb. (6.9). Dann wird das Feld abgeschaltet. In c)-f) sind einige Momentaufnahmen des Relaxationsvorgangs nach 200 ps, 500 ps, 800 ps und 1 ns dargestellt. Der zeitliche Verlauf der z-Komponente der Magnetisierung ist in Abb. (6.10) dargestellt. Das Maximum liegt bei $0.3M_s$.

In Abb. (6.10) fällt auf, dass zwei typische Frequenzen auftreten (Anregung von Spinwellen).

Kikuchi [46] ist es gelungen, mittels MFM (Magnetic Force Microscope) und einem zusätzlichen Elektromagneten, der Out-of-plane Felder bis 0.3 T erzeugen kann, das Schalten der Vertikalkomponente in Vortexstrukturen nachzuweisen. Für Permalloy-Dots mit einem Durchmesser von 1000 nm und einer Dicke von 80 nm ergab sich ein Schaltfeld von 0.2 T, siehe Abb. (6.11). In den MFM-Aufnahmen ist ein schwacher Kontrast um den Vortexkern herum zu sehen, den Kikuchi mit einer kleinen Abweichung vom perfekten Ringschluss erklärt. Das ist in Übereinstimmung mit den Simulationen: auch hier hat sich gezeigt, dass kleine Fluktuationen auftreten.

Es wurde gezeigt, dass es möglich ist, die Polarität einer Vortexkonfiguration zu manipulieren, ohne die Vortizität zu beeinflussen. Die äußeren Felder dürfen aber eine kritische Grenze, die sich mit Hilfe der Out-of-plane Magnetisierung quantifizieren lässt ($M_{z,krit} \leq 0.4M_s$) nicht überschreiten.

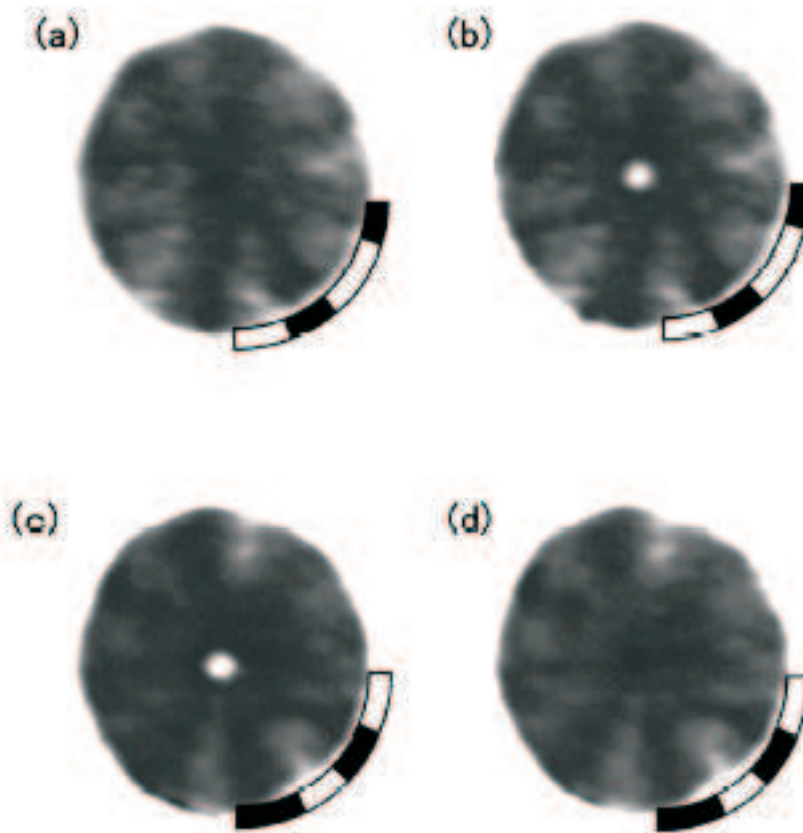


Abbildung 6.11: aus [46]: MFM-Aufnahmen eines kreisförmigen Py-Dots ($D=1000$ nm, $h=80$ nm) nach Anlegen verschiedener Out-of-plane Felder: (a) -1.5 T, (b) $+0.2$ T, (c) $+1.5$ T, (d) -0.2 T. Die zusätzlichen Illustrationen zeigen den schwachen Kontrast, der den Vortexkern umgibt und die Chiralität anzeigt. In (b) hat die Polarität des Vortex geschaltet (heller Spot im Dotzentrum). In (c), bei noch höherem positivem Feld, hat sich auch der Kontrast geändert, was darauf hindeutet, dass hier auch die Chiralität geschaltet hat.

6.2 Dynamik von Doppelvortex-Strukturen

Nun werden die dynamischen Eigenschaften der bereits in Kapitel 5 erwähnten Doppelvortex-Strukturen untersucht.

6.2.1 Umschalten der Vertikalkomponenten

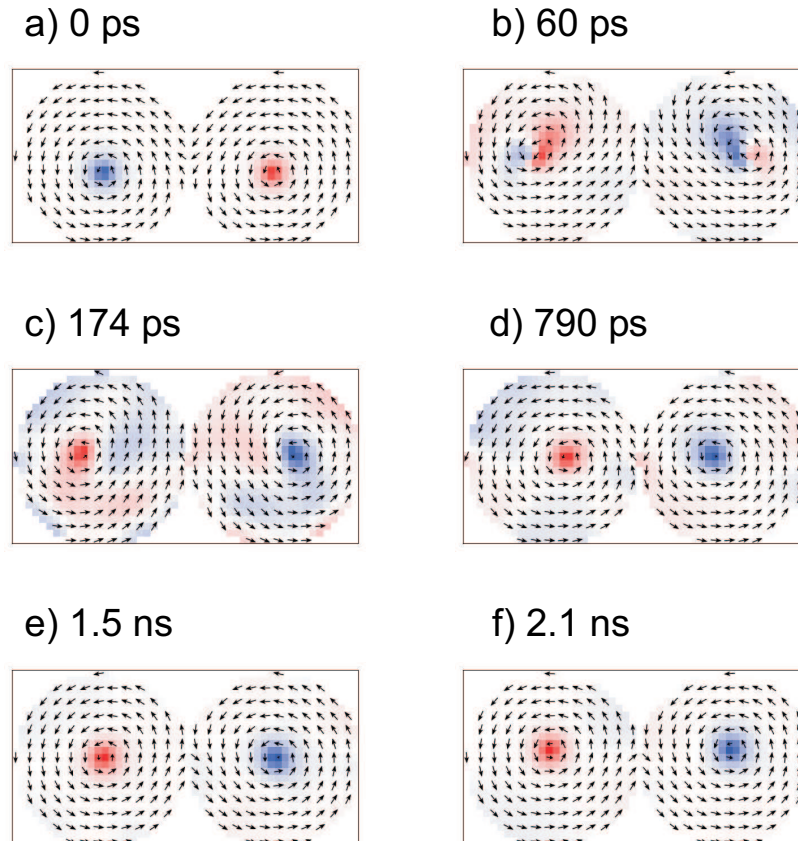


Abbildung 6.12: Sequenz von Magnetisierungsbildern beim Flippen der Vortexpolarisationen einer Doppelvortex-Probe aus Py ($D=100$ nm, $h=20$ nm) durch einen In-plane Feldpuls von $B_x = 0.1$ T und $t = 60$ ps: a) Ausgangszustand, b) 60 ps, c) 174 ps, d) 790 ps, e) 1.5 ns, f) 2.1 ns

Ausgangskonfiguration ist ein relaxierter Doppelvortex aus zwei Py-Dots mit jeweils 100 nm Durchmesser und 20 nm Dicke. Nun wird ein Feldpuls von $B_x = 0.1$ T und $t = 60$ ps angelegt. Durch ein in-plane Feld wird ein Drehmoment auf die Out-of-plane Komponente beider Vortizes ausgeübt.

Während es bei isolierten Vortexstrukturen durch In-plane Felder zu Instabilitäten kommt und der Vortex vernichtet wird, also mit Sicherheit kein Schalten der Out-of-plane Komponente durch In-plane Felder möglich ist, ändern beim Doppelvortex-Teilchen beide Vortexzentren ihr Vorzeichen:

Einige Spinkonfigurationen, die dabei auftreten, sind in Abb. (6.12) zu sehen. Die Farben rot und blau zeigen die lokalen Vertikalmagnetisierungen der Probe: dabei bedeutet rot, dass die Magnetisierung aus der Ebene heraus zeigt, blau: Magnetisierung in die Ebene hinein. In der Ausgangskonfiguration a) hat der erste Dot die Polarität "up", der andere die Polarität "down". Die zweite Aufnahme b) zeigt die Konfiguration in dem Moment, in dem das äußere Feld wieder abgeschaltet wird. Beide Polaritäten haben geschaltet, während die Vortizitäten unbeeinflusst bleiben. Die Bilder c) - f) zeigen Momentaufnahmen während des Relaxationsvorgangs. Es kommt zu keinerlei Instabilitäten. Es ist also möglich, die Polaritäten eines Doppelvortex-Zustandes unabhängig vom Drehsinn schalten.

6.2.2 Ändern der Vortizität

Nun soll versucht werden, den Drehsinn eines Doppelvortex zu schalten. Dazu muss das Feld senkrecht zur Probenebene angelegt werden. Es wird ein Feldpuls von $B_z = 0.5T$ und $t = 40ps$ verwendet.

In Abb. (6.13) sind die Ausgangskonfiguration a), bei der bei beiden Dots die Vortizität gegen den Uhrzeigersinn orientiert ist, zwei Momentaufnahmen während der Ummagnetisierung, b) und c), und Konfigurationen während des Relaxationsvorganges, d) - f), dargestellt. Nach 40 ps haben die Vortizitäten geschaltet und sind jetzt im Uhrzeigersinn orientiert. Der Feldpuls darf nicht länger als 40 ps dauern, da sonst zum einen eventuell auch die Polaritäten schalten und zum anderen sich auch die Vortizitäten weiter drehen würden (nach etwa 80 ps wäre wieder die Ausgangskonfiguration erreicht).

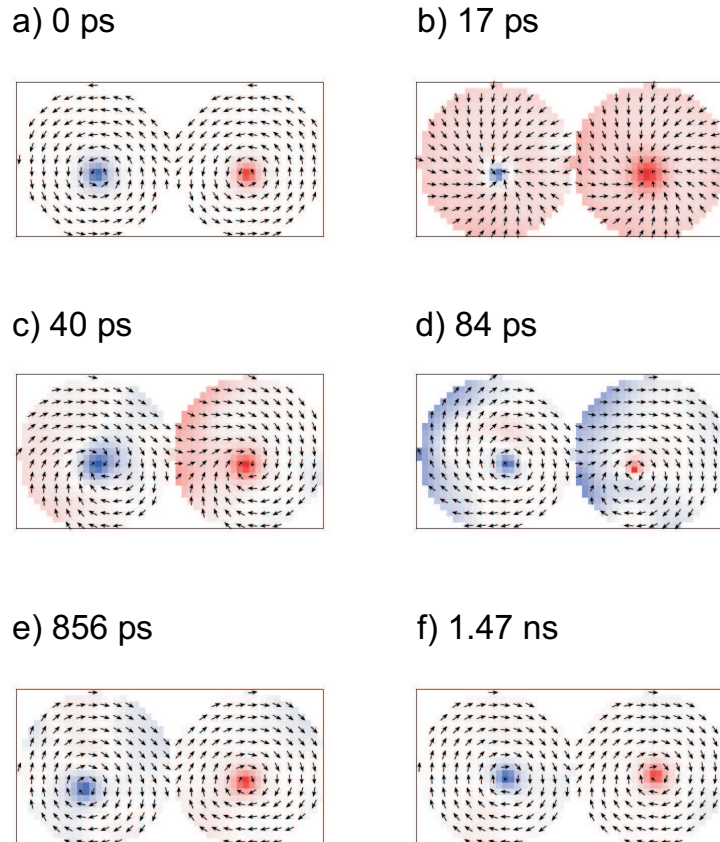


Abbildung 6.13: Sequenz von Magnetisierungsbildern beim Flipping der Vortizitäten einer Doppelvortex-Probe aus Py ($D=100$ nm, $h=20$ nm): a) Ausgangszustand, b) 17 ps, c) 40 ps, d) 84 ps, e) 856 ps, f) 1.47 ns

Da es mit dem hier benutzten OOMMF-Programm leider nicht möglich ist, äußere Felder lokal anzulegen, ist die gesamte Probe diesem Feld ausgesetzt und beide Polaritäten bzw. Vortizitäten schalten². Deshalb kann auch nichts darüber ausgesagt werden, ob es möglich ist, die beiden Polaritäten und Vortizitäten getrennt zu schalten. Damit wäre es möglich, 4 Informationen auf einer Fläche von $200\text{nm} \times 100\text{nm}$ zu speichern: das entspräche einer **Speicherdichte von $129\text{Gbits}/\text{in}^2$** und wäre etwa das 200fache der Speicherdichte der bislang fortschrittlichsten MRAM-Technologie von Altis Semiconductor[47].

²Auch mit der LLG-Software von Scheinfein [21] ist das Anlegen von lokalen Feldpulsen nicht möglich.

6.3 Dynamik von Vortex-Dotarrays

In diesem Abschnitt werden dynamische Rechnungen an Dotarray vorgestellt. Es wird ein quadratisches Py-Dotarray ($1000\text{ nm} \times 1000\text{ nm}$) untersucht: die einzelnen Proben haben einen Durchmesser von 250 nm , sind 20 nm dick und befinden sich in relaxierten Vortexzuständen. Dann werden kurze Feldpulse angelegt. Durch Out-of-plane Felder sollte es möglich sein, die Vortizität bzw. die Polarität der Vertikalkomponente zu schalten. In-plane Felder führen dagegen zu Instabilitäten, wie im folgenden gezeigt wird.

6.3.1 Instabilitäten durch In-plane Felder

In Abb. (6.14) ist die Ausgangskonfiguration dargestellt. Die z-Komponente

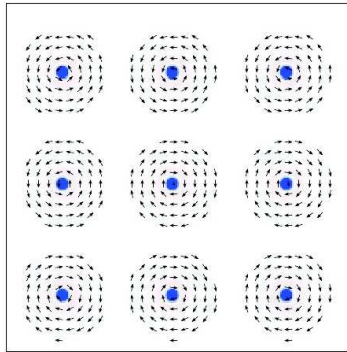


Abbildung 6.14: Quadratisches Py-Dotarray ($1000\text{ nm} \times 1000\text{ nm}$)

der Magnetisierung ist farblich hervorgehoben: die blaue Farbe bedeutet “Magnetisierung in die Ebene hinein“, rot bedeutet “Magnetisierung aus der Ebene heraus“. Zu Beginn haben also alle Dots die Polarität “down“. Nun wird ein Rechteckpuls von 30 mT in der Ebene angelegt. Die Pulsdauer beträgt 50 ps . In Abb. (6.15) sind einige Momentaufnahmen der Magnetisierungskonfiguration dargestellt, während das Feld angelegt ist, also während der ersten 50 ps . Zu beobachten ist eine leichte Verschiebung der Vortexkerne. Nun wird das Feld abgeschaltet.

In Abb. (6.16) sind einige Aufnahmen nach Abschalten des Feldes dargestellt. Dabei sind Instabilitäten zu beobachten, die sogar dazu führen, dass zwei der

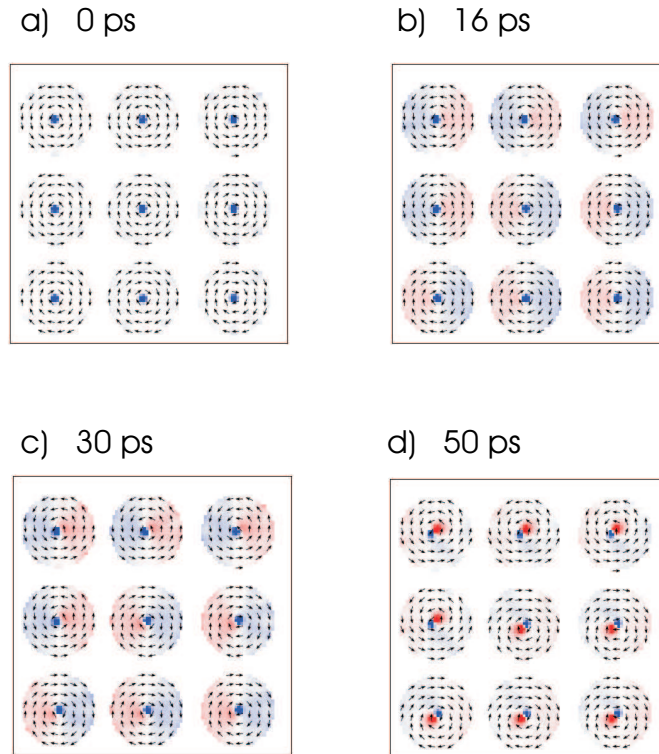


Abbildung 6.15: Sequenz von Aufnahmen an einem quadratischen Py-Dotarray (1000nm x 1000nm) mit einem in-plane Feld von 30 mT, (a) Ausgangskonfiguration (b) 16 ps (c) 30 ps (d) 50 ps

Py-Dots ihre Polarität gewechselt haben. Es wurden auch Rechnungen mit kleineren Feldern durchgeführt. Es hat sich gezeigt, dass diese Instabilitäten auch bei kleineren Feldern auftreten, jedoch erst ab einem Feld von 30 mT zu Informationsverlust führen.

In der Dynamik sollten in-plane Felder nach Möglichkeit vermieden werden.

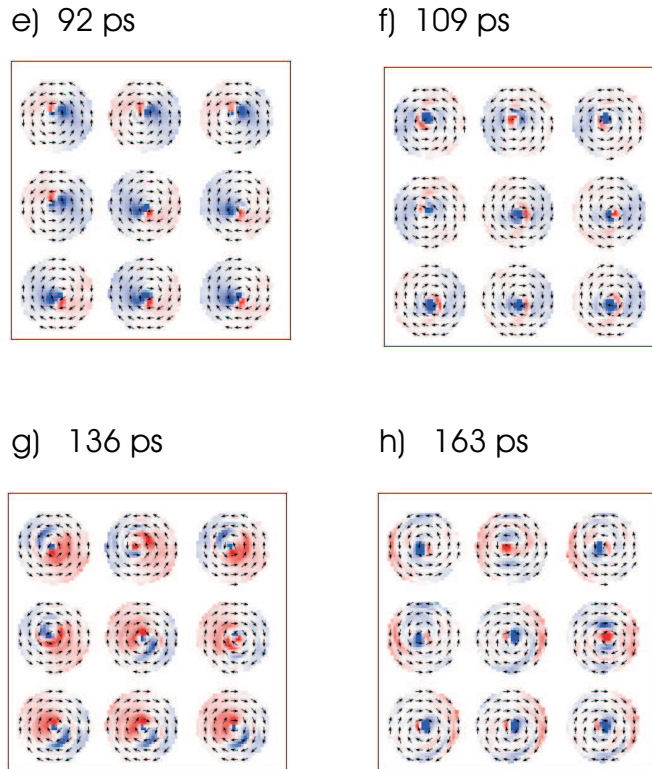


Abbildung 6.16: Sequenz von Aufnahmen an einem quadratischen Py-Dotarray (1000nm x 1000nm) nach Abschalten des Feldes, (e) 92 ps (f) 109 ps (g) 136 ps (h) 163 ps; in (h) sieht man, dass zwei der Dots ihre Polarität gewechselt haben

6.3.2 Ummagnetisierung der Out-of-plane Komponente

Nun soll untersucht werden, ob die Ummagnetisierung der Vertikalkomponente einer Vortexkonfiguration, die bei isolierten Strukturen bei Wahl von geeigneten (nicht zu hohen) Feldern keine Probleme macht, auch in Dotarrays gelingt. Durch die Interdotwechselwirkung - die Vortexzentren erzeugen Streufelder, die alle anderen Dots im Array beeinflussen - ist zu erwarten, dass die äußeren Felder, die dazu benötigt werden, entweder größer oder kleiner sind als die Felder, die bei isolierten Dots nötig sind. Haben alle Dots

die gleiche Polarität, sollten die Felder niedriger sein, da die Dipolfelder in diesem Fall in Richtung des angelegten Feldes wirken und somit den Ummagnetisierungsvorgang unterstützen. Das Hauptproblem besteht wiederum darin, die Felder nicht zu hoch zu wählen, denn bei schwacher Dämpfung sind wie bei den isolierten Dots auch hier Instabilitäten zu erwarten, wenn nach Abschalten des Feldes die Zeemanenergie aus dem System abgeführt wird.

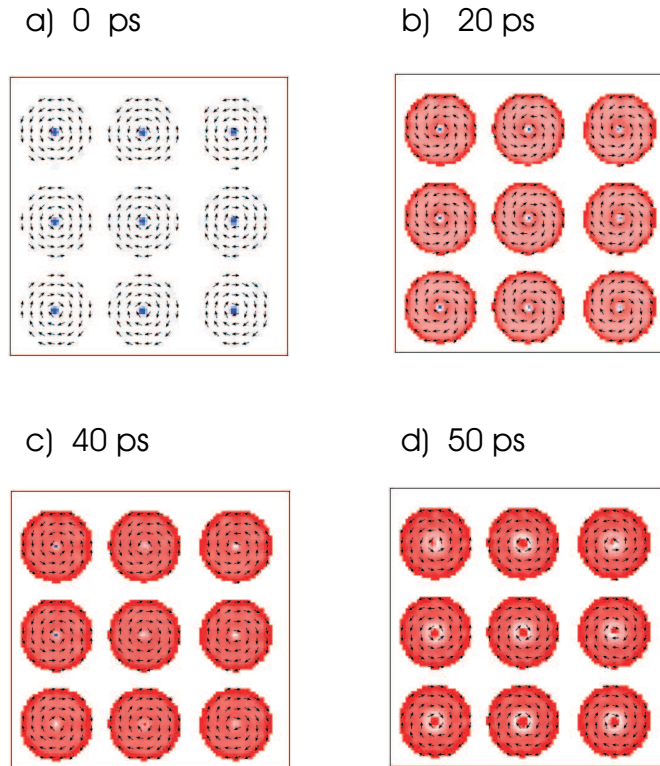


Abbildung 6.17: Quadratisches Py-Dotarray, Ummagnetisierung der Vertikalkomponente, (a) Ausgangskonfiguration (b) 20 ps (c) 40 ps (d) 50 ps

Im Folgenden werden die Ergebnisse für ein quadratisches Dotarray ($1000 \times 1000 \text{ nm}^2$) dargestellt. Die Py-Dots mit Durchmesser 250 nm und Dicke 20 nm haben alle gleiche Polarität: die Vertikalkomponente zeigt in die Ebene hinein ($-z$ -Richtung). Nun wird bei schwacher Dämpfung ($\alpha = 0.008$) versucht, die Out-of-plane Komponenten durch ein Feld in Gegenrichtung ($+z$) zu schalten. Es hat sich gezeigt, dass ein Rechteckpuls von 0.15 T und

einer Pulsdauer von 50 ps ausreicht. Ein zusätzliches in-plane Feld wie bei den isolierten Dots, um das Drehmoment auf den Vortexkern zu verstärken, ist nicht nötig.

In Abb. (6.17) sind einige Momentaufnahmen dieses Vorgangs dargestellt. Die Farben rot und blau kennzeichnen die z-Komponente der Magnetisierung. In der Ausgangskonfiguration (a) ($t=0$) zeigen die Polaritäten nach unten (blau). Dann wird für 50 ps ein Feldpuls von 0.15 T angelegt. Nach 40 ps haben einige Dots bereits geschaltet (rot). Nach 50 ps haben alle Dots die Polarität gewechselt, das Feld wird schließlich abgeschaltet und das System relaxiert. Der Relaxationsvorgang dauert wie bei den isolierten Dots mehrere ns. Eine Sequenz von Bildern ist in Abb. (6.18) dargestellt.

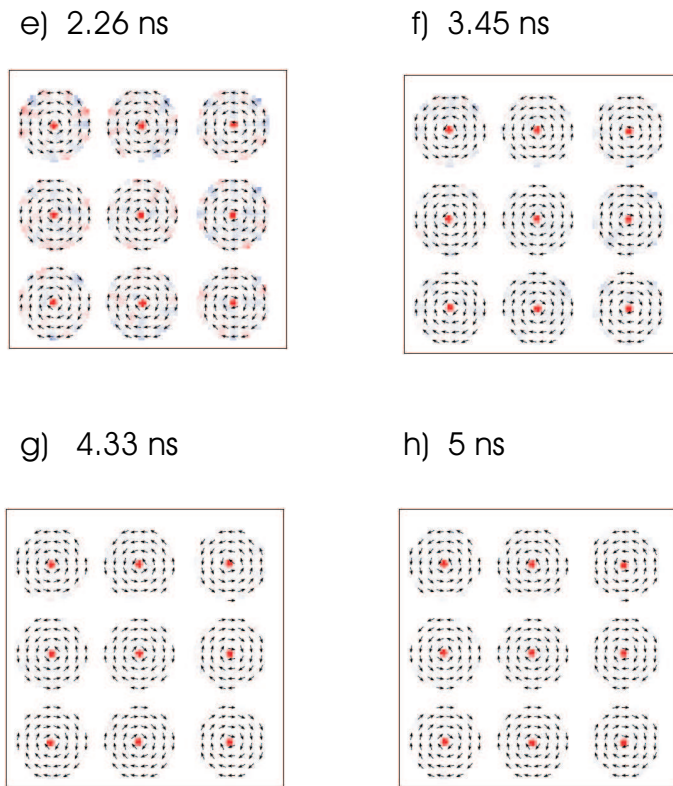


Abbildung 6.18: Quadratisches Py-Dotarray, Relaxationsvorgang, (e) 2.26 ns (f) 3.45 ns (g) 4.33 ns (h) 5 ns

Die Vortizes im Array schalten also schon bei einem Feldpuls von 0.15 T

und 50 ps Pulsdauer. Bei isolierten Dots dieser Dicke würde dieses Feld nicht ausreichen, um die Polarität zu schalten. Das kann mit den Streufeldern der Vortexkerne erklärt werden. Im untersuchten Fall sind alle Polaritäten gleich und zeigen in die Ebene hinein. Die von den Vortexzentren erzeugten Streufelder zeigen aber aus der Ebene heraus, also in die Richtung des Feldpulses. Das erklärt, warum schon ein gegenüber den Einzeldots kleineres Feld ausreicht, um die Strukturen zu schalten.

Es konnte - wie bei den zuvor untersuchten Doppelvortex-Strukturen - nicht gezeigt werden, ob es möglich ist, die Polarität eines einzelnen Dots, also nur 1 Bit, zu schalten. Das gesamte Dot-System ist dem äußeren Feld ausgesetzt und somit werden alle Dots im Array ummagnetisiert. Die zur Verfügung stehenden Simulationsprogramme (OOMMF, LLG) erlauben es nicht, äußere Feldpulse lokal anzulegen. Es wäre wünschenswert, das in die Software zu implementieren und das Verhalten von in Arrays angeordneten Nanostrukturen gegenüber lokalen Out-of-plane Feldpulsen detailliert zu untersuchen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die statischen und dynamischen Eigenschaften von kreisförmigen Strukturen aus Permalloy untersucht.

Im statischen Teil wurde die Phasengrenze zwischen den typischen Magnetisierungskonfigurationen „single-domain“ und „vortex“ ermittelt. Numerische Rechnungen haben den Verlauf der Phasenlinie bestätigt. Damit haben die Experimentalphysiker nun schon vor der Probenpräparation Klarheit darüber, wie der magnetische Grundzustand der herzustellenden Strukturen aussieht.

Außerdem wurde die Struktur des Vortexkerns genauer untersucht. Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmen die Ergebnisse für die Halbwertsbreite der Out-of-plane Magnetisierung mit den experimentellen Resultaten (Methode des differentiellen Phasenkontrasts) überein. Der einfache Ansatz für die Out-of-plane Komponente (exponentieller Abfall mit der magnetischen Austauschlänge) gibt den durch numerische Rechnungen ermittelten Verlauf gut wieder.

Die Annihilationsfelder von Permalloy-Vortexstrukturen steigen mit der Dicke der Proben an. Bei metastabilen Vortex-Dots sind die Annihilationsfelder deutlich niedriger. Deshalb ist die Abhängigkeit der Annihilationsfelder vom Durchmesser der Proben komplizierter, doch einfache energetische Überlegungen bezüglich der Energiebarriere zwischen Vortex- und Single-Domain Zustand machen den Verlauf plausibel. Auch hier ergibt sich eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Experiment und numerischen Simulationen, die eventuell noch verbessert werden könnte, wenn in den Simulationen thermi-

sche Fluktuationen berücksichtigt würden¹.

Der Verlauf der Ummagnetisierung von Single-Domain Teilchen hängt davon ab, welche metastabilen Zustände auf dem Magnetisierungspfad durchlaufen werden können. Sind die eindomänen Dots selbst metastabil, zeigen sie bei der Ummagnetisierung eine Vortexphase. Die Schaltfelder sind dann hoch und entsprechen den Annihilationsfeldern des Vortexzustandes. Stabile eindomänige Dots schalten dagegen in der Regel über kohärente Rotation; eine Vortexphase konnte dabei in keiner der Rechnungen beobachtet werden.

In 1D-Ketten oder Arrays von Permalloy-Dots kommt es zu Interdotwechselwirkungen, deren Stärke vom Interdot-Abstand abhängt. Die für isolierte Dots bestimmte Phasengrenze ist nicht mehr gültig. Es kommt zu einer Verschiebung nach oben, was für ein einfaches Zwei-Dot-System auch quantitativ gezeigt wurde. Die Annihilationsfelder von Vortexstrukturen in Ketten steigen an, da durch die Verschiebung der Vortexzentren magnetische Ladungen am Rand der Proben entstehen und damit zusätzliche Energiebeiträge auftreten. Die Dots werden dabei bei unterschiedlichen Feldern vernichtet. Während die Polarität der Vortexkerne keinen Einfluss hat, hängt die Annihilation der Vortex-Kette stark von der Vortizität der Dots ab: es ergeben sich zwei typische Verläufe, je nachdem, ob die Vortizitäten der Dots gleich sind oder alternieren.

Bei der Untersuchung des Grundzustandes von Dotarrays zeigte sich, dass überraschenderweise kein antiferromagnetischer Zustand (also abwechselnde Polaritäten „up“ und „down“) energetisch bevorzugt ist, sondern viele Konfigurationen denkbar sind und in den Simulationen auch beobachtet werden. Bei starker Interdot-Kopplung ist in Arrays der eindomänige Zustand energetisch am günstigsten, während entsprechende isolierte Dots Vortexcharakter zeigen würden. Diese Tatsache führt, wie bereits oben erwähnt, zu einer Modifikation der Phasengrenze gegenüber isolierten Dots. Wird das Interdotspacing groß genug gewählt - bei größeren Strukturen (ab 200 nm Durchmesser) ein Dotradius, bei kleineren Dots 3 Dotradien - ist die Dipol-Dipol-Kopplung klein genug, um die Strukturen als isoliert betrachten zu können. In diesem Fall macht sich die Interdotkopplung nur bei der Annihilation der Vortizes bemerkbar: Als zusätzlicher kleiner Energiebeitrag durch die Wechselwirkung der magnetischen Ladungen am Rand der Proben, die immer auftreten, wenn

¹Das ist im OOMMF-Programmpaket nicht vorgesehen, wohl aber im LLG-Programm von Scheinfein[21]

das Vortexzentrum aus der Mitte verschoben wird.

Beim Versuch, Single-Domain Teilchen durch das Anlegen von kurzzeitigen, hohen Feldpulsen zu schalten, zeigte sich, dass das Nachschwingen der Magnetisierung in vielen Fällen ein reproduzierbares Schalten unmöglich macht. Dies gilt insbesondere für kreisförmige und quadratische Strukturen ohne uniaxiale Anisotropie. Durch zusätzliche uniaxiale Anisotropien lässt sich das Nachschwingen der Magnetisierung dämpfen. Auch bei elliptischen und rechteckigen Strukturen mit Formanisotropie wird das Nachschwingen gedämpft. In diesen Fällen war es dann möglich, die Teilchen schnell und reproduzierbar zu schalten. Das könnte für Anwendungen durchaus interessant sein. Es wäre wünschenswert, diese Strukturen auch im Experiment systematisch zu untersuchen. Es macht keine Probleme, bei der Probenpräparation derartige Anisotropien zu erzeugen.

Bei den dynamischen Untersuchungen an Vortexstrukturen ging es um die Frage, inwiefern sich die zwei voneinander unabhängigen Informationen einer Vortexstruktur (Polarität, Vortizität) reproduzierbar und unabhängig voneinander schalten lassen. Das Schalten des Drehsinns machte dabei keine Probleme. Das Flippen der Out-of-plane Komponente dagegen scheiterte zunächst daran, dass in einigen Fällen nach einigen 100 ps die Polarität wieder in die Ausgangskonfiguration zurückkehrte. Genauere Untersuchungen zeigten dann aber, dass dies an zu hohen äußeren Feldern lag. Wenn dem System zuviel Zeemanenergie zugeführt wird, kann es zu Instabilitäten und Informationsverlust kommen. Werden dagegen kleinere Felder angelegt, ist ein stabiles und reproduzierbares Schalten der Vertikalkomponente möglich.

Die dynamischen Untersuchungen an isolierten Strukturen wurden dann auf Dotarrays erweitert. Auch hier zeigte sich, dass bei geeigneter Wahl des Feldpulses beide Informationen in den Vortexstrukturen unabhängig voneinander manipuliert werden können. Besonders empfindlich reagieren Vortizes auf in-plane Felder, selbst wenn die Felder deutlich unter den typischen Annihilationsfeldern liegen. Es kann zu Instabilitäten und schließlich Informationsverlust kommen. Deshalb sollten in-plane Felder nach Möglichkeit vermieden werden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Architektur eines MRAM, näheres siehe Text.	6
1.2	Lorentzmikroskopie, aus [10]: Der Drehsinn des Vortex ist hier experimentell direkt an den hellen und dunklen Spots in den Zentren der Proben sichtbar, während die eigentliche magnetische Polarisation des Vortexzentrum mit Hilfe der Lorentzmikroskopie nicht erschlossen werden kann.	7
1.3	Fresnel-Aufnahme von 43 nm hohen Permalloy-Scheiben mit Durchmessern von 200 nm auf einer Si_3N_4 Membran. Die dunklen und hellen Spots im Zentrum der Scheiben geben den Drehsinn (Vortizität, Chiralität) der Vortexstrukturen an: im oder gegen den Uhrzeigersinn [11]	8
1.4	Ursprung der hellen und dunklen Spots in den Fresnel-Aufnahmen: Fokussierung bzw. Defokussierung des Elektronenstrahls abhängig vom Drehsinn des Vortex [12]	9
1.5	MFm-Aufnahme von zwei Permalloy-Scheiben (D=800nm, h=50nm): die beiden Kreisscheiben haben unterschiedliche Polarität, sichtbar durch den hellen und dunklen Spot im Zentrum der Dots [12]	9
1.6	SEM-Aufnahme einer Permalloy-Kreisscheibe (Durchmesser: 850 nm, Dicke 60 nm) auf einem Hall-Kreuz der Breite $1\mu m$; der weiße Pfeil zeigt die Richtung des externen Feldes an [12] .	10
2.1	Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors \vec{J} um das effektive Feld \vec{H}_{eff}	17

2.2	Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors um das effektive Feld mit Dämpfung	19
2.3	Modellparameter (Austauschkonstante, Anisotropiekonstante und Sättigungsmagnetisierung), charakteristische Längen und Weichheitsparameter für die magnetischen Materialien Permalloy, Eisen, Kobalt und Nickel	20
2.4	Definition des mikromagnetischen Problems durch mmProbEd	22
2.5	mmSolve : Laden des mit mmProbEd definierten Problems, Start der Simulation und Steuerung des Outputs	23
2.6	Ausgabe von Vektorfeldern der Magnetisierung mittels mmDisp	24
3.1	Kreisförmiger Dot (Permalloy, Durchmesser 300 nm, Dicke 10 nm) mit Vortexstruktur; Vortizität: gegen den Uhrzeigersinn, Polarität: „up“.	26
3.2	Kreisförmiger Dot (Permalloy, Durchmesser 300 nm, Dicke 1nm) im Single-Domain Zustand mit schwacher In-plane Anisotropie in x-Richtung.	26
3.3	OOMMF-Simulation an einem Permalloy-Dot mit 800 nm Durchmesser und 20 nm Dicke, Verlauf der Out-of-plane Komponente der Magnetisierung	27
3.4	Differentieller Phasenkontrast (DPC) [25]	28
3.5	Phasengrenze von zirkularen Permalloy-Dots nach dem Ansatz von Hoffmann [27]	31
3.6	Vergleich des analytischen Ansatzes für die Out-of-plane Komponente mit OOMMF-Simulationen	32
3.7	Phasengrenze zwischen Vortex und Single Domain-Zustand und im Vergleich dazu die von Hoffmann bestimmte Kurve sowie Ergebnisse von OOMMF-Simulationen	34
3.8	Vergleich mit experimentellen Daten von Cowburn [33]	35
3.9	Magnetisierungskonfigurationen bei Py-Ringen und Scheiben: a) Ring-Onion b) Ring-Vortex c) Scheiben-Onion d) Scheiben-Vortex	37

3.10	Momentaufnahmen der Annihilation eines Vortex in einem zirkularen Py-Dot mit 100 nm Durchmesser und 12 nm Dicke bei bestimmten Feldwerten. Es wird ein Feld in x-Richtung angelegt.	38
3.11	Annihilationsfelder von zirkularen Permalloy-Dots mit 100 nm Durchmesser und unterschiedlichen Dicken	40
3.12	Annihilationsfelder von zirkularen Permalloy-Dots mit 200 nm Durchmesser und unterschiedlichen Dicken	40
3.13	Annihilationsfelder von zirkularen Permalloy-Dots mit 300 nm Durchmesser und unterschiedlichen Dicken	41
3.14	Experimentell bestimmte Annihilationsfelder [34] von Py-Dots mit 8,3 nm Durchmesser und Vergleich mit Simulationsergebnissen	42
3.15	Sequenz von Magnetisierungskonfigurationen während der Ummagnetisierung eines eindomänen Permalloy-Dots (D = 100 nm, h = 1 nm)	43
3.16	Stabile Dots: Verlauf der Magnetisierung in Abhängigkeit vom angelegten Feld	44
3.17	Strefeldenergiedichte in Abhängigkeit vom angelegten Feld .	45
3.18	Austauschenergiedichte in Abhängigkeit vom angelegten Feld .	46
3.19	Sequenz von Aufnahmen bei der Ummagnetisierung eines metastabilen eindomänen Permalloy-Dots (D=100 nm, h=20 nm)	47
3.20	Ummagnetisierung eines metastabilen Permalloy-Dots (D=100 nm, h=20 nm) über Vortexphase	48
3.21	Magnetische Energiedichten bei der Ummagnetisierung eines metastabilen Single Domain-Teilchens in Abhängigkeit vom angelegten Feld	48
4.1	Quadratisches $500nm \times 500nm$ -Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke	53
4.2	Quadratisches $1000 \text{ nm} \times 1000 \text{ nm}$ -Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke	54
4.3	Quadratisches $1500 \text{ nm} \times 1500 \text{ nm}$ -Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke	55

4.4	Quadratisches 500 nm×500 nm-Array von Permalloy-Dots mit 20 nm Dicke	56
4.5	Energiedichten von einzelnen Py-Dots mit Vortex- oder eindomäniger Magnetisierungskonfiguration bei verschiedenen Dicken	57
4.6	Magnetisierungskonfigurationen von zwei Py-Dots mit Durchmesser 100 nm und einem Interdotabstand von 20 nm: In der ersten Konfiguration sind beide Dots eindomänig. In der zweiten Konfiguration zeigen beide Dots Vortexcharakter mit gleichen Polaritäten, der Fall mit unterschiedlichen Polaritäten ist dazu energetisch äquivalent.	58
4.7	Energiedichten von zwei gekoppelten Py-Dots (D=100nm, Abstand 20 nm) mit Vortex- oder eindomänigen Magnetisierungskonfigurationen und verschiedenen Dicken	58
4.8	Magnetisierungskonfigurationen von zwei Py-Dots mit Durchmesser 100 nm und einem Interdotabstand von 50 nm	59
4.9	Energiedichten von zwei gekoppelten Py-Dots (D=100 nm, Abstand: 50 nm) mit Vortex- oder eindomänigen Magnetisierungskonfigurationen und verschiedenen Dicken	60
4.10	Doppelvortex-Konfiguration von zwei sich berührenden Py-Dots (D=100nm, h=20nm): Es entsteht eine Art „Achterbahn“-Struktur, die auch im Experiment beobachtet wurde [41]	60
4.11	Zwei Py-Dots (D=100 nm, h=18 nm) mit Interdotabstand 0 in einem quasi-eindomänigen Zustand	61
4.12	Metastabile Konfiguration von zwei sich berührenden Py-Dots (D=100nm, h=19nm): Vortex + Eindomänenzustand	62
4.13	Simulation an einem isolierten Permalloy-Dot im Vortexzustand, Durchmesser 160 nm, Dicke 20 nm	63
4.14	Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit alternierenden Polaritäten der Dots und alternierenden Vortizitäten	65
4.15	Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Anhängigkeit von B_y	65
4.16	Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit alternierenden Polaritäten der Dots und gleichen Vortizitäten	66

4.17	Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Anhängigkeit von B_y	66
4.18	Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit gleichen Polaritäten der Dots und alternierenden Vortizitäten	68
4.19	Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Anhängigkeit von B_y	68
4.20	Magnetisierungskonfigurationen in der Kette mit gleichen Polaritäten der Dots und gleichen Vortizitäten	69
4.21	Verlauf der y-Komponente der Magnetisierung in Einheiten von M_s in Anhängigkeit von B_y	69
4.22	Magnetisierungskonfigurationen in einer Kette von zirkularen Py-Dots ($D=400$ nm, $h=60$ nm) bei verschiedenen Feldern [42]	70
4.23	Hystereseschleife einer Kette von zirkularen Py-Dots ($D=400$ nm, $h=40$ nm) [42]	71
5.1	Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung eines zirkularen Permalloy-Teilchens im Eindomänenzustand . .	74
5.2	Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung M_x , vgl. Abb. (5.1). . .	75
5.3	Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung einer elliptischen Permalloy-Struktur im Eindomänenzustand . .	76
5.4	Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung bei der Ummagnetisierung elliptischer Strukturen	77
5.5	Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung M_x bei zirkularen Dots mit uniaxialer Anisotropie	78
5.6	Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung eines quadratischen Py-Dots ($a = 100$ nm, $h = 2$ nm) durch einen Feldpuls $B_z = 0.2T, t = 100ps$	79
5.7	Magnetisierungskonfigurationen bei der Ummagnetisierung eines rechteckigen Py-Dots ($a = 300nm, b = 100nm, h = 2nm$) durch einen Feldpuls $B_z = 0.2T, t = 100ps$	80
5.8	Zeitlicher Verlauf der Magnetisierung M_x bei quadratischen Py-Dots ($a=100$ nm, $h=2$ nm) mit verschiedenen uniaxialen Anisotropiewerten	81

6.1	Ausgangskonfiguration: Relaxierte Vortexkonfiguration, Vortizität gegen den Uhrzeigersinn	85
6.2	Schnelles Schalten der Vortizität eines Permalloy-Dots ($D = 200$ nm, $h = 20$ nm)	86
6.3	oben: Schalten eines Permalloyrings durch ein Out-of-plane Feld von 0.3 T, $t = 70$ ps; Momentaufnahmen: (a) 0 , (b) 30 ps, (c) 70 ps, (d) 200 ps, (e) 400 ps (f) 600 ps, unten: Verlauf der Magnetisierung M_z	87
6.4	Py-Dot mit $D=100$ nm und $h=12$ nm, $B_z = 0.18T$, $t = 120$ ps, (a) Ausgangskonfiguration (b) 30 ps, (c) 120 ps (d) 152 ps (e) 238 ps (f) 5.2 ns; Ummagnetisierung der Out-of-Plane Komponente nicht erfolgreich	89
6.5	Py-Dot mit $D=100$ nm und $h=12$ nm, $B_z = 0.12T$, $t = 120$ ps, (a) Ausgangskonfiguration (b) 60 ps (c) 120 ps (d) 182 ps (e) 561 ps (f) 839 ps; Ummagnetisierung der Out-of-Plane Komponente erfolgreich	90
6.6	Py-Dot mit $D=100$ nm und $h=12$ nm, $B_z = 0.18T$: Zeitlicher Verlauf der Out-of-Plane Komponente. Ummagnetisierung nicht erfolgreich, weil $\frac{M_z}{M_s} = \pm 0.4$	91
6.7	Py-Dot mit $D=100$ nm und $h=12$ nm, $B_z = 0.12T$: Zeitlicher Verlauf der Out-of-Plane Komponente. Ummagnetisierung erfolgreich: $\frac{M_z}{M_s} = \pm 0.2$	91
6.8	Py-Dot mit $D=100$ nm und $h=20$ nm, $B_z = 0.2T$, $t = 120$ ps, (a) Ausgangskonfiguration (b) 97 ps (c) 120 ps (d) 304 ps (e) 590 ps (f) 876 ps; Ummagnetisierung der Out-of-Plane Komponente erfolgreich	92
6.9	Elliptischer Permalloy-Dot mit $a=200$ nm und $b=150$ nm, $h=10$ nm. Konfigurationen zu verschiedenen Zeiten: Nach 80 ps, siehe b), wird der Feldpuls abgeschaltet. Die Polarität hat das Vorzeichen gewechselt.	93
6.10	Out-of-plane Magnetisierung als Funktion der Zeit	93

6.11 aus [46]: MFM-Aufnahmen eines kreisförmigen Py-Dots ($D=1000$ nm, $h=80$ nm) nach Anlegen verschiedener Out-of-plane Felder: (a) -1.5 T, (b) $+0.2$ T, (c) $+1.5$ T, (d) -0.2 T. Die zusätzlichen Illustrationen zeigen den schwachen Kontrast, der den Vortextkern umgibt und die Chiralität anzeigt. In (b) hat die Polarität des Vortex geschaltet (heller Spot im Dotzentrum). In (c), bei noch höherem positivem Feld, hat sich auch der Kontrast geändert, was darauf hindeutet, dass hier auch die Chiralität geschaltet hat. 95

6.12 Sequenz von Magnetisierungsbildern beim Flippen der Vortexpolarisationen einer Doppelvortex-Probe aus Py ($D=100$ nm, $h=20$ nm) durch einen In-plane Feldpuls von $B_x = 0.1$ T und $t = 60$ ps: a) Ausgangszustand, b) 60 ps, c) 174 ps, d) 790 ps, e) 1.5 ns, f) 2.1 ns 96

6.13 Sequenz von Magnetisierungsbildern beim Flippen der Vortizitäten einer Doppelvortex-Probe aus Py ($D=100$ nm, $h=20$ nm): a) Ausgangszustand, b) 17 ps, c) 40 ps, d) 84 ps, e) 856 ps, f) 1.47 ns 98

6.14 Quadratisches Py-Dotarray (1000nm \times 1000nm) 99

6.15 Sequenz von Aufnahmen an einem quadratischen Py-Dotarray (1000nm \times 1000nm) mit einem in-plane Feld von 30 mT, (a) Ausgangskonfiguration (b) 16 ps (c) 30 ps (d) 50 ps 100

6.16 Sequenz von Aufnahmen an einem quadratischen Py-Dotarray (1000nm \times 1000nm) nach Abschalten des Feldes, (e) 92 ps (f) 109 ps (g) 136 ps (h) 163 ps; in (h) sieht man, dass zwei der Dots ihre Polarität gewechselt haben 101

6.17 Quadratisches Py-Dotarray, Ummagnetisierung der Vertikal-komponente, (a) Ausgangskonfiguration (b) 20 ps (c) 40 ps (d) 50 ps 102

6.18 Quadratisches Py-Dotarray, Relaxationsvorgang, (e) 2.26 ns (f) 3.45 ns (g) 4.33 ns (h) 5 ns 103

Literaturverzeichnis

- [1] G. A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998)
- [2] D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, N. Vernier, R. P. Cowburn, *Science* **296**, 2003 (2002)
- [3] R. P. Cowburn, M. E. Welland, *Science* **287**, 1466 (2000)
- [4] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker, *Phys. Rev. Letter* **83**, 1042 (1999)
- [5] R. P. Cowburn, M. E. Welland, *J. Appl. Phys.* **86**, 1035 (1999)
- [6] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5414 (1998)
- [7] R. P. Cowburn, M. E. Welland, *Phys. Rev. B* **58**, 9217 (1998)
- [8] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3113 (2001)
- [9] J. N. Chapman, M. R. Scheinfein, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 729 (1999)
- [10] M. Schneider, H. Hoffmann, D. Weiss and J. Zweck, *Lorentz transmission electron microscopy of micron and submicron permalloy elements*, EUREM **12**, Brno, Czech Republic, July 9-14, 2000, p 169.
- [11] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **88**, 4437 (2000).
- [12] M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, D. Weiss, V. Umansky, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4110 (2003)

- [13] A. K. Geim, S. V. Dubonos, J. G. S. Lok, I. V. Grigorieva, J. C. Maan, L. Theil Hansen, P. E. Lindelof, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2379 (1997)
- [14] D. Schuh, J. Biberger, A. Bauer, W. Breuer, D. Weiss, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2091 (2001)
- [15] R. Pulwey, M. Rahm, J. Biberger, D. Weiss, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2076 (2001)
- [16] L. Landau, E. Lifschitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935)
- [17] W. Brown, Jr., *Micromagnetics* (Interscience, New York, 1963)
- [18] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism* (Oxford University Press, Oxford, 1996)
- [19] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains* (Springer, Berlin, 1998)
- [20] OOMMF release 1.2 alpha 2 (*Object Oriented Micromagnetic Framework*, <http://math.nist.gov/oommf>)
- [21] M. R. Scheinfein's „LLG Micromagnetics Simulator“, <http://llgmicro.home.mindspring.com>
- [22] W. Döring, *Mikromagnetismus* in S. Flügge: *Handbuch der Physik*, Vol 18/2, 341-437 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1966)
- [23] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955)
- [24] M. J. Donahue, R. D. McMichael, *Physica B* **233**, 272 (1997)
- [25] Markus Weindl, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2002)
- [26] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger, *Science* **298**, 577 (2002)
- [27] H. Hoffmann, F. Steinbauer, *J. Appl. Phys.* **92**, 5463 (2002)
- [28] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949)
- [29] J. A. Osborn, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945)
- [30] R. I. Joseph, *J. Appl. Phys.* **37**, 4639 (1966)

- [31] Bronstein, Semendjajew, Musiol, Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik* (Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main, 1993)
- [32] Maple, *Scientific Computers* (<http://www.scientific.de/maple.html>)
- [33] R. P. Cowburn, J. Phys. D **33**, R1 (2000)
- [34] M. Schneider, Universität Regensburg, private Mitteilung
- [35] M. E. Schabes, H. N. Bertram, J. Appl. Phys. **64**, 1347 (1988)
- [36] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, 2nd ed. (Oxford Science, Oxford, 1997)
- [37] J. K. Ha, R. Hertel, J. Kirschner, Phys. Rev. B **67**, 064418 (2003)
- [38] N. Dao, S. L. Whittenburg, R. P. Cowburn, J. Appl. Phys. **90**, 5235 (2001)
- [39] M. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, L. D. Buda, K. Ounadjela, Y. Chen, Phys. Rev. Lett. **88**, 157203 (2002)
- [40] J. E. L. Bishop, A. Yu. Galkin, B. A. Ivanov, Phys. Rev. B **65**, 174403 (2002)
- [41] J. Zweck, Universität Regensburg, persönliche Mitteilung
- [42] K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi, Phys. Rev. B **65**, 024414 (2001)
- [43] E. Martinez, L. Torrez, L. Lopez-Diaz, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 1458 (2003)
- [44] R. Höllinger, A. Killinger, U. Krey, J. Magn. Magn. Mater. **261**, 178 (2003)
- [45] J. G. Zhu, Y. Zheng, G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **87**, 6668 (2000)
- [46] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. G. Kim, Y. Otani, K. Fukamichi, J. Appl. Phys. **90**, 6548 (2001)
- [47] Altis, Corbeil-Essonnes, <http://www.altissemiconductor.com>

- [48] A. Thiaville, J. M. Garcia, R. Dittrich, J. Miltat, T. Schrefl, Phys. Rev. B **67**, 094410 (2003)
- [49] K. Yu. Guslienko, K. L. Metlov, Phys. Rev. B **63**, 100403 (2001)
- [50] V. Novosad, K. Yu. Guslienko, H. Shima, Y. Otani, S. G. Kim, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakami, Y. Shimada, Phys. Rev. B **65**, 060402 (2002)
- [51] W. Döring, J. Appl. Phys. **39**, 57 (1968)
- [52] S. Sivasubramanian, A. Widom, Y. N. Srivastava, arXiv:cond-mat/0202181 (2002)

Am Ende bleibt Dankbarkeit

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Krey, bin ich zu besonderem Dank verpflichtet. Er hat mir die Mitarbeit in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht, bei der Gestaltung meiner Forschung viel Freiraum gewährt und durch eine Vielzahl von kritischen und korrigierenden Hinweisen ganz wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Seine wissenschaftliche Kompetenz und sein freundliches Wesen waren mir stets Vorbild. Ich konnte mir seiner Unterstützung während der ganzen Zeit sicher sein. Für die Kontakte zu anderen Forschungsgruppen, die durch seine Unterstützung zustande gekommen sind, bin ich ihm ebenfalls sehr verbunden.

Allen Kolleginnen und Kollegen am Lehrstuhl Hoffmann/Back danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Insbesondere möchte ich Rainer Höllinger und - stellvertretend für alle Lorentzmikroskopiker am Lehrstuhl - Markus Schneider für einige interessante Diskussionen über ferromagnetische Nanostrukturen Dank sagen. Mein Dank richtet sich auch an die Experimentalphysiker am Lehrstuhl Weiss.

Dank schulde ich darüberhinaus den EDV-Verantwortlichen unserer Fakultät, Fritz Wunsch und Rudolf Holzer, ohne deren Engagement diese Arbeit nie möglich gewesen wäre.

Nicht zuletzt möchte ich mich für die Geduld und die Solidarität, die mir von Freunden und insbesondere meinen Eltern entgegenbracht wurde, herzlich bedanken.