

# **Stromgetriebene Domänenwanderzeugung in ferromagnetischen Nanodrähten**

von

**Nils Sommer**

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 15. Mai 2017

1. Gutachter: Dr. Karin Everschor-Sitte
2. Gutachter: Prof. Dr. Jairo Sinova

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 15.05.2017

Nils Sommer  
TWIST  
Institut für Physik  
Staudingerweg 7  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
nsommer@students.uni-mainz.de

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Modell eines ferromagnetischen Nanodrahtes</b>	<b>2</b>
2.1. Statischer Zustand des Systems . . . . .	2
2.2. Dynamik des Systems durch elektrischen Gleichstrom . . . . .	3
2.2.1. Kritischer Strom und Instabilität des Systems . . . . .	3
2.2.2. Dynamik für Ströme größer als der kritische Strom und Domänenwanderingzeugung . . . . .	5
<b>3. Numerische Simulation mit MicroMagnum</b>	<b>7</b>
<b>4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung (<math>\mathbf{M}_0</math>) und dem kritischen Strom</b>	<b>9</b>
4.1. Invarianz des Systems unter Rotation um die x-Achse . . . . .	9
4.2. Einfluss der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) auf den kritischen Strom . . . . .	11
4.3. Numerische Analyse des Einflusses von der Orientierung von $\mathbf{M}_0$ auf den kritischen Strom . . . . .	15
<b>5. Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung</b>	<b>17</b>
5.1. Auswirkungen der Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung auf den Grundzustand . . . . .	17
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>21</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>22</b>
A.1. Abbildungen . . . . .	22
A.1.1. Invarianz unter x-Rotation . . . . .	22
A.1.2. Bestimmung des kritischen Stromes für verschiedene Orientierungen von $M_0$ . . . . .	24
A.2. Weiterführende Details zur Arbeit . . . . .	27
A.2.1. Simulationsparameter . . . . .	27
A.2.2. Python Code . . . . .	27
<b>B. Literaturverzeichnis</b>	<b>36</b>
<b>C. Danksagung</b>	<b>37</b>

# 1. Einleitung

Die Manipulation von Domänenwänden in ferromagnetischen Leitern durch elektrische Ströme [1] [2] [3] [4] ist ein Konzept für magnetisch basierte Speichersysteme [5][6] [7] [8]. Zu diesem Thema wurde ein wissenschaftlicher Artikel über stromgetriebene Domänenwanderzeugung in einem ferromagnetischen Draht veröffentlicht[9]. Es wurde gezeigt, dass für Ströme größer als ein kritischer Strom  $j_c$  Domänenwände mit einer Periode von  $T \sim \sqrt{j - j_c}^{-1}$  erzeugt werden. Basierend auf diesem Artikel befasste ich mich mit dem Einfluss von verschiedenen Parametern auf  $j_c$ . Explizit betrachte ich in dieser Arbeit den Einfluss der Orientierung von der ersten Magnetisierung im Draht auf den kritischen Strom. Ich werde zeigen, dass der kritische Strom ein Minimum erreicht, wenn die Orientierung dieser Magnetisierung senkrecht zur Ausrichtung des Drahtes ist. Zusätzlich werde ich mit einer Simulation arbeiten, um diese Ergebnisse mit meiner Theorie zu vergleichen. Ich werde im Folgenden zuerst die Inhalte des wissenschaftlichen Artikels [9] erläutern, um anschließend darauf aufbauend meine eigenen Ergebnisse darzustellen.

## 2. Modell eines ferromagnetischen Nanodrahtes

### 2.1. Statischer Zustand des Systems

Das System, welches ich in dieser Arbeit betrachte, ist ein ferromagnetischer Nanodraht. Dieser Draht wird als sehr dünn angenommen, sodass er als eindimensional beschrieben werden kann. Der Draht ist semi infinit und verläuft entlang der x-Achse (von  $x = 0$  bis  $x = \infty$ ). Im ersten Teil dieser Arbeit nehme ich an, dass die Austauschwechselwirkung der Magnetisierungen und die Stärke der Anisotropie (durch Ausrichtung entlang der x Achse) die einzigen Kräfte sind, welche auf das System einwirken. Für dieses ist die freie Energie gegeben durch[9]

$$F[\mathbf{M}] = \int_0^\infty \left[ \frac{J}{2} (\partial_x \mathbf{M})^2 + \lambda \Pi(|M_x|) \right] dx, \quad (2.1)$$

wobei  $\mathbf{M}$  die lokale Magnetisierung,  $J$  die Austauschkonstante,  $\lambda$  die Anisotropiekonstante und  $\Pi$  eine monotone Funktion mit den Eigenschaften ( $\Pi(0) = 1$ ,  $\Pi'(0) = 0$ ,  $\Pi(1) = 0$ ) ist.

Das System wird den Zustand mit minimaler freier Energie einnehmen. Um diesen Zustand zu beschreiben, betrachte ich die beiden Terme der freien Energie separat.

Der erste Term ( $\frac{J}{2} (\partial_x \mathbf{M})^2$ ) ist der Term der Austauschwechselwirkung. Dieser Term ist quadratisch, weshalb sein Minimum Null ist. Dieses Minimum wird angenommen, wenn die partielle Ableitung der Magnetisierung nach x Null ist, was bedeutet, dass sich alle Magnetisierungen in dieselbe Richtung ausrichten.

Der zweite Term  $\lambda \Pi(|M_x|)$  ist der Anisotropie Term. Sein Beitrag zur freien Energie wird minimal, wenn die Funktion  $\Pi$  minimal wird. Nach Definition nimmt diese ihren kleinsten Wert von Null an, wenn die Magnetisierung vollständig in x-Richtung ausgerichtet ist.

Die Parameter  $J$  und  $\lambda$  geben an, welches Gewicht dem jeweiligem Term gegeben wird.

Ich betrachte den Fall, dass die Magnetisierung an der Stelle  $x = 0$  (bezeichnet als  $\mathbf{M}_0$ ) fixiert wird und vollständig in der x,z-Ebene liegt. In diesem Abschnitt nehme ich an, dass  $\mathbf{M}_0$  in z-Richtung orientiert ist ( $\mathbf{M}_0 = \hat{z}$ ). Später wird auch der

## 2. Modell eines ferromagnetischen Nanodrahtes

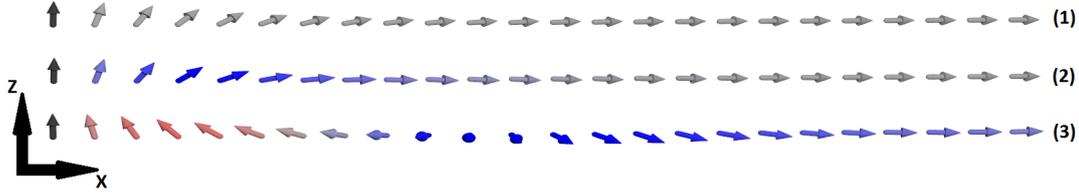


Abbildung 2.1.: Magnetisierungen für verschiedene Ströme. (1) ohne Strom ( $j = 0$ ), (2) mit Strom kleiner als kritischer Strom ( $j < j_c$ ), (3) mit Strom größer als der kritische Strom ( $j > j_c$ ). Die schwarz markierte Magnetisierung ist fixiert und deshalb unbeweglich. Die Farbe gibt die Auslenkung in y-Richtung an. Grau ist keine Auslenkung, rot beschreibt die Auslenkung in positive und blau in negative y-Richtung. (3) zeigt den instabilen Zustand des Systems, in dem Domänenwände erzeugt werden. Es ist eine erzeugte Domänenwand zu erkennen, welche sich durch den Draht bewegt.

allgemeinere Fall der teilweisen Auslenkung von  $\mathbf{M}_0$  in z-Richtung, betrachtet.

Aufgrund der Austauschwechselwirkung sollten sich alle Magnetisierungen in die gleiche Richtung ausrichten. Dem wirkt jedoch die anisotrope Stärke entgegen, welche die Ausrichtung in x-Richtung bewirkt. Durch die Verknüpfung dieser beiden Terme nimmt die x-Komponente der Magnetisierung entlang des Drahtes stetig differenzierbar zu die Magnetisierungen bilden einen Gradienten.

Dieser Gradient ist in Abbildung 2.1 zu erkennen. Im Fall (1) sind die Magnetisierungen im Draht ohne Stromfluss zu sehen. Die schwarz dargestellte Magnetisierung ist die fixierte Magnetisierung  $\mathbf{M}_0$ . Im Verlauf entlang der x-Achse ist der abfallende Gradient und die nachfolgende Ausrichtung der Magnetisierung aufgrund der Anisotropie zu erkennen.

## 2.2. Dynamik des Systems durch elektrischen Gleichstrom

### 2.2.1. Kritischer Strom und Instabilität des Systems

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von elektrischem Gleichstrom, welcher durch den Draht fließt, erläutert. Beschrieben werden kann dies durch die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung [9]

$$(\partial_t + v_s \partial_x) \mathbf{M} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times (\partial_t + \frac{\beta}{\alpha} v_s \partial_x) \mathbf{M}. \quad (2.2)$$

In dieser Gleichung beschreibt  $\gamma$  den gyromagnetischen Faktor,  $v_s$  die Geschwindigkeit des polarisierten Spinstroms (Spin Velocity),  $M_s$  die Sättigungsmagnetisierung und  $\alpha$  und  $\beta$  sind die adiabatischen bzw. nicht adiabatischen Dämpfungsparameter. Es

## 2. Modell eines ferromagnetischen Nanodrahtes

wird  $\beta = 0$  angenommen, dies ändert qualitativ die Ergebnisse nicht [9]. Für die Beschreibung der Dynamik des Systemes betrachte ich Ströme nahe des kritischen Stroms. Da für solche Ströme die Dynamik klein ist, können die dissipativen Terme vernachlässigt werden. Dies vereinfacht die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung.

$$\partial_t \mathbf{M} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - v_s \partial_x \mathbf{M} \quad (2.3)$$

Durch Multiplikation mit dem Einheitsvektor  $\hat{\mathbf{x}}$  und  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -M_s^{-1} \frac{\delta F[\mathbf{M}]}{\delta \mathbf{M}}$  folgt die Form

$$\partial_t M_x = -\partial_x \left( \frac{\gamma}{M_s} J \hat{\mathbf{x}} \cdot (\mathbf{M} \times \partial_x \mathbf{M}) + v_s M_x \right) . \quad (2.4)$$

Im statischen Fall  $\partial_t M_x = 0$  beschreibt die rechte Seite der Gleichung die Ableitung einer Konstanten nach dem Ort. Diese Konstante lässt sich durch den Fall  $x \rightarrow \infty$  bestimmen. In diesem gilt  $\partial_x M_x \rightarrow 0$  und somit  $v_s M_x = v_s$ . Im Unendlichen ist die Magnetisierung vollständig in x-Richtung ausgerichtet  $\Rightarrow M_x = 1$ . Somit folgt

$$\frac{\gamma}{M_s} \hat{\mathbf{x}} \cdot (\mathbf{M} \times \partial_x \mathbf{M}) + v_s M_x = v_s . \quad (2.5)$$

Mit

$$F_{\text{eff}}[\mathbf{M}, v_s] = F[\mathbf{M}] + \int_0^\infty \Omega dx$$

und

$$-v_s \partial_x \mathbf{M} = \frac{\gamma}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\delta}{\delta \mathbf{M}} \int_0^\infty \Omega dx$$

lässt sich Gleichung (2.3) in

$$\partial_t \mathbf{M} = \frac{\gamma}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\delta F_{\text{eff}}[\mathbf{M}, v_s]}{\delta \mathbf{M}} \quad (2.6)$$

umformen.  $\Omega$  beschreibt hierbei den Berry Phase Term[9]. Für den statischen Fall  $\partial_t \mathbf{M} = 0$  folgt aus Gleichung (2.6), dass  $F_{\text{eff}}$  minimiert werden muss. Durch Betrachtung der effektiven freien Energie  $F_{\text{eff}}$  wie die Energie eines dynamischen Prozesses und der Koordinate  $x$  wie eine Zeitkomponente, ergibt sich eine Lagrange Funktion für dieses System.

$$\mathcal{L} = \frac{J}{2} (\partial_x \mathbf{M})^2 + \lambda \Pi(|M_x|) + \Omega \quad (2.7)$$

Die korrespondierende Hamilton Funktion lautet

$$\mathcal{H} = \frac{J}{2} (\partial_x \mathbf{M})^2 - \lambda \Pi(|M_x|) , \quad (2.8)$$

## 2. Modell eines ferromagnetischen Nanodrahtes

wobei der Berry Term nicht zur Hamilton Funktion beiträgt[9]. Aus der Tatsache, dass  $F_{\text{eff}}$  nicht explizit von der "Zeit"  $x$  abhängt, folgt eine Translationsinvarianz für  $F_{\text{eff}}$ . Aus dieser folgt, dass die Hamilton Funktion erhalten ist unter Translation. Da für  $x \rightarrow \infty$  die Magnetisierungen in x-Richtung ausgerichtet, sind folgt aus der Translationsinvarianz, dass die Hamilton Funktion überall verschwinden muss.

$$\frac{J}{2}(\partial_x \mathbf{M})^2 - \lambda \Pi(|M_x|) = 0 \quad (2.9)$$

Aus den Gleichungen (2.5) und (2.9) und der Annahme dass  $\mathbf{M}_0 = \hat{z}$  gilt, folgt eine obere Grenze für die Stromstärke (eine Herleitung erfolgt im Abschnitt 4.2). Für Ströme größer als dieser Grenzstrom ist das System nicht mehr stabil, weshalb diese Grenze als kritischer Strom bezeichnet wird. Dieser Strom ist gegeben durch

$$j_c = \frac{e\gamma}{P\mu_B} \sqrt{2\lambda J}, \quad (2.10)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $P$  die Spinpolarisierung und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton beschreibt.

Diese statische Lösung ist in Abbildung 2.1 im Fall (2) zu sehen. Hier ist die leichte Auslenkung der Magnetisierungen aus ihrer Ruhelage zu erkennen, jedoch ist das System noch stabil. Die Veränderungen der Orientierungen der Magnetisierungen beschränken sich nur auf den Bereich des Gradienten.

### 2.2.2. Dynamik für Ströme $j > j_c$ und Domänenwanerzeugung

Für Ströme größer als der kritische Strom existiert keine statische Lösung mehr. Durch diese Ströme werden Domänenwände erzeugt, welche sich entlang des Drahtes bewegen. Der Ort einer Domänenwand wird durch die x-Koordinate ihres Mittelpunktes  $x_0(t)$  bestimmt. Um das Verhalten der Domänenwand zu beschreiben, wird der Ansatz

$$\mathbf{M}(x, t) = \mathbf{M}_{\text{stat}}(x - x_0(t); v_{s_{x_0}(t)}) + \mathbf{s} \quad (2.11)$$

gewählt, mit  $\mathbf{M}_{\text{stat}}(x - x_0(t); v_{s_{x_0}})$  als die statische Lösung und einem Vektorfeld  $\mathbf{s}$ . Da das System für Ströme knapp über dem kritischen Strom betrachtet wird, ist die Abweichung von der statistischen Lösung sehr gering. Daher gilt für das Vektorfeld  $\mathbf{s}$   $|\mathbf{s}| \ll 1$ . Die Ableitung der der Gleichung (2.11) nach der Zeit ist gegeben durch

$$\partial_t \mathbf{M} = -\dot{x}_0 \partial_x \mathbf{M}_{\text{stat}} + \frac{\partial \mathbf{M}_{\text{stat}}}{\partial v_{s_{x_0}}} \frac{\partial v_{s_{x_0}}}{\partial x_0} + \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t}. \quad (2.12)$$

## 2. Modell eines ferromagnetischen Nanodrahtes

Das System wird für kleine  $x_0$  betrachtet. Daher verschwindet der zweite Term auf der rechten Seite, da  $\frac{\partial v_{sx_0}}{\partial x_0} \sim x_0$  gilt. Die Gleichung (2.11) lässt sich in die Gleichung (2.3) einsetzen.

$$-\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} + \mathbf{s} \times \frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}_{stat}} + \mathbf{M}_{stat} \times \frac{\delta^2 F}{\delta \mathbf{M}_{stat}^2} \mathbf{s} - v_s \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} = (v_s - v_{sx_0} - \dot{x}_0) \partial_x \mathbf{M}_{stat} \quad (2.13)$$

Aufgrund der Randbedingungen ist die erste Magnetisierung  $\mathbf{M}_0$  in z-Richtung fixiert und die Magnetisierungen am Ort  $x \rightarrow \infty$  sind in x-Richtung orientiert. Beide Bedingungen liefern zeitlich konstante Lösungen, weshalb diese mit der statischen Lösung übereinstimmen müssen. Daher muss das Vektorfeld  $\mathbf{s}$  am Anfang und Ende des Drahtes verschwinden ( $\mathbf{s}(x=0, t) = 0$  und  $\mathbf{s}(x \rightarrow \infty, t) = 0$ ). Unter dieser Bedingung lässt sich Gleichung (2.13) lösen falls gilt

$$\dot{x}_0 = v_s - v_{sx_0} = v_s - v_s^c + \frac{M_s^2 (v_s^c)^3}{2\gamma^2 J^2} x_0^2. \quad (2.14)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist gegeben durch

$$t = \int dx_0 \left[ v_s - v_s^c + \frac{M_s^2 (v_s^c)^3}{2\gamma^2 J^2} x_0^2 \right]^{-1}. \quad (2.15)$$

Die Periode  $T$ , mit der Domänenwände erzeugt werden, ist gegeben durch dieses Integral mit den Grenzen  $-\infty$  und  $\infty$ . Es folgt somit, dass für Ströme  $j > j_c$  Domänenwände mit einer Periode von

$$\begin{aligned} T &= \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 \left[ v_s - v_s^c + \frac{M_s^2 (v_s^c)^3}{2\gamma^2 J^2} x_0^2 \right]^{-1} \\ &= \frac{\sqrt{2}\pi\gamma J}{M_s (v_s^c)^2} \sqrt{\frac{v_s^c}{v_s - v_s^c}} \\ &= \frac{\sqrt{2}\pi e^2 J M_s \gamma}{j_c^2 P^2 \mu_B^2} \sqrt{\frac{j_c}{j - j_c}} \end{aligned} \quad (2.16)$$

erzeugt werden.

Das System für Ströme  $j > j_c$  ist in Abbildung 2.1 in Fall (3) zu erkennen. Mittig ist deutlich eine Domänenwand zu erkennen, welche sich gerade vom Drahtanfang gelöst hat. Durch den Strom getrieben wandert diese den Draht entlang.

### 3. Numerische Simulation mit MicroMagnum

Um das Modell des ferromagnetischen Drahtes zu simulieren, benutze ich die Simulationssoftware MicroMagnum<sup>1</sup>. Über eine Python-Schnittstelle lässt sich MicroMagnum ansteuern. Als Vorlage nutze ich einen schon bestehenden Python Code, welcher für eine ähnliche Simulation des ferromagnetischen Nanodrahtes verwendet wurde [9]. Diesen Python Code habe ich für meine Simulation angepasst. Den Code, welchen ich für die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Orientierung von  $\mathbf{M}_0$  und dem kritischem Strom  $j_c$  verwendet habe, habe ich im Anhang in Abschnitt A.2.2 beigefügt.

Der Simulationsprozess lässt sich in zwei Abschnitte unterteilen.

Zu Beginn werden an MicroMagnum die Eigenschaften des ferromagnetischen Drahtes übergeben. Die für mich interessanten Parameter sind die Orientierung von  $\mathbf{M}_0$  und die Ausrichtung der restlichen Magnetisierungen. Um  $\mathbf{M}_0$  zu fixieren wird bei der Simulation ein lokales Magnetfeld verwendet. Dieses wirkt nur auf  $\mathbf{M}_0$ , sodass  $\mathbf{M}_0$  sich parallel zu diesem ausrichtet. Ich übergebe an MicroMagnum die Richtung dieses lokalen Feldes sowie die Orientierung von  $\mathbf{M}_0$  als parallel zu diesem Feld. Die restlichen Magnetisierungen werden als in x-Richtung bzw. für  $M_{0,x} < 0$  in negative x-Richtung ausgerichtet übergeben. Für alle numerischen Simulationen, die ich im Rahmen dieser Bachelorarbeit durchgeführt habe, habe ich die Eigenschaften des Drahtes nicht verändert. Besonders zu nennen sind die Werte für die Stärke der Anisotropie  $\lambda$  und für die Austauschwechselwirkung  $J$ . Genormt auf die Querschnittsfläche des Drahtes  $\sigma$  betragen diese Werte  $\lambda_{bulk} = 10^4 J/m^3$  und  $J_{bulk} = 1.3 \cdot 10^{-11} J/m$ . Alle weiteren Parameter sind im Anhang in Abschnitt A.2.1 aufgelistet. Startend mit diesem Zustand wird numerisch das Minimum der freien Energie ermittelt. Die Orientierungen aller Magnetisierungen im Zustand mit minimaler freier Energie werden als relaxierter Zustand abgespeichert.

Im zweiten Teil der Simulation wird der elektrische Strom zugeschaltet. Dieser wird entlang einer Cosinus Funktion von Null auf seinen Maximalwert erhöht. Dies erfolgt um das System nicht zu plötzlich dem Strom auszusetzen, was zu falschen Simulationsergebnissen führen kann. Hat der Strom seinen Maximalwert erreicht, wird das Verhalten des Systems einige hundert Nanosekunden simuliert. Anschließend erfolgt eine Fourieranalyse des Datensatzes, um die Frequenz der Domänenwanderzeugung

---

<sup>1</sup>MikroMagnum ist eine Simulation um mikro-magnetische Systeme zu beschreiben, ausführbar auf CPU und GPU. Webseite: [micromagnum.informatik.uni-hamburg.de](http://micromagnum.informatik.uni-hamburg.de)

### 3. Numerische Simulation mit MicroMagnum

zu ermitteln.

Nach Formel (2.16) ist diese Frequenz proportional zu  $\sqrt{j - j_c}$ . Um aus dem Datensatz den kritischen Strom zu erhalten, trage ich die quadrierte Frequenz gegen die Stromstärke  $j$  auf und fitte dies linear (für Beispiele siehe Abschnitt A.1). Der x-Achsen Abschnitt des Fits liefert den gesuchten kritischen Strom. In der Theorie wurde angenommen, dass die dissipativen Termen vernachlässigt werden können ( $\alpha = 0$ ). Das System des ferromagnetischen Nanodrahtes, lässt sich jedoch nicht für  $\alpha = 0$  simulieren. Aus diesem Grund habe ich bei der Simulation kleine Werte für  $\alpha > 0$  gewählt. Da der kritische Strom bei der Simulation von  $\alpha$  abhängig ist, habe ich für verschiedene Werte für  $\alpha$  den kritischen Strom bestimmt und aus diesen den Mittelwert gebildet.

Weiter ist zu erwähnen, dass in der Theorie ein semi infiniter Draht angenommen wird. Mit der Simulation lässt sich eine unendliche Anzahl an Magnetisierungen jedoch nicht verwirklichen. Aus diesem Grund habe ich mit einer Anzahl von 1024 Magnetisierungen simuliert. Es gilt, je höher die Anzahl desto genauer ist die Simulation an der Theorie, jedoch wächst auch der Rechenaufwand mit steigender Anzahl. Mit der Wahl von 1024 Magnetisierungen ist der Rechenaufwand in einem akzeptablen Rahmen und die Genauigkeit der Simulation reicht deutlich für meine Analyse aus.

Ein weiterer Punkt ist die Wahl der Simulationszeit. Zu beachten ist, dass die Simulationszeit die Zeit, die im simulierten System vergeht, beschreibt und nicht die Dauer der Rechnung. Bei der Wahl der Simulationszeit ist zu beachten, dass sowohl zu große als auch zu kleine Werte zu falschen Ergebnissen führen. Eine zu kurze Simulationszeit liefert zu wenig Daten, um das Verhalten des Systems genau zu analysieren. Bei einer zu großen Simulationszeit werden die Abweichung durch numerische Fehler zu groß. Deshalb sollte die Simulationszeit mehrere hundert bis einige tausend Nanosekunden betragen. Weiter ist zu beachten, dass auch mit der Simulationszeit der Rechenaufwand wächst. Deshalb habe ich eine Simulationszeit von 500 ns gewählt.

Dennoch können in den Ergebnissen Fehler auftreten. Gelegentlich treten einzelne Werte mit auffällig starken Abweichungen von den anderen Werten auf. Beispielhaft ist hier die Frequenzanalyse zu nennen. Für bestimmte Dämpfungen  $\alpha$  und Ströme  $j$  treten Frequenzen auf, die deutlich zu groß bzw. zu klein sind. Auffällig ist, dass die falschen Resultate meist für kleine Dämpfungen  $\alpha$  auftreten. Wie schon erwähnt ist dies Simulation für  $\alpha = 0$  nicht möglich. Deshalb ist zu erwarten, dass für kleinere Werte für  $\alpha$  die Simulation zunehmenden fehleranfällig wird. Die Anzahl solcher Fehler in meinen Simulationsergebnissen ist jedoch gering genug, um auch mit den verbleibenden Werten eine Analyse durchzuführen. Beispiele sind in den Abbildungen A.2 zu sehen. Dort fehlen u.a. auf der  $\alpha = 0.2$  Linie einige Werte, da deren Abweichungen von der Linie zu signifikant waren.

## 4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) und dem kritischen Strom

### 4.1. Invarianz des Systems unter Rotation um die x-Achse

In diesem Abschnitt zeige ich, dass das System invariant unter Rotation um die x-Achse ist. Die freie Energie (Gleichung(2.1)) ist ausschließlich abhängig von den x-Komponenten der Magnetisierungen. Bei einer Rotation um die x-Achse bleibt die freie Energie daher invariant.

Betrachtet werden soll jetzt ein System des Nanodrahtes, bei dem die Ausrichtung des Drahtes weiterhin in x-Richtung verläuft und die erste Magnetisierung vollständig aus der x-Achse ausgelenkt ist ( $\mathbf{M}_{0_x} = 0$ ). Durch Rotation des Koordinatensystems um die x-Achse lässt sich dieses System in das System aus Kapitel 2 überführen. Da die freie Energie invariant unter x-Rotation ist, bildet sich der gleiche Gradient im rotierten System, wie der im System aus Kapitel 2. Im rotierten System lassen sich daher die Frequenzen der Dämonenwanderzeugung mit den Formeln aus Kapitel 2 beschrieben. Da sich sowohl im rotierten als auch im nicht rotieren System die gleichen Werte für die Frequenzen ergeben müssen, sind die Formeln aus Kapitel 2 invariant unter x-Rotation und somit auch der kritische Strom. Um dies zu stützen, habe ich mit der numerischen Simulation die Änderung des kritischen Stromes unter x-Rotation untersucht.

Als Ausgangszustand habe ich die Orientierung von  $\mathbf{M}_0$  parallel zur z-Achse gewählt. Diesen Zustand habe ich um die x-Achse rotiert, wobei ich die Rotation durch den Rotationswinkel  $\phi$  parametrisiert habe. Da in diesem Fall  $\mathbf{M}_{0_x} = 0$  ist, beschreibt  $\phi$  den Winkel zwischen  $\mathbf{M}_0$  und der z-Achse. In Abbildung 4.1 ist dieser Zusammenhang dargestellt. Ich habe 6 verschiedene Rotationswinkel gewählt ( $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ, 150^\circ, 38^\circ$ ) und für alle den kritischen Strom bestimmt.

In Abbildung (4.2) habe ich die Differenz zwischen den kritischen Strömen der rotierten Systeme ( $\phi \neq 0$ ) und dem kritischen Strom des Systems bei  $\phi = 0$  aufgetragen. Zu erkennen ist, dass sich für  $\phi = 180^\circ$  derselbe Wert für den kritischen Strom ergibt. Für die anderen Winkel  $\phi$  ist die Differenz etwa bei  $7.5 \cdot 10^7 J/m^2$ . Auf den ersten Blick erscheint diese Differenz sehr groß. Da jedoch der kritische Strom in der Größenordnung  $10^{12}$  ist, beträgt dieser Unterschied weniger als 0.1 ‰. Die Simulation

4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) und dem kritischen Strom

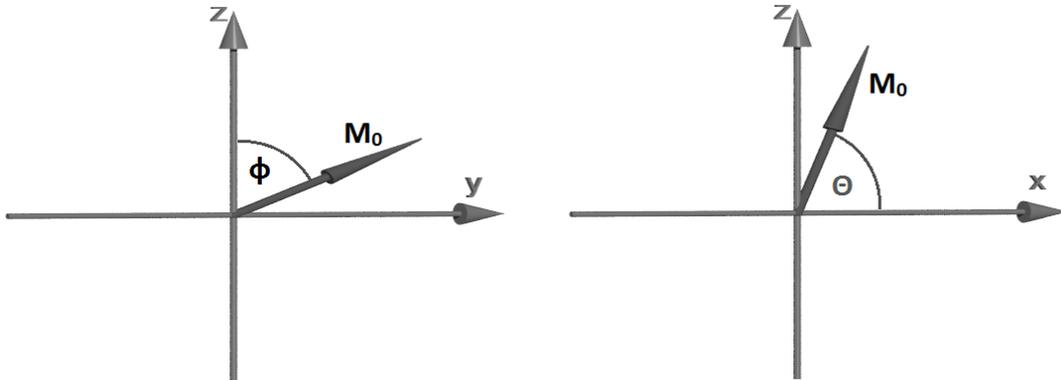


Abbildung 4.1.: Darstellung der beiden Parametrisierungswinkel  $\phi$  und  $\theta$ .  $\phi$  parametrisiert die Rotation des Zustands mit  $\mathbf{M}_0 = \hat{z}$  um die x-Achse.  $\theta$  beschreibt die Auslenkung von  $\mathbf{M}_0$  aus der x-Achse.

berechnet die Zustände numerisch, daher können kleinen Abweichungen auftreten. Aus diesem Grund kann angenommen werden, dass die Analyse in allen Fällen den gleichen kritischen Strom ergibt. Die Bilder zu diesen Analysen der kritischen Ströme sind im Anhang A.1.1 aufgeführt.

Die numerische Analyse bestätigt die theoretische Annahme, dass die Rotation des Systems um die x-Achse keinen Einfluss auf den kritischen Strom besitzt.

#### 4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) und dem kritischen Strom

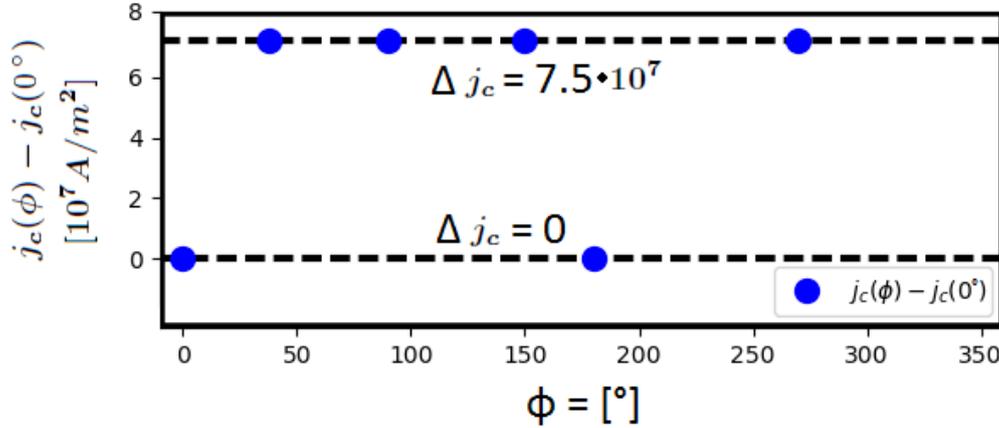


Abbildung 4.2.: Differenzen zwischen den kritischen Strömen der um die x-Achse rotierten Systeme und dem System bei  $\phi = 0$ . Im Vergleich zum kritischen Strom von  $j_c = 3.8 \cdot 10^{12} \text{ J/m}^2$ , sind die Differenzen von  $7.5 \cdot 10^7 \text{ J/m}^2$  vernachlässigbar gering. Eine Rotation des Systems um die x-Achse hat keine Auswirkungen auf den kritischen Strom.

## 4.2. Einfluss der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) auf den kritischen Strom

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Orientierung von  $\mathbf{M}_0$  auf den kritischen Strom untersucht. Hierfür wähle ich ein Koordinatensystem in welchem  $\mathbf{M}_0$  in der x,z Ebene liegt. Die Wahl des Koordinatensystem ist, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt, nur durch die x-Achse festgelegt. Um die Auslenkung von  $\mathbf{M}_0$  aus der x-Achse zu beschreiben, benutze ich den Winkel  $\theta$ , den  $\mathbf{M}_0$  mit der x-Achse einschließt. Diese Wahl von  $\theta$  ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Im Folgenden werde ich zeigen, dass die Abhängigkeit des kritischen Stromes vom Winkel folgender Gleichung genügt

$$j_c(\theta) = \frac{e\gamma}{P\mu_B} \sqrt{2\lambda J} \frac{\sin^2(\theta)}{1 - |\cos(\theta)|}. \quad (4.1)$$

Wie in Kapitel 2 beschrieben, bildet sich nach der fixierten Magnetisierung  $\mathbf{M}_0$  ein Gradient. Dieser bildet sich, da sich die Magnetisierungen aufgrund der Anisotropie möglichst parallel zur x-Achse ausrichten. Die freie Energie wird minimal, wenn die parallele Ausrichtung der Magnetisierungen zur x-Achse nach möglichst kurzer Strecke in x-Richtung erfolgt. Dies bewirkt, dass sich für  $\theta > 90^\circ$  die Magnetisierungen in negative x-Richtung ausrichten. Zu erkennen ist dies in Abbildung 4.4. Im

4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) und dem kritischen Strom

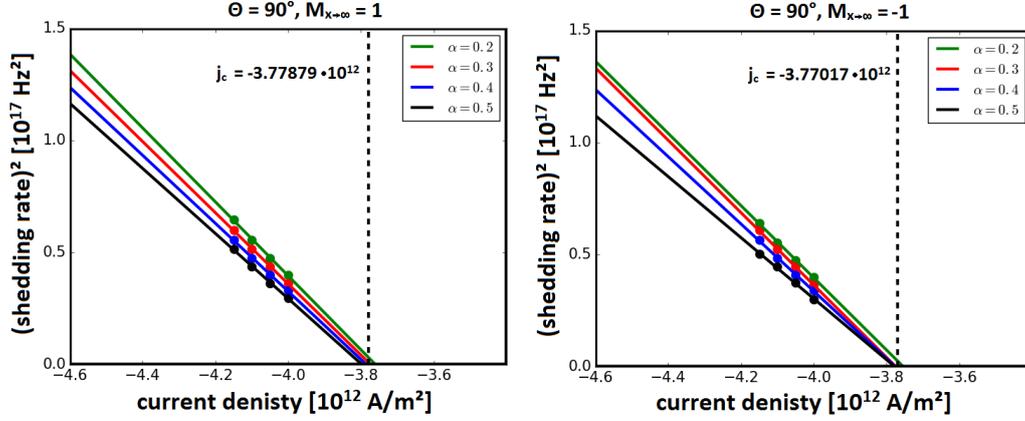


Abbildung 4.3.: Analyse des kritischen Stromes für beide Grundzustände des Systems bei  $\theta = 90^\circ$ . Links ist der Grundzustand mit  $M_x = +1$  und rechts der Grundzustand mit  $M_x = -1$  für  $x \rightarrow \infty$ . Der Grundzustand ist entartet und deswegen folgt für beide Fälle das gleiche Ergebnis.

unteren Bereich sind die beiden Grundzustände für  $\theta = 60^\circ$  und  $\theta = 120^\circ$  dargestellt. Für  $\theta = 60^\circ$  ist der Gradient mit nachfolgender Ausrichtung der Magnetisierungen in positive x-Richtung und für  $\theta = 120^\circ$  der Gradient mit nachfolgender Ausrichtung der Magnetisierungen in negative x-Richtung zu erkennen. Für den Fall  $\theta = 90^\circ$  ist die freien Energie entartet und somit ist auch der kritische Strom unabhängig von dem Fall, ob sich die Magnetisierungen in positive oder negative x-Richtung ausrichten. Dies habe ich numerisch überprüft, indem ich für beide Fälle den kritischen Strom bestimmt habe (siehe Abbildung 4.3).

Da die Ausrichtung der Magnetisierungen abhängig vom Winkel  $\theta$  ist, muss die Gleichung 2.5 in die zwei Fälle  $\theta > 90^\circ$  und  $\theta < 90^\circ$  aufgeteilt werden

$$\frac{\gamma}{M_s} \hat{\mathbf{x}} \cdot (\mathbf{M} \times \partial_x \mathbf{M}) + v_s M_x = \pm v_s, \quad (4.2)$$

wobei  $+$  :  $\theta < 90^\circ$  und  $-$  :  $\theta > 90^\circ$  gilt.

$\mathbf{M}_0$ , welches um den Winkel  $\theta$  ausgelenkt ist, lässt sich durch den Vektor

$$\mathbf{M}_0 = \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ 0 \\ \sin(\theta) \end{pmatrix}$$

darstellen.

Damit ergibt sich für Gleichung (4.2) an der Stelle  $x = 0$  folgender Zusammenhang

4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) und dem kritischen Strom

$$\begin{aligned}
& \frac{\gamma}{M_s} J \hat{x} \cdot \left[ \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ 0 \\ \sin(\theta) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \partial_x M_x \\ \partial_x M_y \\ \partial_x M_z \end{pmatrix} \right] + v_s M_{0x} \\
&= -\frac{\gamma}{M_s} J \sin(\theta) \partial_x M_y + v_s \cos(\theta) = \pm v_s \\
&\Leftrightarrow (\partial_x M_y)^2 = \frac{M_s^2 v_s^2 (\pm 1 - \cos(\theta))}{\gamma^2 J^2 \sin^2 \theta} .
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Mit

$$\mathbf{M}_0 \perp \hat{y} \perp \mathbf{M}_{0\perp} = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \\ 0 \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

als eine neue Basis des Koordinatensystems gilt bei  $x = 0$   $\partial_x \mathbf{M} \perp \mathbf{M}_0$ , sodass

$$(\partial_x \mathbf{M})^2 = (\partial_x M_{\mathbf{M}_{0\perp}})^2 + (\partial_x M_y)^2 \tag{4.4}$$

gilt, wobei  $M_{\mathbf{M}_{0\perp}}$  ist die Komponente von  $\mathbf{M}$  welche in Richtung des Basisvektors  $\mathbf{M}_{0\perp}$  zeigt. Mit Gleichung (4.3) folgt

$$(\partial_x \mathbf{M})^2 = \frac{M_s^2 v_s^2 (\pm 1 - \cos(\theta))}{\gamma^2 J^2 \sin^2 \theta} + (\partial_x M_{\mathbf{M}_{0\perp}})^2. \tag{4.5}$$

Aus Gleichung (2.9) lässt sich mit  $\Pi(|M_x|) = 1 - M_x^2$  folgern, dass

$$\begin{aligned}
& \frac{J}{2} (\partial_x \mathbf{M})^2 - \lambda (1 - \cos^2(\theta)) = \frac{J}{2} (\partial_x \mathbf{M})^2 - \lambda \sin^2(\theta) = 0 \\
& \Leftrightarrow (\partial_x \mathbf{M})^2 = \frac{2\lambda \sin^2(\theta)}{J} > 0
\end{aligned} \tag{4.6}$$

gilt.

Durch Gleichsetzen von (4.5) und (4.6) folgt

$$\begin{aligned}
0 &< \frac{2\lambda \sin^2(\theta)}{J} = \frac{M_s^2 v_s^2 (\pm 1 - \cos(\theta))}{\gamma^2 J^2 \sin^2 \theta} + (\partial_x M_{\mathbf{M}_{0\perp}})^2 \\
&\Leftrightarrow 0 < (\partial_x M_{\mathbf{M}_{0\perp}})^2 = 2\lambda J \sin^2(\theta) - \left( \frac{M_s v_s}{\gamma} \right)^2 \frac{(\pm 1 - \cos(\theta))^2}{\sin^2(\theta)}.
\end{aligned} \tag{4.7}$$

#### 4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $M_0$ ) und dem kritischen Strom

Aus dieser Formel folgt, dass die Stabilität des Systems gewährleistet ist, sofern das Ergebnis positiv ist. Die Grenze zur Instabilität, wird demzufolge durch den Wert Null beschrieben. Um die kritischen Werte zu bestimmen, setzte ich den rechten Teil der Gleichung (4.7) gleich Null und löse nach  $v_s^2$  auf.

$$v_s^{c2} = \frac{2\lambda J \gamma^2}{M_s^2} \frac{\sin^4(\theta)}{(\pm 1 - \cos^2(\theta))^2}$$

Aus dieser Gleichung folgt für  $v_s^c$  eine positive und eine negative Lösung

$$\boxed{v_s^c = \frac{\gamma}{M_s} \sqrt{2\lambda J} \frac{\sin^2(\theta)}{\pm 1 - \cos(\theta)}} \quad \boxed{v_s^c = -\frac{\gamma}{M_s} \sqrt{2\lambda J} \frac{\sin^2(\theta)}{\pm 1 - \cos(\theta)}} \quad , \quad (4.8)$$

wobei  $+$  :  $\theta < 90^\circ$  und  $-$  :  $\theta > 90^\circ$  gilt.

Der Zusammenhang zwischen kritischem Strom und kritischer Spin Velocity ist gegeben durch

$$j_c = \frac{eM_s}{P\mu_b} v_s^c .$$

Die zwei Lösungen von  $v_s^c$  liefern einen positiven bzw. negativen Strom gleichen Betrags. Dies zeigt, dass die Richtung des Stromes keinen Einfluss auf die Stabilität des Systemes hat, einziger Einfluss ist der Betrag des Stromes.

Weiter ist zu beachten, dass der Term  $(\pm 1 - \cos(\theta))$  für  $\theta > 90^\circ$  negativ wird. Wie zuvor ausgeführt reicht es den Betrag des Stromes zu betrachten, weshalb für

$$\theta > 90^\circ \rightarrow |-1 - \cos(\theta)| = 1 - |\cos(\theta)|$$

folgt. Da für

$$\theta < 90^\circ \rightarrow 1 - |\cos(\theta)| = 1 - \cos(\theta)$$

gilt, folgt allgemein für den Betrag des kritischen Stromes

$$\boxed{j_c(\theta) = \frac{e\gamma}{P\mu_B} \sqrt{2\lambda J} \frac{\sin^2(\theta)}{1 - |\cos(\theta)|}} \quad . \quad (4.9)$$

Für  $\theta = 90^\circ$  entspricht  $j_c(90^\circ) = \frac{e\gamma}{P\mu_B} \sqrt{2\lambda J}$ . Dieses Ergebnis stimmt mit anderen bisher veröffentlichten Daten überein[9]. Für  $\theta \rightarrow 0$  läuft  $j_c(\theta) \rightarrow 2 \frac{e\gamma}{P\mu_B} \sqrt{2\lambda J}$ . Dieser Wert entspricht der ferromagnetischen Instabilität, weshalb für  $\theta = 0^\circ$  bzw  $\theta = 180^\circ$

#### 4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $M_0$ ) und dem kritischen Strom

keine Erzeugung von Domänenwänden mehr erfolgt. Die Instabilität, die für das Erzeugen von Domänenwänden erforderlich ist, geht in die ferromagnetische Instabilität über.

### 4.3. Numerische Analyse des Einflusses von der Orientierung von $M_0$ auf den kritischen Strom

Mithilfe der numerischen Simulation lässt sich der Zusammenhang zwischen  $\theta$  und  $j_c$  (Formel (4.1)) untersuchen. Dazu habe ich Simulationen, wie in Kapitel 3 beschrieben, durchgeführt. Ich habe  $\theta$  von  $60^\circ$  bis  $120^\circ$  in  $5^\circ$  Schritten variiert und jeweils für 4 verschiedene Dämpfungen  $\alpha$  den kritischen Strom bestimmt. Aus diesen vier Werten habe ich den Mittelwert gebildet und somit für jeden Winkel  $\theta$  den kritischen Strom erhalten.

In Abbildung 4.4 sind die ermittelten kritischen Ströme, normiert auf den kritischen Strom bei  $\theta = 90^\circ$ , gegen die Winkel  $\theta$  aufgetragen. Zusätzlich ist der Verlauf des kritischen Stromes, welcher durch Gleichung (4.9) beschrieben wird, eingezeichnet. Zu erkennen ist, dass die Theorie mit dem numerischen Ergebnis übereinstimmt. Das Minimum des kritischen Stromes befindet sich, wie erwartet, bei  $\theta = 90^\circ$ . Weiter ist der symmetrische Verlauf des kritischen Stromes zu sehen. Die Simulation liefert für alle Winkelpaare, die sich durch den gleichen Abstand zum Winkel  $\theta = 90^\circ$  auszeichnen, die gleichen Werte für den kritischen Strom.

Prinzipiell gilt für die Simulation, dass je weiter der Abstand von dem gerade betrachteten Winkel  $\theta$  zum  $90^\circ$  Winkel ist, desto aufwendiger wird die Simulation in Bezug auf die Laufzeit. Aus diesem Grund habe ich nur die nähere Umgebung um den Winkel  $\theta = 90^\circ$  simuliert.

4. Zusammenhang zwischen der Orientierung der ersten Magnetisierung ( $\mathbf{M}_0$ ) und dem kritischen Strom

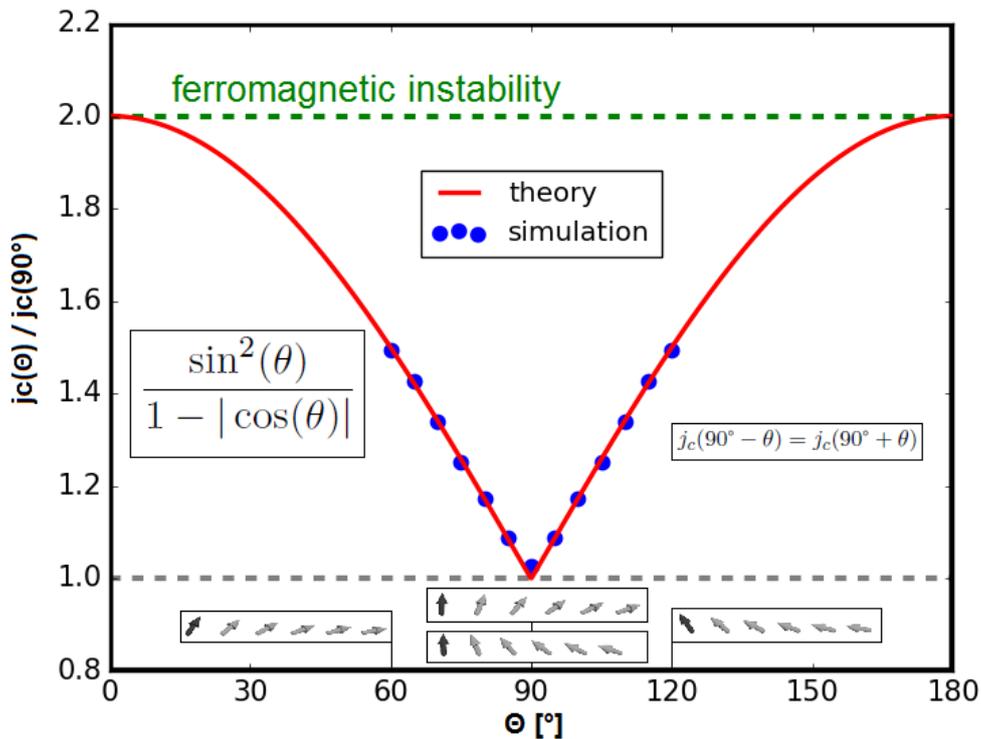


Abbildung 4.4.: Numerische Resultate der kritischen Ströme für den jeweiligen Winkel  $\theta$  und theoretischer Zusammenhang zwischen diesen Parametern. Die Werte stimmen mit dem theoretischen Verlauf überein. Für  $\theta = 90^\circ$  hat der Strom sein Minimum erreicht. Für die  $\theta \rightarrow 0^\circ$  und  $\theta \rightarrow 180^\circ$  läuft der der kritische Strom gegen die ferromagnetische Instabilität. Im unteren Bildbereich sind die Grundzustände für die Winkel  $\theta = 60^\circ$ ,  $\theta = 90^\circ$  und  $\theta = 180^\circ$  abgebildet. Für  $\theta = 90^\circ$  ist der Grundzustand entartet. Die beiden Fälle  $M_x = 1$  und  $M_x = -1$  für  $x \rightarrow \infty$  liefern bei  $\theta = 90^\circ$  die gleiche freie Energie.

## 5. Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung

### 5.1. Auswirkungen der Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung auf den Grundzustand

In den vorherigen Abschnitten habe ich ausschließlich die Stärke der Anisotropie und die Austauschwechselwirkung zwischen den Magnetisierungen als Kräfte, die auf das System wirken, betrachtet. In diesem Abschnitt werde ich die Auswirkungen einer weiteren Wechselwirkung auf das System erläutern. Zu den beiden bestehenden Wechselwirkungen wird die Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung (DMI, engl. Dzyaloshinskii-Moriya Interaction) ergänzt [10] [11]. Der freien Energie wird der Term

$$\epsilon_{\text{DMI}} = D \left( M_x \frac{\partial M_z}{\partial x} - M_z \frac{\partial M_x}{\partial z} + M_y \frac{\partial M_z}{\partial y} - M_z \frac{\partial M_y}{\partial y} \right) \quad (5.1)$$

hinzugefügt[12], wobei D die Stärke der DMI Terms beschreibt. Da der Nanodraht eindimensional und in x-Richtung ausgerichtet ist, gilt  $M_y \frac{\partial M_z}{\partial y} - M_z \frac{\partial M_y}{\partial y} = 0$ . Daher ist die freie Energie des Nanodraht mit zusätzlichem DMI Term gegeben durch

$$F[\mathbf{M}] = \int_0^\infty \left[ \frac{J}{2} (\partial_x \mathbf{M})^2 + \lambda \Pi(|M_x|) + D \left( M_x \frac{\partial M_z}{\partial x} - M_z \frac{\partial M_x}{\partial z} \right) \right] dx . \quad (5.2)$$

Um die Auswirkung der DMI auf das System zu verstehen, ist es sinnvoll, alle Magnetisierungen durch den Winkel  $\theta$ , wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, zu parametrisieren.

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ 0 \\ \sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Durch diese Parametrisierung lässt sich der DMI Term der freien Energie (5.2) durch den Winkel  $\theta$  ausdrücken.

$$F[\mathbf{M}] = \int_0^\infty \left[ \frac{J}{2} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \lambda \Pi(|M_x|) + D \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \right] dx \quad (5.4)$$

Das System wird, wie schon genannt, den Zustand mit der minimalen freien Energie einnehmen. Für den Wechselwirkungsterm und den Anisotropie Term sind alle Aussagen aus Abschnitt 2.1 weiterhin zutreffend. Den neuen Einfluss bildet folglich nur der DMI Term. Dieser ist proportional zur Änderung des Winkels  $\theta$ . Die Änderung

## 5. Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung

von  $\theta$  ist negativ, sofern  $\theta$  in x-Richtung abnimmt. Deshalb bewirkt der DMI Term für  $D > 0$  eine Möglichst große Änderung von  $\theta$  in negative Richtung.

DMI folgt aus der Spin-Bahn-Kopplung von Elektronen. Diese Wechselwirkung ist sehr klein im Vergleich zur Austauschwechselwirkung und Anisotropie. Daher sind die Auswirkungen von DMI auf den Grundzustand des Systems nur gering. Für  $D > 0$  begünstigt der DMI Term eine schnelle Abnahme des Winkels  $\theta$  entlang der x-Achse. Deshalb richten sich die Magnetisierungen früher im Draht parallel zur x-Achse aus als beim Zustand ohne DMI. Der Gradient verläuft steiler. Für  $D < 0$  wird eine Zunahme des Winkels  $\theta$  begünstigt, weshalb sich die Magnetisierungen später im Draht parallel zur x-Achse ausrichten. Der Gradient verläuft flacher.

Um den Unterschied der Grundzustände mit DMI mit dem Grundzustand ohne DMI zu vergleichen, betrachte ich die Differenz zwischen den beiden Grundzuständen.

$$\Delta \mathbf{M}_i = \mathbf{M}_{(\text{ohneDMI})_i} - \mathbf{M}_{(\text{mitDMI})_i} \quad (5.5)$$

Da die y-Komponenten der Magnetisierungen Null sind und die Länge der Magnetisierungen konstant 1 ist, genügt es, den Unterschied der x-Komponenten zu betrachten. Zu erwarten ist, dass die Änderung zuerst Null ist, da  $\mathbf{M}_0$  in beiden Fällen fixiert ist. Im nachfolgenden Verlauf entlang der x-Achse sollte der Unterschied in den x-Komponenten zunehmen. Für die Zustände mit  $D > 0$  ist der Gradient steiler als der des Zustandes ohne DMI. Daher ist die Differenz negativ. Für die Zustände mit  $D < 0$  ist der Gradient flacher als der des Zustandes ohne DMI. Daher ist die Differenz für diese Fälle positiv. Sowohl bei den Zuständen mit DMI als auch bei dem Zustand ohne DMI richten sich die Magnetisierungen für größere  $x$  parallel zu x-Achse aus. Daher geht die Differenz gegen Null für  $x \rightarrow \infty$ . Aus diesem Grund hat die Differenz ein Minimum (für die Fälle  $D > 0$ ) bzw. ein Maximum (für die Fälle  $D < 0$ ), nach welchem der Unterschied der x-Komponenten des Zustandes mit DMI und des Zustandes ohne DMI wieder abnimmt. Je größer der Betrag des Vorfaktors  $D$  ist, desto stärker weicht der Zustand mit DMI vom Zustand ohne DMI ab. Aus diesem Grund nimmt der Betrag des Differenzextremums zu.

Mithilfe der Simulation habe ich für verschiedene Werte  $D$  den Grundzustand des Systems bestimmt. Die Differenz der x-Komponenten dieser Grundzustände mit dem Grundzustand ohne DMI habe ich in Abbildung (5.1) dargestellt. Zu beobachten ist, dass der Betrag der Differenz mit steigender Stärke des DMI Terms zunimmt, bis er ein Maximum erreicht und danach wieder abnimmt und gegen Null geht. Auffällig ist jedoch, dass die Differenz nicht wie erwartet bei Null beginnt. Grund hierfür ist, dass in der Simulation  $\mathbf{M}_0$  durch ein starkes Magnetfeld fixiert wird, weshalb leichte Bewegungen von  $\mathbf{M}_0$  nicht ausgeschlossen werden können. Es wirken zusätzlich zum Magnetfeld die drei beschriebenen Wechselwirkungen (Austauschwechselwirkung, Ani-

### 5. Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung

sotropie und DMI) auf  $\mathbf{M}_0$ . Diese bewirken eine leichte Änderung der Orientierung von  $\mathbf{M}_0$ . Durch die verschiedenen Werte für  $D$  (Stärke des DMI Terms) ist die Orientierung von  $\mathbf{M}_0$  immer leicht verschieden, weshalb die Differenz nicht Null ist.

## 5. Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung

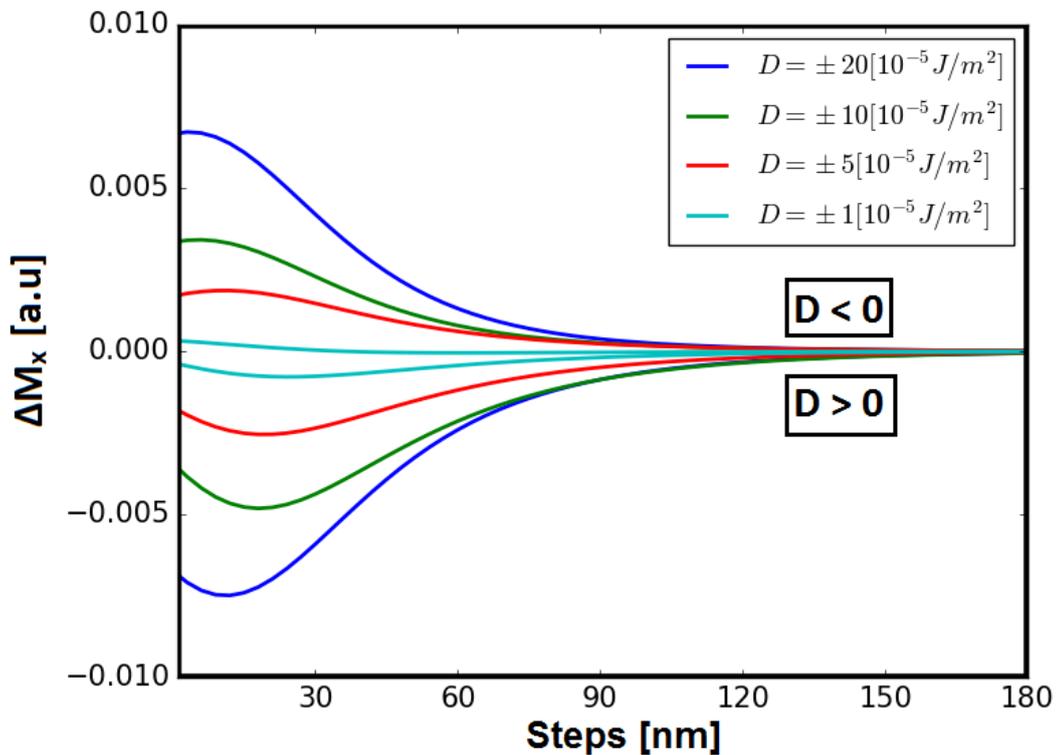


Abbildung 5.1.: Differenz zwischen x Komponente des relaxierten Zustandes ohne DMI und den x Komponenten von verschiedenen relaxierten Zustände mit DMI verschiedener Stärke. Die oberen vier Graphen sind die Differenzen für die DMI Terme mit  $D < 0$ . Für diese Grundzustände verläuft der Gradient flacher als für den Grundzustand ohne DMI, daher ist die Differenz positiv. Die unteren vier Graphen sind die Differenzen für die DMI Terme mit  $D > 0$ . Für diese Grundzustände verläuft der Gradient steiler als für den Grundzustand ohne DMI, daher ist die Differenz negativ.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit habe ich das Modell eines eindimensionalen ferromagnetischen Nanodrahtes betrachtet. Von besonderem Interesse war hierbei das Verhalten seiner Magnetisierungen unter Stromfluss. Für elektrische Ströme die größer sind als ein bestimmter kritischer Strom werden im Draht magnetische Domänenwände erzeugt. Die Beschreibung des Zusammenhanges zwischen dem kritischen Strom und dem Winkel  $\theta$ , welchen die Magnetisierung  $\mathbf{M}_0$  (Magnetisierung an der Stelle  $x = 0$ ) und  $\hat{x}$  (Orientierung des Drahtes) einschließen, ist der Hauptbestandteil dieser Arbeit. Ich konnte eine symmetrische Verteilung des kritischen Stromes um sein Minimum bei  $\theta = 90^\circ$  herleiten, welche der Formel  $j_c(\theta) = \frac{e\gamma}{P\mu_B} \sqrt{2\lambda J} \frac{\sin^2(\theta)}{1-|\cos(\theta)|}$  genügt.

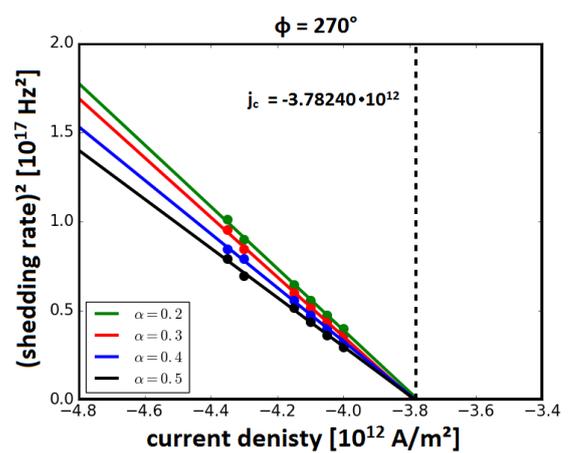
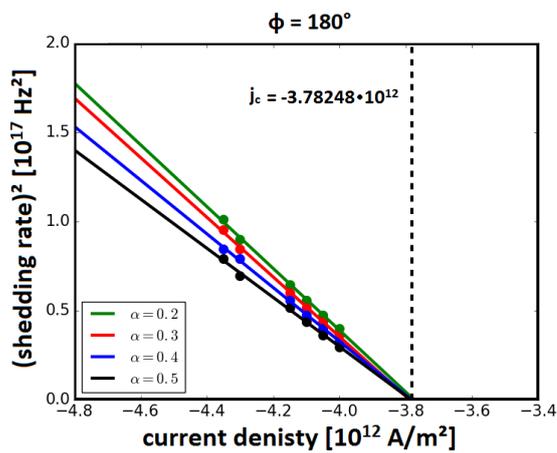
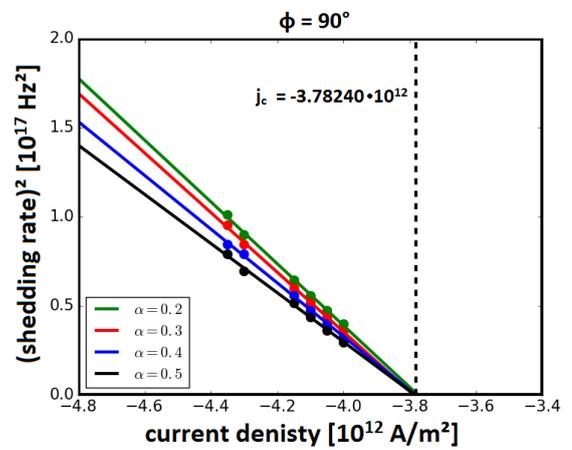
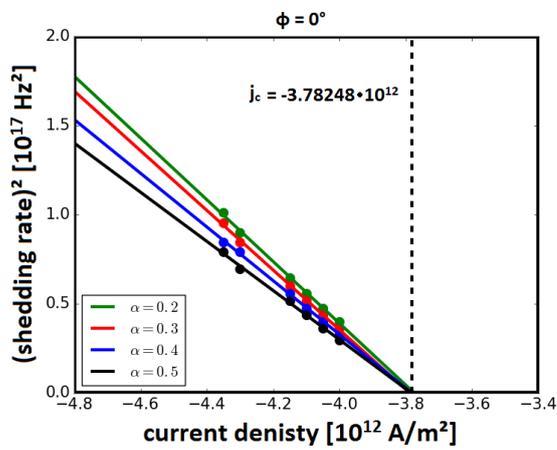
Mit einer numerischen Simulation habe ich das System für verschiedene Winkel  $\theta$  simuliert und die Ergebnisse mit der Theorie verglichen. Die analytischen und numerischen Betrachtungen führten zu gleichen Ergebnissen. Ich habe gezeigt, dass die kritische Stromstärke für  $\theta \rightarrow 0^\circ$  bzw.  $\theta \rightarrow 180^\circ$  in die ferromagnetische Instabilität übergeht, bei der keine stromgetriebene Erzeugung von Domänenwänden mehr möglich ist.

Einen weiteren Punkt, welchen ich in dieser Arbeit begonnen habe zu untersuchen, ist die Änderung des Grundzustandes unter Zunahme der Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung (DMI). Ich konnte zeigen, dass die DMI beeinflusst wie steil der Gradient nach der fixierten Magnetisierung  $\mathbf{M}_0$  verläuft. Hierbei spielt das Vorzeichen des Vorfaktors  $D$ , welcher die Stärke des DMI Terms angibt, eine entscheidende Rolle. Für  $D > 0$  richten sich die Magnetisierungen räumlich gesehen schneller und für  $D < 0$  räumlich gesehen langsamer in  $x$ -Richtung aus als beim Grundzustand ohne DMI. Den Einfluss von DMI auf den kritischen Strom konnte ich im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr untersuchen. Aufbauend auf den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen wäre dies ein nächster Schritt.

# A. Anhang

## A.1. Abbildungen

### A.1.1. Invarianz unter x-Rotation



## A. Anhang

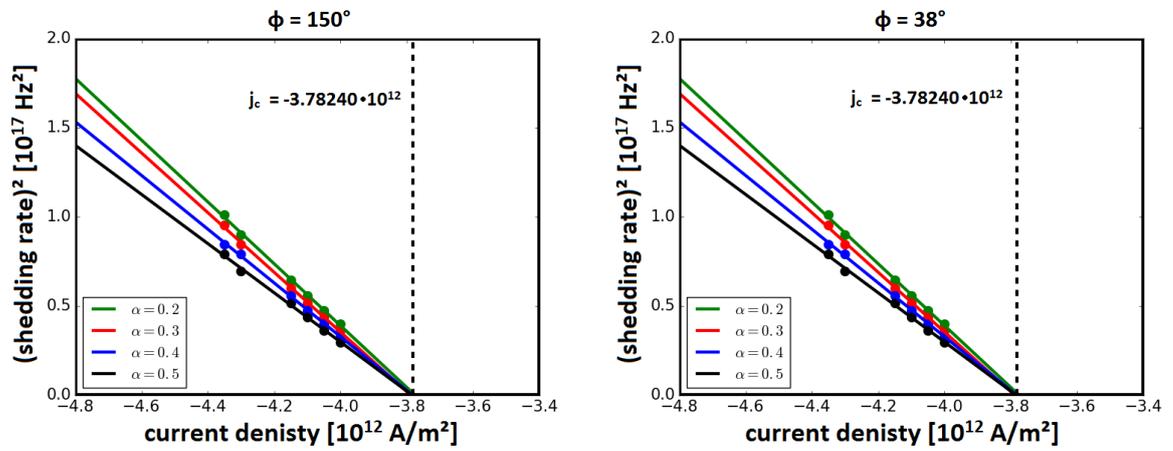
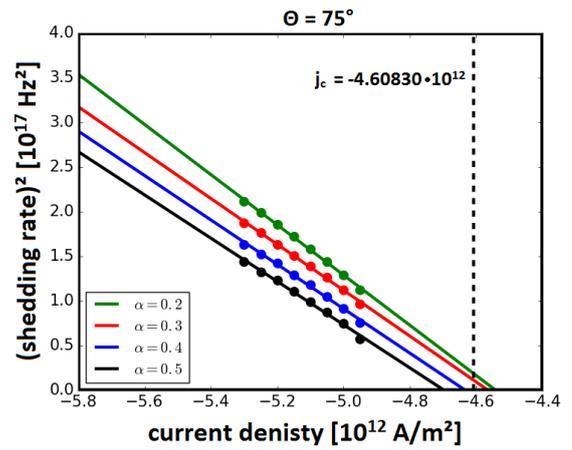
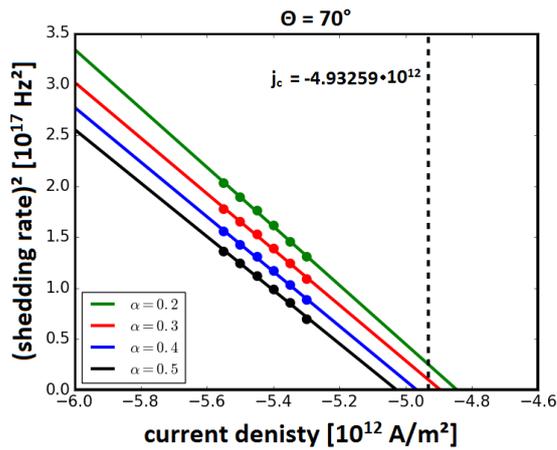
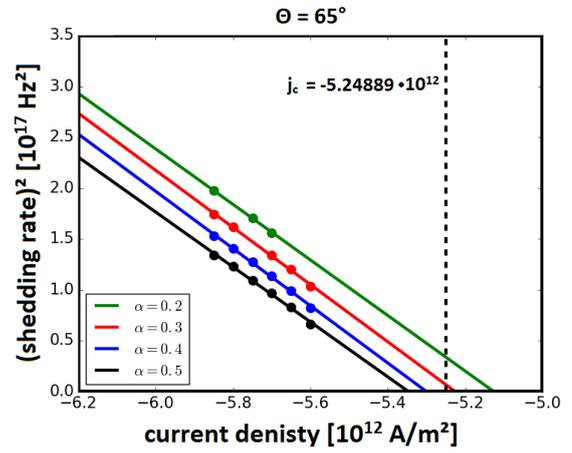
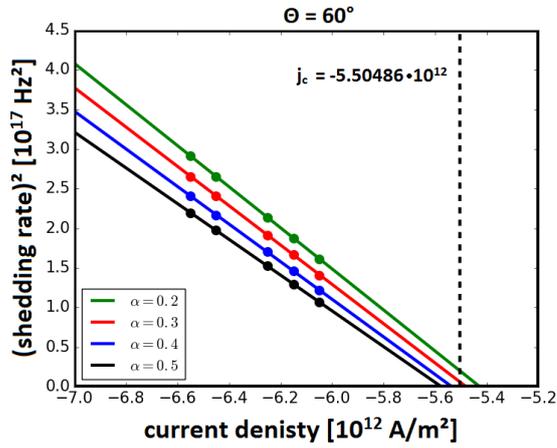


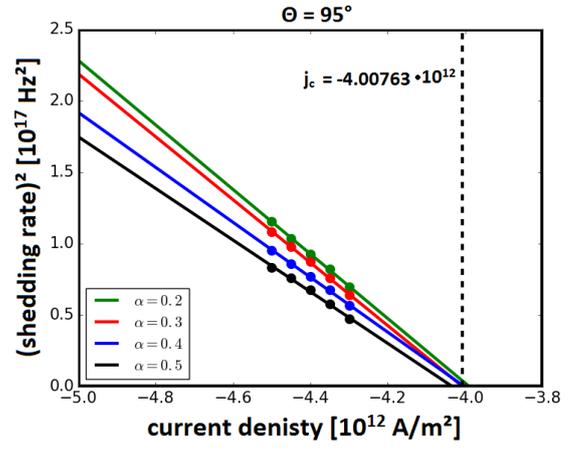
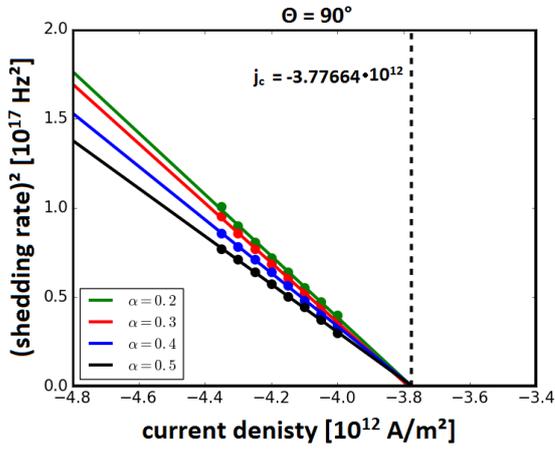
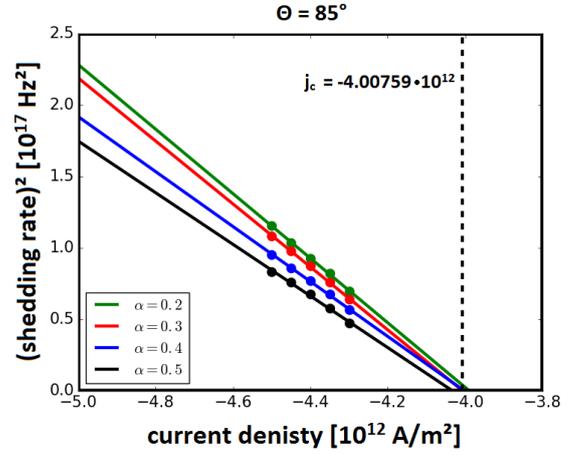
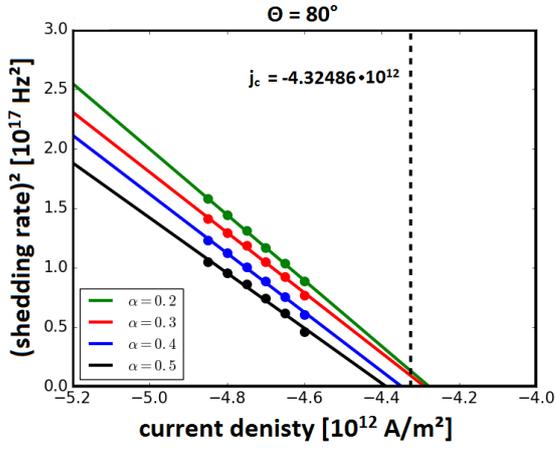
Abbildung A.1.: Quadrierte Frequenz der Erzeugung von Domänenwänden gegen Stromdichte für verschiedene Winkel  $\phi$  und verschiedene Dämpfungen  $\alpha$ . Anhand der gestrichelten Linie ist der aus den vier Fällen von  $\alpha$  gemittelte kritische Strom zu erkennen.

A. Anhang

A.1.2. Bestimmung des kritischen Stromes für verschiedene Winkel  $\theta$



A. Anhang



A. Anhang

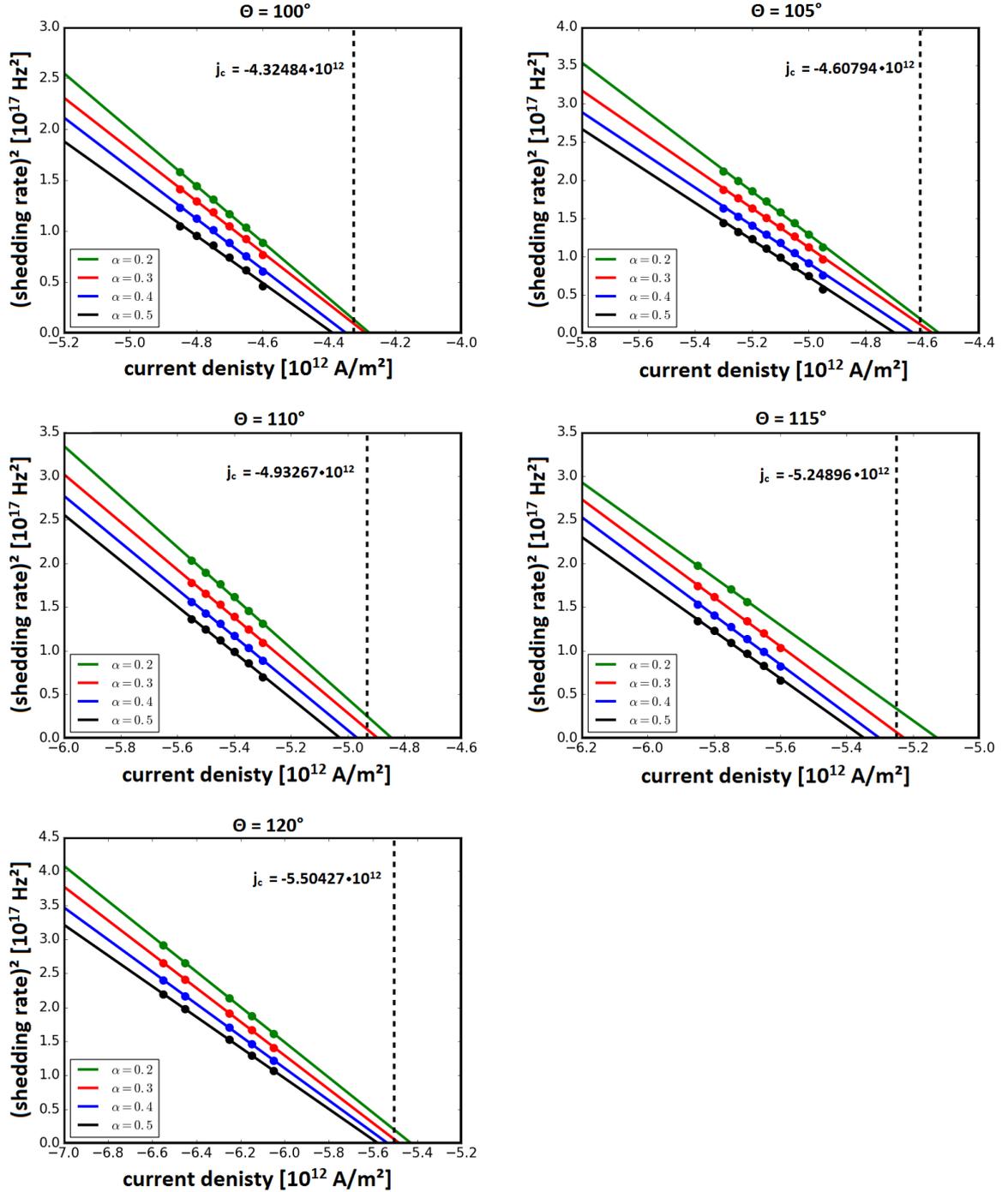


Abbildung A.2.: Quadrierte Frequenz der Erzeugung von Domänenwänden gegen Stromdichte für verschiedene Werte von  $\theta$  und verschiedene Dämpfungen  $\alpha$ . Der Schnittpunkt mit der x-Achse beschreibt den kritischen Strom für ein bestimmtes  $\alpha$ . Der aus den vier Werten für  $\alpha$  gemittelte kritische Strom ist durch die gestrichelte Linie dargestellt.

## A.2. Weiterführende Details zur Arbeit

### A.2.1. Simulationsparameter

Die Eigenschaften des Nanodrahtes in der Simulation werden durch bestimmte Parameter gesetzt. Die hier aufgelisteten Parameter habe ich für alle Simulationen verwendet.

Parameter	Wert	Einheit
Anzahl Magnetisierungen	1024	
Abstand zw. Magnetisierungen	3	nm
interne Wechselwirkung ( $J$ )	$1.3 \cdot 10^{-11}$	J/m
Sättigungsmagentiesierung ( $M_s$ )	$8 \cdot 10^5$	A/m
anisotrope Stärke ( $\lambda$ )	$1 \cdot 10^4$	J/m <sup>3</sup>
lokale Feldstärke	$1 \cdot 10^7$	A/m
Zeit bis Strommaximum	10	ns
Simulationszeit	500	ns

### A.2.2. Python Code

## A. Anhang

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""1D nanowire with pinned impurity site"""

# Written 2016 by Matthias Sitte <msitte@uni-mainz.de>
# Written 2016 by Karin-Everschor Sitte <kaeversc@uni-mainz.de>
# Modified 2017 by Nils Sommer <nsommer@students.uni-mainz.de>

# pylint: disable=invalid-name, line-too-long, undefined-variable,
# unused-wildcard-import, wildcard-import

from __future__ import absolute_import, print_function

import argparse
import array
import glob
import os
import sys

from magnum import *
from magnum.micromagnetics.stephandler.log_stephandler import LogStepHandler

import matplotlib.pyplot as plt
import numpy as np

#####
# Global simulation parameters #
#####

XNODES = 1024
YNODES = 1
ZNODES = 1

XSTEPsize = 3.0e-9
YSTEPsize = 3.0e-9
ZSTEPsize = 3.0e-9

EXCHANGE_COUPLING = 1.3e-11
SATURATION_MAGNETIZATION = 8.0e5
UNIAXIAL_ANISOTROPY_STRENGTH = 1.0e4
UNIAXIAL_ANISOTROPY_DIRECTION = (1.0, 0.0, 0.0)
FIELD_STRENGTH = 1.0e7
LOCAL_FIELD = (0.0, 0.0, FIELD_STRENGTH)
CURRENT_SPIN_POLARIZATION = 0.56

INITIAL_STATE_IMPURITY = (0.0, 0.0, 1.0)
INITIAL_STATE_NANOWIRE = (1.0, 0.0, 0.0)

CURRENT_RAMPTIME = 10.0e-9
SIMULATION_TIME = 500.0e-9

#####
# Simulation details #
#####
PINNING_FIELD = None

def changeLocalField(angle):
    """Change the direction of the local Field for the impurity state

    Args:
        angle (float): the angle between the local Field and the x axis
    """
```

## A. Anhang

```
global PINNING_FIELD
global LOCAL_FIELD
global INITIAL_STATE_IMPURITY

PINNING_FIELD = None
LOCAL_FIELD = (FIELD_STRENGTH*np.cos(angle),0.0,\
              FIELD_STRENGTH*np.sin(angle))
INITIAL_STATE_IMPURITY = (np.cos(angle),0.0, np.sin(angle))
return None

def pinning_field(mesh, time):
    """Defines the local pinning field for the impurity site.

    Args:
        mesh (Mesh): The mesh.
        time (float): The current simulation time.

    Returns:
        The pinning field.
    """
    global PINNING_FIELD
    if PINNING_FIELD is not None:
        return PINNING_FIELD

    vf = VectorField(mesh)
    vf.fill((0.0, 0.0, 0.0))
    vf.set(0, 0, 0, LOCAL_FIELD)

    PINNING_FIELD = vf
    return vf

def toBog(angle):
    """Transform angles from Degree to radian utils

    Args:
        angle(float): The angle in degree

    Returns:
        The angle in radian
    """
    return 2*np.pi*angle/360

def toDeg(angle):
    """Transform angles from radian to degree utils

    Args:
        angle (float): The angle in radian

    Returns:
        The angle in degree
    """
    return 360*angle/(2*np.pi)

def current_ramp_function(time, j0, j1, tau):
    """Defines a time-dependent current function that ramps the current from
    `j0` to `j1` in the time `tau` using a cosine function.

    Args:
        time (float): The current simulation time.
        j0 (float): The initial current strength before the ramp.
```

## A. Anhang

```
    j1 (float): The final current strength after the ramp.
    tau (float): The ramp time for the current.

Returns:
    """
    The time-dependent current as 3D vector.
    """
    if time < tau:
        jvec = (j0 + (j1-j0) * (1.0-np.cos(np.pi*(time/tau))) / 2.0, 0.0, 0.0)
    else:
        jvec = (j1, 0.0, 0.0)
    return jvec

def compute_relaxed_groundstate(alpha, angle, force_relax=False):
    """Compute the relaxed groundstate of the nanowire with pinned impurity
    site without applied electric current.

    Args:
        alpha (float): The Gilbert damping parameter.
        angle (float): The angle between the pinning field and the x axis
        force_relax (boolean): Flag whether to force the computation of the
            relaxed groundstate even if it has already been computed.

    Returns:
        """
        The file name and path for the relaxed groundstate.
        """
        # Define the file name and path for the relaxed groundstate.
        outfile = "nanowire_relaxed_len={0}_angle={1}_M.ovf".format(\
            XNODES, toDeg(angle))
        basename = os.path.splitext(os.path.abspath(outfile))[0]

        # Check if the relaxed magnetization has been computed in an earlier run.
        # If the output file exists, the calculation is not redone *unless* the
        # user uses the "--force-relax" flag.
        if os.path.exists(outfile) and not force_relax:
            print('(II) Relaxed state already computed. Nothing to do here ...')
            return outfile

        # Create the mesh with open boundary conditions.
        mesh = RectangularMesh((XNODES, YNODES, ZNODES),
            (XSTEPsize, YSTEPsize, ZSTEPsize),
            periodic_bc=' ')

        # Create the material for the nanowire.
        material_nanowire = Material({
            'id': 'nanowire',
            'Ms': SATURATION_MAGNETIZATION,
            'A': EXCHANGE_COUPLING,
            'alpha': alpha,
            'axis1': UNIAXIAL_ANISOTROPY_DIRECTION,
            'k_uniaxial': UNIAXIAL_ANISOTROPY_STRENGTH
        })

        # Create simulation 'world'.
        body_nanowire = Cuboid((0, 0, 0), (XNODES, YNODES, ZNODES))
        nanowire = Body('nanowire', material_nanowire, body_nanowire)
        world = World(mesh, nanowire)

        # Create a solver to relax the magnetization taking into account exchange
        # interaction, anisotropy, and local pinning field.
        solver = create_solver(
            world, [ExchangeField, AnisotropyField, ExternalField], log=True)
```

## A. Anhang

```
# Apply Local magnetic field to impurity site.
solver.state.H_ext_fn = lambda time: pinning_field(mesh, time)

# Initialize the magnetic state.
solver.state.M.set(0, 0, 0, INITIAL_STATE_IMPURITY)
for i in range(1, XNODES):
    solver.state.M.set(i, 0, 0, INITIAL_STATE_NANOWIRE)

# Create a step handler which stores the magnetization every 1/100th of a
# nanosecond.
# NB: The step handler automatically creates the directory `workdir` if it
# does not exist. Existing files in the directory will be overwritten
# without notification.
workdir = basename + '.run'
solver.addStepHandler(
    OOMMFStorage(workdir, 'M', omf_format=OMF_FORMAT_BINARY_8),
    condition.EveryNthSecond(1.0e-11))

# Set up the log file.
# NB: `log` must be an open file object.
logfile = basename + '.log'
try:
    log = open(logfile, 'w')
except:
    print('(EE) Failed to open log file!')
    raise # throw again to let the caller know what happened

solver.addStepHandler(FileLog(log), condition.EveryNthStep(100))

# Relax state -- this will find the nearest (metastable) state with lowest
# energy (which is not necessarily the true ground state of the system).
solver.solve(condition.Relaxed(1))

# Finally write the relaxed magnetization profile to the OVF output file.
writeOMF(outfile, solver.state.M, format=OMF_FORMAT_BINARY_8)

# Close the log file.
log.close()

return outfile

def run_simulation(alpha, j0, j1, tau, time, angle, infile, force_sim=False):
    """Apply a current ramp from `j0` to `j1` with a sinusoidal function in
    ramp time `tau` .

    Args:
        alpha (float): The Gilbert damping parameter.
        j0 (float): The initial current strength.
        j1 (float): The target current strength.
        tau (float): The current ramp time.
        angle (float): The angle between the pinning field and the x axis
        infile (str): File name and path containing the initial state.
        force_rsim (boolean): Flag whether to force the run of the simulation
            even if it already ran before.

    Returns:
        The file name and path for the magnetization at the end of the
        simulation.
```

## A. Anhang

```
"""
# Define the file name and path for the magnetization at the end of the
# simulation.
outfile = "nanowire_shedding_len={0}_j0={1}_j1={2}_tau={3}_alpha={4}_angle\
={5}_M.ovf".format(XNODES, j0, j1, tau, alpha, toDeg(angle))
basename = os.path.splitext(os.path.abspath(outfile))[0]

# Check if the simulation has been run before. If the output file exists,
# the calculation is not redone *unless* the user uses the "--force-sim"
# flag.
if os.path.exists(outfile) and not force_sim:
    print('(II) Simulation already run. Nothing to do here ...')
    return outfile

# Create the mesh with open boundary conditions.
mesh = RectangularMesh((XNODES, YNODES, ZNODES),
                       (XSTEPsize, YSTEPsize, ZSTEPsize),
                       periodic_bc=' ')

# Create the material for the nanowire.
material_nanowire = Material({
    'id': 'nanowire',
    'Ms': SATURATION_MAGNETIZATION,
    'A': EXCHANGE_COUPLING,
    'alpha': alpha,
    'axis1': UNIAXIAL_ANISOTROPY_DIRECTION,
    'k_uniaxial': UNIAXIAL_ANISOTROPY_STRENGTH,
    'P': CURRENT_SPIN_POLARIZATION
})

# Create simulation 'world'.
body_nanowire = Cuboid((0, 0, 0), (XNODES, YNODES, ZNODES))
nanowire = Body('nanowire', material_nanowire, body_nanowire)
world = World(mesh, nanowire)

# Create a solver to relax the magnetization taking into account exchange
# interaction, anisotropy, and local pinning field.
solver = create_solver(
    world, [ExchangeField, AnisotropyField, ExternalField, SpinTorque,\
            AlternatingCurrent],
    log=True)

# Apply local magnetic field to impurity site.
solver.state.H_ext_fn = lambda time: pinning_field(mesh, time)

# Apply a time-dependent current.
solver.state.j_fn = lambda time: current_ramp_function(time, j0, j1, tau)

# Load the pre-computed magnetic state.
if not os.path.exists(infile):
    print("(EE) Can't find initial state: `{0}`".format(infile))
    sys.exit(1)
solver.state.M = readOMF(infile)

# Create a step handler which stores the magnetization every 1/10th of a
# nanosecond.
# NB: The step handler automatically creates the directory `workdir` if it
# does not exist. Existing files in the directory will be overwritten
# without notification.
workdir = basename + '.run'
solver.addStepHandler(
```

## A. Anhang

```
OOMMFStorage(workdir, 'M', omf_format=OMF_FORMAT_BINARY_8),
condition.EveryNthSecond(1.0e-10))

# Set up the log file.
# NB: `log` must be an open file object.
logfile = basename + '.log'
try:
    log = open(logfile, 'w')
except:
    print('(EE) Failed to open log file!')
    raise # throw again to let the caller know what happened

solver.addStepHandler(FileLog(log), condition.EveryNthStep(100))

# Run the actual simulation.
runtime = tau + time
solver.solve(condition.Time(runtime))

# Finally write the relaxed magnetization profile to the OVF output file.
writeOMF(outfile, solver.state.M, format=OMF_FORMAT_BINARY_8)

# Close the log file.
log.close()

return outfile

def dft_analysis(alpha, j0, j1, tau, angle):

    # Define the file name and path for the magnetization which should have
    # been created at the end of the simulation.
    outfile = "nanowire_shedding_len={0}_j0={1}_j1={2}_tau={3}_alpha={4}_angle\
    ={5}_M.ovf".format(XNODES, j0, j1, tau, alpha, toDeg(angle))
    basename = os.path.splitext(os.path.abspath(outfile))[0]
    workdir = basename + '.run'

    # Check if the simulation has been run before.
    if not os.path.exists(outfile):
        print("(EE) Can't find previous simulation!")
        sys.exit(1)

    # Load data files.
    tmp = []
    for ovf_file in sorted(glob.glob(os.path.join(workdir, '*.omf'))):
        tmp.append(read_ovf(ovf_file))

    if len(tmp) == 0:
        print('Could not find any data sets for Fourier analysis!')
        sys.exit(1)

    # Convert into Numpy array, removing first 100 nanoseconds due to current
    # ramp.
    data = np.array(tmp[100:])

    # Perform discrete Fourier transform in time.
    data = (data.T)[100]
    fft_data = np.fft.fft(data, norm='ortho')
    fft_freq = np.fft.fftfreq(len(data), 1.0e-10)

    # Shift Fourier transform and their frequencies to put the zero-frequency
    # component in the middle of the ``data_fft`` array.
    fft_data = np.fft.fftshift(fft_data)
```

## A. Anhang

```
fft_freq = np.fft.fftshift(fft_freq)

# Create spectral plots:
# * ``np.abs(fft_data)`` is the amplitude spectrum,
# * ``np.abs(fft_data)**2`` is the power spectrum, and
# * ``np.angle(fft_data)`` is the phase spectrum.
fft_amplitude_spec = np.abs(fft_data)
fft_power_spec = fft_amplitude_spec**2
fft_phase_spec = np.angle(fft_data)

fig = plt.figure()

ax1 = fig.add_subplot(3, 1, 1, adjustable='box')
img = ax1.plot(fft_freq, fft_amplitude_spec)
ax1.set_title('amplitude spectrum')

ax2 = fig.add_subplot(3, 1, 2, adjustable='box')
img = ax2.plot(fft_freq, fft_power_spec)
ax2.set_title('power spectrum')

ax3 = fig.add_subplot(3, 1, 3, adjustable='box')
img = ax3.plot(fft_freq, fft_phase_spec)
ax3.set_ylim(-np.pi, np.pi)
ax3.set_title('phase spectrum')

fig.tight_layout()

plt.savefig(basename + '.png', bbox_inches='tight', dpi=300)
plt.close()

# Find maximum mode in power spectrum and export the corresponding
# frequency.
max_mode = np.abs(fft_freq[np.argmax(fft_power_spec)])
if max_mode == 0:
    max_mode = np.abs(fft_freq[np.argmax(fft_power_spec\
                                        [:np.argmax(fft_power_spec)-1])])
with open(basename + '_maxmode.bin', 'wb') as outfile:
    float_array = array.array('d', [j1, max_mode])
    float_array.tofile(outfile)
with open(basename + '_maxmode.txt', 'w') as outfile:
    outfile.write("{0:.8g}\t{1:.8g}\t{2:.8g}\t{3:.8g}".format(\
        alpha, toDeg(angle), j1, max_mode))

def main(argv):
    """The main function.

    Args:
        argv (List[str]): The list of command-line arguments and options.

    Returns:
        The exit code.
    """
    # Set up custom parser for the command line arguments/flags left over by
    # Micromagnum.
    parser = argparse.ArgumentParser(description='nanowire with cylinder')

    # Add flags to overwrite previously computed results.
    parser.add_argument('--force-relax', action='store_true',
                        help='force computation of initial relaxed state')
    parser.add_argument('--force-sim', action='store_true',
                        help='force running the simulations')
```

## A. Anhang

```

# Parse command line arguments and options.
tmp = argv
argv = []
for entry in range(len(tmp)):
    if tmp[entry] in parser._option_string_actions:
        argv.append(tmp[entry] + '=' + tmp[entry+1])
        entry += 1
args = parser.parse_args(argv)
jIndex = 0

for angle in [60,65,70,75,80,85,90]:
    angle = toBog(angle)
    changeLocalField(angle)

#####
# STEP 0 -- compute the relaxed groundstate without current #
#####

# Compute initial groundstate without current. The precise value of
# `alpha` is not relevant (choosing small values will only result in
# longer simulation times).
relaxed_state = compute_relaxed_groundstate(
    alpha=0.25, angle=angle, force_relax=args.force_relax)

#####
# STEP N -- run the simulation in the presence of a current #
#####

for alpha in [0.5,0.3,0.2,0.4]:
    infile = relaxed_state
    j0 = 0
    #different values for the current
    #each angle needs different currents to get good results
    j1Values = [-6.05e12, -6.15e12, -6.25e12, -65e12,\
-5.5e12, -5.55e12, -5.6e12, -5.65e12,\
-5.2e12, -5.25e12, -5.3e12, -5.35e12,\
-5.1e12, -5.05e12, -5.0e12, -4.95e12,\
-4.5e12, -4.55e12, -4.6e12, -4.65e12,\
-4.15e12, -4.2e12, -4.45e12, -4.5e12,\
-4.0e12, -4.05e12, -4.3e12, -4.35e12]
    for j1 in j1Values[jIndex:jIndex+4]:
        # Run the simulation
        print("(II) Running simulation for alpha={0} ramping from " \
            "j0={1} to j1={2} ...".format(alpha, j0, j1))
        current_state = run_simulation(
            alpha=alpha, j0=j0, j1=j1, tau=CURRENT_RAMPTIME,
            time=SIMULATION_TIME, angle=angle, infile=infile,
            force_sim=args.force_sim)

        # Perform the Fourier analysis.
        print('(II) Performing Fourier analysis of simulation data to\
            find the frequency for domain wall shedding ...')
        dft_analysis(alpha=alpha, j0=j0, j1=j1, tau=CURRENT_RAMPTIME,\
            angle=angle)

    jIndex = jIndex+4

if __name__ == "__main__":
    sys.exit(main(sys.argv[1:]))

```

## B. Literaturverzeichnis

- [1] Gen Tatara and Hiroshi Kohno. Theory of Current-Driven Domain Wall Motion: Spin Transfer versus Momentum Transfer. *Phys. Rev. Lett.*, 92(8):086601, feb 2004.
- [2] Z. Li and S. Zhang. Domain-Wall Dynamics and Spin-Wave Excitations with Spin-Transfer Torques. *Phys. Rev. Lett.*, 92(20):207203, may 2004.
- [3] Benjamin Krüger, Daniela Pfannkuche, Markus Bolte, Guido Meier, and Ulrich Merkt. Current-driven domain-wall dynamics in curved ferromagnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 75:054421, Feb 2007.
- [4] Robert Wieser, Elena Y Vedmedenko, P Weinberger, and Roland Wiesendanger. Current-driven domain wall motion in cylindrical nanowires. *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, 82(14):1–7, 2010.
- [5] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin. Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register. *Science*, 320:209–211, Apr 2008.
- [6] Stuart S P Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. *Science (80-. )*, 320(5873):190–194, apr 2008.
- [7] R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, and G. Finocchio. A strategy for the design of skyrmion racetrack memories. *Sci. Rep.*, 4:6784, oct 2014.
- [8] Stuart Parkin and See-Hun Yang. Memory on the racetrack. *Nat. Nanotechnol.*, 10(3):195–198, 2015.
- [9] Matthias Sitte, Karin Everschor-Sitte, Thierry Valet, Davi R. Rodrigues, Jairo Sinova, and Ar. Abanov. Current-driven periodic domain wall creation in ferromagnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 94(6):064422, aug 2016.
- [10] I. Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4(4):241 – 255, 1958.
- [11] Tôru Moriya. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism. *Phys. Rev.*, 120(1):91–98, oct 1960.
- [12] Jeroen Mulkers, Bartel Van Waeyenberge, and Milorad V. Milošević. Effects of spatially engineered dzyaloshinskii-moriya interaction in ferromagnetic films. *Phys. Rev. B*, 95:144401, Apr 2017.

## C. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während der Anfertigung meiner Bachelorarbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gebührt Frau Dr. Karin Everschor-Sitte für die Anregung des Themas sowie für die umfassende Betreuung und Begleitung während dieses Zeitraumes. Ohne ihre fachliche Unterstützung wäre mir die Einarbeitung in die spezifische Thematik und Fragestellungen sowie die zeitgerechte Bearbeitung nicht möglich gewesen.

Mein weiterer Dank gilt Herrn Dr. Matthias Sitte für die Hilfsbereitschaft, wenn es Probleme mit der Simulationssoftware gab und die Hinweise für die Interpretation der Ergebnisdetails.

Der gesamten Inspire Arbeitsgruppe danke ich für die freundliche Aufnahme und für die Bereitstellung des Computers für das Ausführen der Simulation.

Schließlich bedanke ich mich bei Frau Dr. Karin Everschor-Sitte und Herrn Prof. Dr. Jairo Sinova für die Begutachtung meiner Bachelorarbeit.