
**Grundlegende Untersuchungen zu
Tunnelmagnetowiderstandselementen:
Schichtrauigkeit, Tunnelbarriere
und mikromagnetische Simulationen**

Diplomarbeit
vorgelegt von
Gerrit Eilers
aus
Westerstede

angefertigt am
**IV. Physikalischen Institut der
Georg-August-Universität**



Göttingen 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Mikromagnetische Dynamik	7
2.1	Das effektive magnetische Feld	7
2.1.1	Austauschenergie	8
2.1.2	Anisotropieenergie	10
2.1.3	Streifeldenergie	12
2.1.4	Zeeman-Energie	13
2.2	Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung	14
2.2.1	Zeitentwicklung des Spinoperators	14
2.2.2	Bezug zur klassischen Mechanik und Elektrodynamik	15
2.2.3	Einführung der Dämpfung	18
2.3	Mikromagnetische Simulation	19
3	Tunnelmagnetowiderstand	21
3.1	Tunneln durch eine Potentialbarriere	21
3.1.1	Modell nach Simmons	23
3.1.2	Modell nach Brinkman	24
3.2	Spinabhängiger Tunneleffekt	25
4	Experimentelles	29
4.1	Konzept und Aufbau der UHV-Anlage	29
4.1.1	Elektronenstrahlverdampfer	31
4.1.2	Schichtdickenbestimmung	32
4.1.3	Plasmaoxidation	33
4.1.4	Schattenmasken	35

4.1.5	Heiz- und kühlbarer Probenhalter	36
5	Ergebnisse	39
5.1	AFM-Untersuchungen	39
5.1.1	Grundlagen des Wachstums dünner Metallfilme	39
5.1.2	Messungen an Kupferschichten	42
5.1.3	Messungen an Aluminiumschichten	46
5.2	Tunnelemente	49
5.3	Simulationsergebnisse	53
5.3.1	Diskretisierungsfehler	53
5.3.2	Domänenstrukturen	56
5.3.3	Remagnetisierungsprozesse	58
6	Zusammenfassung und Ausblick	65
	Literatur	69

Kapitel 1

Einleitung

In der modernen Halbleitertechnologie gibt es zwei Entwicklungen, die seit langem ungebrochen sind. Zum Einen werden die Strukturen der Halbleiterbauelemente immer kleiner - der Übergang zur Nanoelektronik ist längst vollzogen -, zum Anderen werden die Schaltfrequenzen immer größer.

Bei den Computerspeichern befindet sich das MRAM¹ als nichtflüchtiger Nachfolger des DRAM in der Entwicklung. Eine MRAM-Zelle besteht aus zwei ferromagnetischen Schichten, die durch eine dünne isolierende Barriere getrennt sind. Diese Barriere kann von Elektronen durchtunnelt werden. Der Tunnelwiderstand dieses als MTJ² bezeichneten Elements ist von der relativen Ausrichtung der Magnetisierungen der beiden Ferromagneten abhängig. Diese Widerstandsänderung kann zur Informationsspeicherung genutzt werden. Um jedoch am Markt erfolgreich sein zu können, muss das MRAM den oben beschriebenen Entwicklungen folgen, also mindestens so schnell sein wie herkömmliche Speichertechniken und möglichst höhere Speicherdichten realisieren.

Der Widerstand einer MRAM-Zelle ist umgekehrt proportional zu ihrer Fläche. Um trotz starker Miniaturisierung ein ausreichend großes Lesesignal zu erhalten, darf der Widerstand einer Zelle nicht zu groß werden. Die Forderung nach einem schnellen Auslesen einer Speicherzelle erzwingt es, die Zeitkonstante bestehend aus dem Widerstand der Barriere und deren Kapazität niedrig zu halten. Beides lässt sich nur mit ultradünnen Barrieren erfüllen.

Neben dem Lesen muss auch das Schreiben von Information in eine Speicherzelle möglichst schnell erfolgen können. Dabei ist das Umschalten der Magnetisierung einer der beiden ferromagnetischen Schichten in der MRAM-Zelle der wichtigste Prozess. Um diesen Prozess optimieren zu können, ist es nötig die Dynamik dieses Prozesses genau zu verstehen.

¹engl. Magnetic Random Access Memory, MRAM

²engl. Magnetic Tunneling Junction, MTJ

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Ultrahochvakuum-Aufdampfanlage aufgebaut, mit der MTJs mit ultradünnen Barrieren aus Al_2O_3 hergestellt werden sollen. Die Funktion dieser Anlage und die Mechanismen bei der Präparation der ultradünnen Barrieren sind in Kapitel 4 detailliert dargestellt.

An den so hergestellten Proben soll der Umschaltprozess mit optischen Pump-Probe-Experimenten untersucht werden. Hierbei ist speziell das „current induced switching“ mittels ultrakurzer Strompulse, welche mit Hilfe optischer Schalter erzeugt werden können, von Interesse. Die Geschwindigkeit, mit der eine MRAM-Zelle in den entgegengesetzten stabilen Zustand geschaltet werden kann, ist stark vom Abklingverhalten der durch den Umschaltvorgang erzeugten elementaren magnetischen Anregungen abhängig. Daher ist ein Verständnis der dabei ablaufenden Dämpfungsprozesse wichtig. Eine gute Ergänzung zum Experiment stellt in diesem Zusammenhang die numerische Simulation dar. Unter Verwendung der Simulationssoftware oommf [9] wurde im Rahmen dieser Arbeit das Dämpfungsverhalten solcher Anregungen in Abhängigkeit von der Strukturgröße untersucht. Darüber hinaus war die Skalierbarkeit solcher Simulationsergebnisse auf verschiedene Strukturgrößen von besonderem Interesse.

Die Ergebnisse der Simulationen werden in Kapitel 5.3 vorgestellt. Zuvor werden im Anschluss an die Beschreibung der Aufdampfanlage Messungen zur Charakterisierung erster Schichten (Kapitel 5.1) und erster Tunnelemente (Kapitel 5.2) gezeigt. Die Arbeit beginnt mit einer Einführung in die theoretischen Grundlagen von mikromagnetischer Simulation in Kapitel 2, sowie vom Tunneleffekt und dem spinabhängigen Tunneln in Kapitel 3. In Kapitel 6 erfolgt eine Zusammenfassung mit einem kurzen Ausblick.

Kapitel 2

Mikromagnetische Dynamik

Ein Ferromagnet zeichnet sich dadurch aus, dass die einzelnen magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind. Die Ursache hierfür liegt in einer Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Momenten, die einen Energiegewinn für parallele Ausrichtung erbringt. In räumlich begrenzten ferromagnetischen Festkörpern spielen weitere Energiebeiträge eine Rolle, so führt zum Beispiel die Streufeldminimierung zur Ausbildung von Domänen, in denen die Austauschwechselwirkung lokal wieder zu paralleler Ausrichtung führt. In diesem Kapitel soll ein Weg aufgezeigt werden, die Ausrichtung der magnetischen Momente zu bestimmen. Hierzu wird zunächst ein effektives lokales Feld eingeführt, welches dann im zweiten Teilkapitel in der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung verwendet wird, um dynamische Prozesse zu beschreiben.

Der zu Grunde liegende Ansatz wurde um 1960 von Brown [6] durch eine quasiklassische Beschreibung der Magnetisierung als kontinuierliche Funktion eingeführt. Befindet sich ein ferromagnetisches System im Gleichgewicht, so ist die lokale Magnetisierung $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r})$ überall parallel zu einem ortsabhängigen effektiven Feld \mathbf{H}_{eff}

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} = 0. \tag{2.1}$$

Dies ist bereits ein Spezialfall der in 2.2 näher beschriebenen Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung.

2.1 Das effektive magnetische Feld

Das effektive Magnetfeld ist die Summe aller beitragenden Komponenten:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{aus} + \mathbf{H}_{ani} + \mathbf{H}_{ent} + \mathbf{H}_{ext}. \tag{2.2}$$

Im Einzelnen sind dies das Austauschfeld \mathbf{H}_{aus} , das Anisotropiefeld \mathbf{H}_{ani} , das Streufeld \mathbf{H}_{ent} und das von außen angelegte Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} . Die ersten beiden werden hier nur formal als Felder behandelt, sie ergeben sich als Gradient ihrer freien Energiedichte e nach der Magnetisierung.

$$\mathbf{H}_{aus} = -\frac{\partial e_{aus}}{\partial \mathbf{M}}, \quad \mathbf{H}_{ani} = -\frac{\partial e_{ani}}{\partial \mathbf{M}}. \quad (2.3)$$

Jedem dieser Felder kann eine Energie zugeordnet werden, deren Summe ergibt die totale freie Energie E_{tot} . Die Teilenergien werden alle im folgenden detailliert beschrieben.

2.1.1 Austauschenergie

Die Austauschwechselwirkung ist eine rein quantenmechanische Wechselwirkung und kann klassisch nicht beschrieben werden. Ihre physikalische Ursache ist im Pauli-Prinzip zu suchen, welches besagt, dass zwei Fermionen nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen dürfen. Für zwei Atome mit Spin \mathbf{S}_i und \mathbf{S}_j folgt daraus eine Energiedifferenz zwischen paralleler und antiparalleler Spinstellung. 1923 wurde von Dirac gezeigt [25], dass dies für lokalisierte Elektronen durch einen Term der Form

$$-\sum_{i<j}^N J_{ij} \left[\frac{1}{2} + \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \right] \quad (2.4)$$

in den Hamiltonoperator eingeführt werden kann. Dies führt dazu, dass die Austauschenergie durch eine Spin-Spin Wechselwirkung im sogenannten Heisenberg-Hamilton Operator mit den vektoriiellen Spinoperatoren \mathbf{S}_i und \mathbf{S}_j beschrieben werden kann

$$\mathcal{H}_{Heis} = -2 \sum_{i<j}^N J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j. \quad (2.5)$$

J_{ij} stellt das Austauschintegral mit den ortsabhängigen Wellenfunktionen dar. Hieraus wird deutlich, dass für positives J_{ij} die Energie für ferromagnetische Kopplung minimiert wird, und dass ein negatives J_{ij} die antiferromagnetische Kopplung begünstigt. Die Austauschenergie ist kurzreichweitig, da nur benachbarte Atome mit ihren Wellenfunktionen weit genug überlappen, um einen relevanten Beitrag zu \mathcal{H}_{Heis} liefern zu können. Deshalb ist es möglich, die Summation in 2.5 auf nächste Nachbarn zu beschränken. Für konkrete Rechnungen ist die Summation über diskrete Spins wenig zweckmäßig, weswegen zu einer klassischen Beschreibung der Wechselwirkung übergegangen werden sollte. Hierzu müssen die

einzelnen Spins in eine kontinuierliche Magnetisierung überführt werden, die kein quantenmechanischer Drehimpuls mehr ist, sondern ein klassischer Vektor mit beliebiger Richtung. Für identische Atome mit betragsgleichen (klassischen) Spins, die einen Winkel ϕ_{ij} einschließen, ist die Austauschenergie

$$E_{aus} = -2JS^2 \sum_{i<j} \cos \phi_{ij}. \quad (2.6)$$

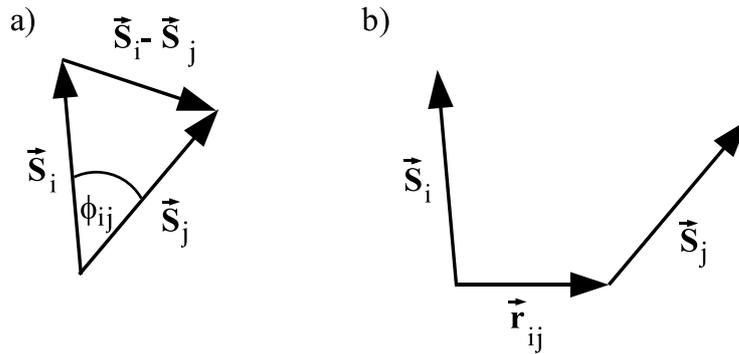


Abbildung 2.1: Zwei um den Winkel ϕ_{ij} verdrehte Spins (a) im Gitterabstand \vec{r}_{ij} (b)

Die Anwendung des Cosinussatzes

$$\cos \phi_{ij} = \frac{2S^2 - |\mathbf{S}_j - \mathbf{S}_i|^2}{2S^2} \quad (2.7)$$

auf \mathbf{S}_i und \mathbf{S}_j und anschließendes Einsetzen in Gleichung 2.6 führt zu der Austauschenergie

$$E_{aus} = -2JS^2 \sum_{i<j} \left(1 - \frac{1}{2S^2} |\mathbf{S}_j - \mathbf{S}_i|^2 \right). \quad (2.8)$$

Die Austauschenergie enthält also zwei Summanden, von denen der erste der Energie für vollständig parallele Spins entspricht. Dieser Anteil kann bei einer Neueichung weggelassen werden, was zu

$$E_{aus} = -JS^2 \sum_{i<j} \left(\frac{1}{S^2} |\mathbf{S}_j - \mathbf{S}_i|^2 \right) \quad (2.9)$$

führt. Für eine kontinuierliche Variable \mathbf{M} , die nicht nur auf den Gitterplätzen definiert ist, liefert eine Taylorentwicklung in erster Ordnung

$$\frac{1}{S^2} |\mathbf{S}_j - \mathbf{S}_i|^2 = \frac{1}{M_s^2} |(\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla) \mathbf{M}|^2. \quad (2.10)$$

\mathbf{r}_{ij} bezeichnet den Ortsvektor von Gitterplatz i nach Gitterplatz j . Einsetzen in Gleichung 2.9 liefert

$$E_{aus} = JS^2 \sum_{i < j} \sum_{\mathbf{r}_{ij}} \frac{1}{M_s^2} |(\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla) \mathbf{M}|^2. \quad (2.11)$$

Die erste Summe kann für die kontinuierliche Magnetisierung in ein Volumenintegral überführt werden. Das Ergebnis der zweiten Summe hängt zum einen vom Betrag von \mathbf{r}_{ij} , also der Gitterkonstanten a , und zum anderen von der Anzahl der nächsten Nachbarn ab. Dies wird durch die vom Gittertyp abhängige Konstante c ausgedrückt:

$$E_{aus} = c \frac{JS^2}{a} \int_V \frac{1}{M_s^2} (\nabla \mathbf{M})^2 dV. \quad (2.12)$$

Die Austauschenergie ist also abhängig von einer Austauschkonstanten $A = c \frac{JS^2}{a}$ und der normierten Magnetisierung $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, wobei M_s die Sättigungsmagnetisierung ist:

$$E_{aus} = A \int_V (\nabla \mathbf{m})^2 dV. \quad (2.13)$$

Das Austauschfeld ergibt sich dann zu:

$$\mathbf{H}_{aus} = -\frac{\partial e_{aus}}{\partial \mathbf{M}} = -\frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 \mathbf{M}. \quad (2.14)$$

2.1.2 Anisotropieenergie

Jeder magnetische Festkörper besitzt Vorzugsrichtungen für seine Magnetisierung. Die Magnetisierung richtet sich bevorzugt in diesen sogenannten leichten Richtungen aus, um die freie Enthalpie zu minimieren. Es gibt vielfältige Ursachen für dieses Verhalten, die zu unterschiedlichen Formen der magnetischen Anisotropie führen.

Magnetokristalline Anisotropie hat ihre Ursache in der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die magnetischen Momente koppeln mit den Drehimpulsen der Gitteratome und spiegeln so die Anisotropie des Kristallgitters wieder. So sind zum Beispiel beim Eisen in bcc-Struktur die Würfelkanten die leichten Richtungen der Magnetisierung. Es wird zwischen uniaxialer und kubischer Kristallanisotropie unterschieden. Die Energiedichte der kubischen Anisotropie ist gegeben durch

$$e_{Kc} = K_{c1} (m_1^2 m_2^2 + m_1^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2) + K_{c2} m_1^2 m_2^2 m_3^2, \quad (2.15)$$

wobei m_i die Magnetisierungskomponenten entlang der Würfelachsen sind. Die Materialkonstante K_{c2} und Terme höherer Ordnung können meistens vernachlässigt werden. Die Konstante K_{c1} kann für unterschiedliche Materialien Werte von bis zu $\pm 10^4 J/m^3$ annehmen [14].

Für uniaxiale Kristallanisotropie von zum Beispiel hexagonalen Kristallgittern ist die Energiedichte gegeben als

$$e_{Ku} = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta, \quad (2.16)$$

mit dem Winkel θ zwischen der Anisotropieachse und der Magnetisierungsrichtung. Die Konstanten K_{u1} und K_{u2} sind materialspezifisch und temperaturabhängig, sie müssen deshalb im Experiment bestimmt werden. Uniaxiale Anisotropien können viel stärker sein als kubische und Werte von einigen $10^7 J/m^3$ erreichen [14].

Um die Anisotropieenergie zu erhalten, muss die jeweilige Energiedichte über das Volumen integriert werden:

$$E_{ani} = \int e \, dV. \quad (2.17)$$

Eine weitere Anisotropieform ist die 1954 von Néel eingeführte Oberflächenanisotropie [1]. Sie hat ihre wesentliche Ursache in der Symmetriebrechung an der Oberfläche oder einer Grenzfläche. Atome, die sich an der Oberfläche befinden, haben eine andere Koordinationszahl verglichen mit Atomen im Inneren des Festkörpers. Ihr Beitrag zur Anisotropieenergie ist

$$E_{ani} = \frac{1}{2} \frac{K_s}{M_s^2} \int_A (\mathbf{n} \cdot \mathbf{M})^2 dA. \quad (2.18)$$

K_s hat hier die Dimension J/m^2 , da über die Oberfläche integriert werden muss. Mögliche Werte für K_s liegen in der Größenordnung 10^{-3} bis $10^{-4} J/m^2$, dennoch kann die Oberflächenanisotropie bei sehr dünnen Schichten, wegen des großen Oberfläche-Volumen Verhältnisses, eine große Bedeutung erlangen.

Die Formanisotropie ergibt sich aus der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung als Folge der Streufeldminimierung. Sie ist bei dünnen Schichten und kleinen Strukturen von sehr großer Bedeutung, ihr Beitrag zur freien Energie wird daher im folgenden Kapitel zur Streufeldenergie gesondert betrachtet.

2.1.3 Streufeldenergie

Die Streufeldenergie ist die Energie des Feldes, das die magnetisierte Probe selbst aufbaut. Das Streufeld kostet Energie und wirkt einer einheitlichen Magnetisierung der Probe entgegen, weshalb es auch Entmagnetisierungsfeld genannt wird. Ausgehend von der Maxwell Gleichung $\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0$, mit der magnetischen Feldkonstante μ_0 , kann ein Streufeld definiert werden, das von der Divergenz der Magnetisierung \mathbf{M} erzeugt wird [14]:

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_{ent} = -\nabla \cdot (\mathbf{M}). \quad (2.19)$$

Die Quellen und Senken der Magnetisierung erzeugen also ein Streufeld, das im Probeninneren und im Außenraum gleichermaßen wirkt. Ähnlich wie in der Elektrostatik können die Quellen und Senken auch als magnetische Ladungen interpretiert werden, nur mit dem Unterschied, dass sie niemals allein vorkommen können. Das Feld ist dann rotationsfrei und kann wie in der Elektrostatik als Potentialfeld berechnet werden:

$$\nabla \times \mathbf{H}_{ent} = 0 \quad (2.20)$$

$$\mathbf{H}_{ent} = \nabla \phi_m. \quad (2.21)$$

Einsetzen in Gleichung 2.19 führt zu

$$\nabla^2 \phi_m = \nabla \cdot \mathbf{M}, \quad (2.22)$$

wobei $\nabla \cdot \mathbf{M}$ eine magnetische Volumenladungsdichte ρ_m definiert. Gleichung 2.22 entspricht mathematisch der Poissonschen Potentialgleichung, deren Lösung bekannt ist:

$$\phi_m(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\rho_m}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (2.23)$$

Im Außenraum der Probe ist die Magnetisierung $\mathbf{M} = 0$; es sind keine magnetischen Ladungen vorhanden, daher gilt für das Potential außerhalb des Ferromagneten

$$\nabla^2 \phi_{m,out} = 0. \quad (2.24)$$

Verläuft der Magnetisierungsvektor nicht parallel zu einer Oberfläche, so entstehen Oberflächenladungen, die analog zu den Volumenladungen zum Potential ϕ_m beitragen. Die nützlichste Form für das magnetische Potential ist daher [25]

$$\phi_m(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r' + \frac{1}{4\pi} \int_A \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^2r' \quad (2.25)$$

und mit $\mathbf{H}_{ent}(\mathbf{r}) = -\nabla_r \phi_m(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{ent}(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{4\pi} \int_V \nabla' \mathbf{M}(\mathbf{r}') \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3 r' \\ &\quad + \frac{1}{4\pi} \int_A \mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{n} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^2 r'. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Eine weitere Integration liefert schließlich die Streufeldenergie

$$\begin{aligned} E_{ent} &= -\frac{\mu_0}{8\pi} \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \left[\int_V \nabla' \mathbf{M}(\mathbf{r}') \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3 r' \right. \\ &\quad \left. - \int_A \mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{n} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^2 r' \right] d^3 r. \end{aligned} \quad (2.27)$$

2.1.4 Zeeman-Energie

Die Zeemanenergie ist die Wechselwirkungsenergie des Magnetisierungsfeldes mit dem äußeren Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} . Sie begünstigt parallel zum Feld gerichtete Magnetisierungsvektoren und ist gegeben durch

$$E_{Zee} = -\mu_0 \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{ext}(\mathbf{r}) d^3 r \quad (2.28)$$

2.2 Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

Es wird sich in einem Ferromagneten immer der Zustand der geringsten freien Energie einstellen. In diesem Grundzustand herrscht Kräfte- und Momentgleichgewicht, es gilt $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} = 0$. Ist aber die Dynamik eines Systems außerhalb des Grundzustandes von Interesse, dann werden Bewegungsgleichungen benötigt. Eine solche Bewegungsgleichung für die Magnetisierung ist die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung; sie soll im folgenden Kapitel erörtert werden. Dazu werden wir zunächst ein freies Elektron im Magnetfeld betrachten, um dann über den Bezug zur klassischen Mechanik zu einer Bewegungsgleichung für die Magnetisierung zu gelangen.

2.2.1 Zeitentwicklung des Spinoperators

Wir betrachten zunächst ein einzelnes Elektron im äußeren Magnetfeld und die Bewegungsgleichung für einen einzelnen Spin. Die Zeitentwicklung einer Observablen ist durch ihren Kommutator mit dem Hamiltonoperator gegeben:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle_t = \langle [\mathbf{S}, \mathcal{H}(t)] \rangle. \quad (2.29)$$

In unserem Fall besteht der Hamiltonoperator nur aus einem Zeemanterm

$$\mathcal{H}(t) = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{S} \cdot \mathbf{B}(t), \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}. \quad (2.30)$$

Als Beispiel wird die x-Komponente betrachtet:

$$\begin{aligned} [S_x, \mathcal{H}(t)] &= -\frac{g\mu_B}{\hbar} [S_x, S_x B_x(t) + S_y B_y(t) + S_z B_z(t)] \\ &= -\frac{g\mu_B}{\hbar} (B_y(t) [S_x, S_y] + B_z(t) [S_x, S_z]). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Mit Hilfe der Kommutatorregeln für Drehimpulsoperatoren

$$\begin{aligned} [s_x(t), s_y(t)] &= i\hbar s_z(t) \\ [s_y(t), s_z(t)] &= i\hbar s_x(t) \\ [s_z(t), s_x(t)] &= i\hbar s_y(t) \end{aligned} \quad (2.32)$$

wird Gleichung 2.31 zu

$$[S_x, \mathcal{H}(t)] = -\frac{g\mu_B}{\hbar} i\hbar (B_y(t) S_z + B_z(t) S_y) \quad (2.33)$$

und schließlich zu

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle_t = \frac{g\mu_B}{\hbar} (\langle \mathbf{S} \rangle_t \times \mathbf{B}(t)). \quad (2.34)$$

2.2.2 Bezug zur klassischen Mechanik und Elektrodynamik

Wir betrachten nun die Beziehung des klassischen Drehimpulses zum magnetischen Moment. Dazu betrachten wir den Drehimpuls eines Elektrons der Masse m_e mit der Bahngeschwindigkeit \mathbf{v}

$$\mathbf{L} = m_e (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \quad (2.35)$$

und das Dipolmoment eines Kreisstromes im Magnetfeld. Die Stromstärke, die durch dieses Elektron hervorgerufen wird ist dann

$$i = \frac{q_e v}{2\pi r} = \frac{q_e}{2m_e A} L \quad (2.36)$$

mit der von der Kreisbahn eingeschlossenen Fläche A . Die Kraft, die das Magnetfeld \mathbf{B} auf ein Element $d\mathbf{l}$ des Kreisstromes ausübt, ist

$$d\mathbf{F} = i d\mathbf{l} \times \mathbf{B}. \quad (2.37)$$

Nach Integration ergibt sich ein auf den Kreisstrom mit der Drehachse \mathbf{n} wirkendes Drehmoment

$$\boldsymbol{\tau} = i\mathbf{A} \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{A} = A\mathbf{n}. \quad (2.38)$$

In Analogie zur Kraft auf einen magnetischen Dipol im Magnetfeld \mathbf{B} hat der Kreisstrom ein magnetisches Moment von

$$\boldsymbol{\mathcal{M}} = i\mathbf{A}. \quad (2.39)$$

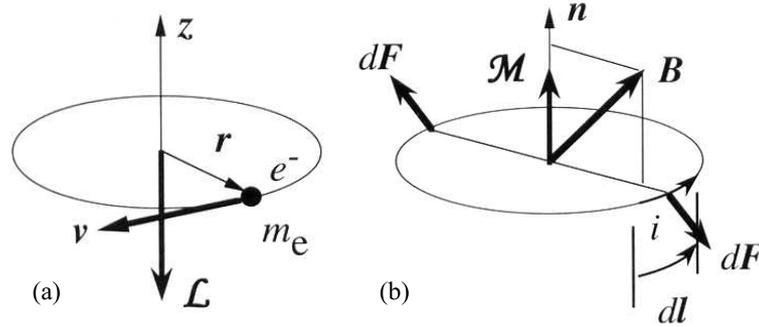


Abbildung 2.2: Bezug zwischen Drehimpuls und magnetischem Moment eines Kreisstromes

Da in Gleichung 2.36 sowohl die Elektronenladung q_e als auch die Elektronengeschwindigkeit v ein negatives Vorzeichen besitzen, ist i positiv. Damit folgt, dass das Dipolmoment der Stromschleife

$$\mathcal{M} = \frac{q_e}{2m_e} \mathbf{L} \quad (2.40)$$

antiparallel zum Drehimpuls ist. Für den Elektronenspin gilt analog hierzu

$$\mathcal{M} = \gamma \langle \mathbf{S} \rangle, \quad (2.41)$$

wobei für das gyromagnetische Verhältnis γ

$$\gamma = \frac{gq_e}{2m_e} = \frac{g\mu_B}{\hbar} < 0 \quad (2.42)$$

gilt [22]. Der hier eingehende Landé Faktor g ist für ein freies Elektron $g = 2,0023$. Wird Gleichung 2.41 in Gleichung 2.34 eingesetzt, so führt das zu:

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}(t) = \gamma (\mathcal{M}(t) \times \mathbf{B}(t)). \quad (2.43)$$

Wir definieren die Magnetisierung nun als Gesamtmoment pro Volumeneinheit

$$\mathbf{M} = \frac{\Sigma \mathcal{M}}{\text{Volumeneinheit}} \quad (2.44)$$

und erhalten schliesslich

$$\frac{d}{dt} \mathbf{M}(t) = \gamma [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)]. \quad (2.45)$$

Zur Vereinfachung wird noch ein γ_0 als

$$\gamma_0 = \mu_0 \frac{g |\mu_B|}{\hbar} = -\mu_0 \gamma \quad (2.46)$$

definiert, was zu

$$\frac{d}{dt} \mathbf{M}(t) = -\gamma_0 [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}(t)] \quad (2.47)$$

führt. Dies ist schon der erste Teil der Landau-Lifshitz Gleichung. Abgesehen von dem Vorfaktor entspricht dies der klassischen Relation zwischen Drehmoment und Drehimpuls. Unter der Annahme, dass das Magnetfeld zeitunabhängig ist, führt eine Multiplikation von Gleichung 2.47 mit \mathbf{M} oder \mathbf{H} zu

$$\frac{d}{dt} [\mathbf{M}(t)]^2 = 0, \quad \frac{d}{dt} [\mathbf{M}(t) \mathbf{H}(t)] = 0. \quad (2.48)$$

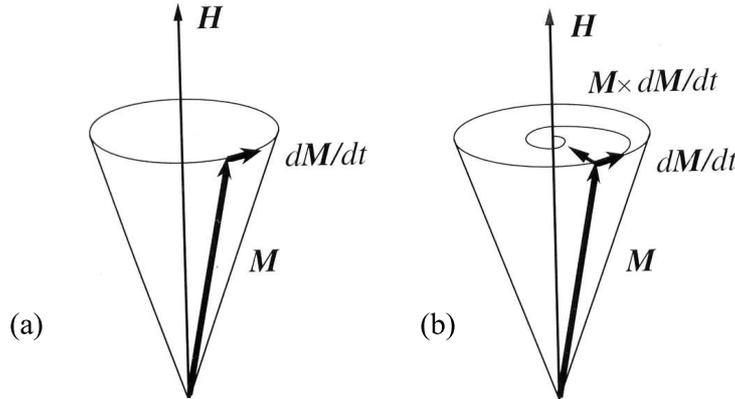


Abbildung 2.3: Präzession der Magnetisierung (a) ohne Dämpfung und (b) mit Dämpfung [22]

Gleichung 2.48 macht deutlich, dass sich weder der Betrag der Magnetisierung noch der Winkel zwischen Magnetisierung und magnetischem Feld ändern. Die Gleichungen 2.47 und 2.48 beschreiben also eine Präzession der Magnetisierung um die Richtung des magnetischen Feldes, wie sie in Abbildung 2.3 (a) dargestellt ist. Die Kreisfrequenz dieser Präzession ist dann proportional zum magnetischen Feld,

$$\omega_0 = \gamma_0 H. \quad (2.49)$$

Für ein freies Elektron ist die Kreisfrequenz der Präzession

$$\frac{\omega_0}{\mu_0 H} \approx 28 \text{ MHz/mT}. \quad (2.50)$$

2.2.3 Einführung der Dämpfung

Die Existenz von Hysteresekurven zeigt uns, dass eine magnetische Probe oberhalb eines bestimmten Wertes für das angelegte Magnetfeld in Sättigung gerät. Dann sind alle magnetischen Momente parallel zum äußeren Feld ausgerichtet; die Magnetisierung ist einheitlich und konstant. Durch eine Präzession, wie sie oben beschrieben wurde, allein ließe sich das aber nie erreichen. Der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Richtung des äusseren Feldes bliebe konstant. Es ist also ein weiterer dynamischer Prozess nötig, um die Präzession in einer konstanten Magnetisierung enden zu lassen. Hierzu wurde die Gleichung 2.47 von Gilbert um einen Dämpfungsterm erweitert.

Am einfachsten lässt sich die Dämpfung in Gleichung 2.47 einführen, indem das Feld \mathbf{H} durch ein effektives Feld der Form [11, 22]

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} - \alpha \frac{1}{\gamma_0 M_s} \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.51)$$

ersetzt wird, das einen ohmschen Term der Energiedissipation enthält. Hier ist M_s die Sättigungsmagnetisierung und α ein phänomenologischer Dämpfungsfaktor. Einsetzen dieses effektiven Feldes in Gleichung 2.47 liefert schliesslich die Landau-Lifshitz Gleichung in Gilbert Form

$$\frac{d}{dt} \mathbf{M}(t) = -\gamma_0 [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{eff}(t)] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right]. \quad (2.52)$$

Der Effekt der Dämpfung ist in Abbildung 2.3 (b) gezeigt; mit fortlaufender Zeit gleicht sich die Magnetisierung auf einer spiralförmigen Bahn der Richtung des äußeren Feldes an.

2.3 Mikromagnetische Simulation

Da es nur in den seltensten Fällen möglich ist, die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung analytisch zu lösen, muss sich für die Lösung numerischer Verfahren bedient werden. Für sehr kleine Partikel, in denen die Magnetisierung aufgrund des dominierenden Austauschfeldes annähernd homogen ausgerichtet ist, ist dies relativ einfach möglich. In diesem sogenannten Makrospinkonzept wird die Magnetisierung der gesamten Probe zu einem Makrospin mit einheitlicher Richtung zusammengefasst [22].

Für größere Strukturen mit inhomogener Magnetisierungsverteilung werden kompliziertere Verfahren benötigt, die das gesamte Energiedichtefunktional mit Anisotropie-, Austausch-, Streufeld- und Zeemananteilen (vergl. Gleichung 2.2) auswerten. Ein solches Verfahren wird zum Beispiel von dem frei verfügbaren Code OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework) [9] verwendet, der in dieser Arbeit für Simulationen eingesetzt wurde. Dabei wird der Ferromagnet in diskrete Zellen eingeteilt und jede Zelle als Makrospin betrachtet.

Das in dieser Arbeit ausschließlich eingesetzte Programmmodul mmSolve2D teilt das Problem in ein zweidimensionales Zellgitter mit einem dreidimensionalen Spinvektor im Zentrum jeder Zelle. Jede Zelle ist quadratisch und hat die Höhe der Schicht, da in z-Richtung nicht diskretisiert wird. Die zu simulierende Struktur muss in Länge und Breite einem ganzzahligen Vielfachen der Zellgröße entsprechen, insbesondere kommt es daher bei runden Strukturen zu Diskretisierungsproblemen. Es wird dann für jede Zelle das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} bestimmt und die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] - \frac{\gamma\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (2.53)$$

numerisch integriert. Diese Gleichung ist zur Gleichung 2.52 äquivalent. Die Anisotropie und die Zeemanenergie werden unter der Annahme konstanter Magnetisierung in jeder Zelle berechnet. Für die Auswertung der Austauschenergie kommt eine 8-Nachbar-Bilinear-Näherung zum Einsatz, wie sie in [8] beschrieben ist. Die Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes bildet den größten Teil der Rechenlast. Da hierfür die magnetostatische Wechselwirkung jeder Zelle mit allen anderen berechnet werden müsste, wird eine Fast Fourier Transformation (FFT)-Technik verwendet. Dazu stehen diverse Berechnungsroutinen zur Verfügung, denen unterschiedliche Interpretationen der Magnetisierungsdiskretisierung zugrunde liegen. Es wurde für diese Arbeit immer die empfohlene Einstellung ConstMag gewählt.

Die Landau-Lifshitz Gleichung wird mit Hilfe eines Vorhersage-Korrektur Verfahrens gelöst. Dabei wird die rechte Seite von 2.53 mit den Ergebnissen des aktuellen und des letzten Schrittes linear in der Zeit extrapoliert und über ein

neues Zeitintervall aufintegriert, um eine Vorhersage für \mathbf{M} zu erhalten. Dann wird die rechte Seite von 2.53 für das vorhergesagte \mathbf{M} ausgewertet und mit dem aktuellen Schritt kombiniert, um eine lineare Interpolation für $d\mathbf{M}/dt$ zu erhalten. Wird dies über das neue Zeitintervall aufintegriert, liefert das die endgültige neue Magnetisierung \mathbf{M} .

Der Schritt wird akzeptiert, wenn die Gesamtenergie des Systems verringert wird und der maximale Fehler zwischen vorhergesagter und endgültiger Magnetisierung \mathbf{M} einen bestimmten Wert nicht übersteigt. Andernfalls wird das Ergebnis verworfen und der Schritt für ein kleineres Zeitintervall wiederholt. Dieses Vorgehen wird solange fortgesetzt, bis ein Abbruchkriterium, wie zum Beispiel verstrichene Simulationszeit, erreicht ist. Ebenso kann das Fallen des maximalen Wertes von $|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}|/M_s^2$ unter eine vorgegebene Grenze, was dem Verschwinden aller Drehmomente und damit einem stabilen Zustand entspricht, ein Abbruchkriterium sein.

Kapitel 3

Tunnelmagnetowiderstand

In der klassischen Betrachtung kann ein Teilchen, dessen Energie kleiner ist als die Höhe einer Barriere, auf die es trifft, diese nicht überwinden und wird reflektiert. Dieses Bild verliert in mikroskopischen Dimensionen seine Gültigkeit. Hier ist eine quantenmechanische Betrachtung erforderlich, die jedem klassischen Teilchen eine Wellenfunktion $\Psi(x)$ zuordnet, welche die Schrödingergleichung erfüllt.

3.1 Tunneln durch eine Potentialbarriere

Mit Hilfe der Quantenmechanik kann nun der klassisch verbotene Tunneleffekt beschrieben werden. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für ein Teilchen an einem bestimmten Ort wird durch das Betragsquadrat seiner Wellenfunktion $|\Psi(x)|^2$ bestimmt. Trifft nun ein quantenmechanisches Teilchen, wie zum Beispiel ein freies Elektron, auf eine Barriere endlicher Höhe, so durchdringt die Wellenfunktion den klassisch verbotenen Bereich der Barriere, wobei deren Amplitude exponentiell mit der Dicke der Barriere abnimmt. Es gibt also eine endliche Wahrscheinlichkeit, das Teilchen auf der anderen Seite der Barriere zu finden, die aber mit zunehmender Barrierendicke exponentiell abnimmt. Aus klassischer Sicht hat das Teilchen die Barriere quasi durchtunnelt. Im Fall von Elektronen in einem Metall- Al_2O_3 -Metall Kontakt bedeutet dies, dass der Tunneleffekt nur an Barrieren beobachtet werden kann, die dünner sind als 5nm.

Da die Wellenfunktion des Teilchens und deren Ableitungen an der Potentialbarriere stetig sein müssen, ist es möglich, den Transmissionskoeffizienten als Quotienten der transmittierten Wellenfunktion Ψ_T und der einlaufenden Wellenfunktion Ψ_E zu bestimmen:

$$T(E) = \frac{\Psi_T}{\Psi_E} \propto \exp \frac{-4\pi d}{\lambda} \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2m\varphi}}. \quad (3.1)$$

In Gleichung 3.1 ist \hbar das Plancksche Wirkungsquantum, sie gilt für eine rechteckige Potentialbarriere der Dicke d und der Höhe φ . Für ein Elektron der Masse m_e mit der Energie E lässt sich durch Lösen der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung

$$\Delta\Psi(\mathbf{x}) = \frac{8\pi^2m_e}{\hbar^2} (E - \varphi(\mathbf{x})) \Psi(\mathbf{x}) \quad (3.2)$$

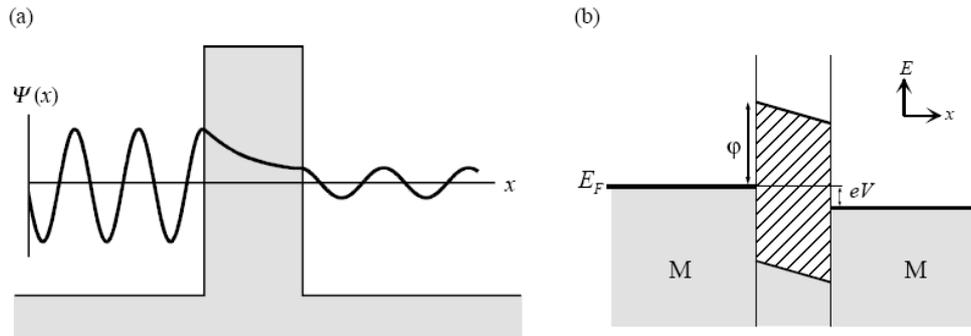


Abbildung 3.1: Tunneffekt in einer Metall-Isolator-Metall Struktur. a) Elektronenwellenfunktion fällt im Bereich der Barriere exponentiell ab und bleibt für dünne Barrieren zum Teil auf der rechten Seite erhalten. b) Potentialdiagramm derselben Struktur bei angelegter Biasspannung. Der schraffierte Bereich stellt die Bandlücke der Barriere dar. Aus [18].

der Transmissionskoeffizienten $T(E)$ bestimmen. Dabei ist $\varphi(\mathbf{x})$ das ortsabhängige Potential. Für den eindimensionalen Fall sind die detaillierten Lösungswege in vielen Standardwerken zur Quantenmechanik [29, 24] zu finden. Reale Potentialbarrieren, zum Beispiel in Metall- Al_2O_3 -Metall Tunnelsystemen, zeigen einen kontinuierlichen Verlauf. Ein solcher Potentialverlauf kann durch eine Abfolge rechteckiger Potentialbarrieren angenähert werden; die Gesamttunnelwahrscheinlichkeit ist dann das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten. Im eindimensionalen Fall kann mit Hilfe der WKB¹-Näherung [29] ein analytischer Ausdruck für die Tunnelwahrscheinlichkeit $D(E)$ eines Elektrons durch die kontinuierliche Potentialbarriere $V(x)$, mit den Grenzen s_1 und s_2 , gefunden werden:

$$D(E_x) = |T(E_x)|^2 = \exp \left\{ \frac{-4\pi}{\hbar} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{2m_e (V(x) - E_x)} dx \right\}. \quad (3.3)$$

¹Wentzel-Kramers-Brillouin

Mit dieser Lösung soll im Folgenden ein Modell der Strom-Spannungs-Charakteristik von Tunnelübergängen entwickelt werden. Als erster entwickelte J. G. Simmons 1963 ein solches Modell [30], welches als Grundlage für viele modernere Modelle diente. Deshalb wird es hier detailliert vorgestellt, danach wird das weiterentwickelte Modell von Brinkman [5] für asymmetrische Tunnelübergänge betrachtet.

3.1.1 Modell nach Simmons

Simmons beschreibt in seinem Modell einen Metall-Isolator-Metall Tunnelübergang. Für die Beschreibung wird die kinetische Energie des Elektrons in einen Teil senkrecht zur Barriere E_x und einen parallel zu ihr E_r (Radialanteil) zerlegt. Ist die Barriere hinreichend dünn, dann gilt für die Anzahl N_1 an Elektronen, die aus der Elektrode 1 in die Elektrode 2 tunneln:

$$N_1 = \frac{4\pi m_e^2}{h^3} \int_0^{E_{max}} D(E_x) dE_x \int_0^\infty f(E) dE_r. \quad (3.4)$$

E_{max} ist die maximale Energie der Elektronen in der Elektrode und $f(E)$ die Fermi-Funktion. Gleichung 3.4 gilt analog auch für den Strom von Elektrode 2 in Elektrode 1. Im Gleichgewichtszustand ist daher der Netto-Strom $N = N_1 - N_2$ gleich Null.

Wenn nun durch eine von außen angelegte Spannung eine Potentialdifferenz zwischen den Elektroden 1 und 2 geschaffen wird, so dass Elektrode 2 auf einem positiven Potential V relativ zu Elektrode 1 liegt (siehe Abbildung 3.2), dann ist die Anzahl der tunnelnden Elektronen aus Elektrode 2 in Elektrode 1 mit der Fermi-Funktion $f(E + eV)$

$$N_2 = \frac{4\pi m_e^2}{h^3} \int_0^{E_{max}} D(E_x) dE_x \int_0^\infty f(E + eV) dE_r. \quad (3.5)$$

Daraus folgt ein Netto-Elektronenstrom:

$$\begin{aligned} J(V) &= N_1 - N_2 \\ &= \int_0^{E_{max}} D(E_x) dE_x \times \left\{ \frac{4\pi m_e^2}{h^3} \int_0^\infty [f(E) - f(E + eV)] dE_r \right\}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Um eine analytische Lösung dieses Problems zu ermöglichen, führt Simmons das Modell einer effektiven Barriere ein. Diese ist eine idealisierte Rechteckbarriere

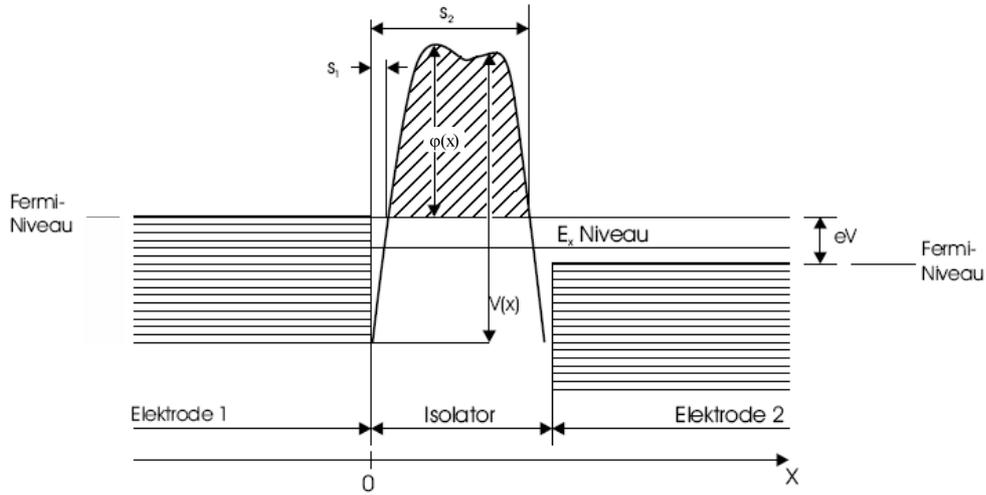


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines Tunnelübergangs nach Simmons. Zwei identische Metallelektroden sind durch eine isolierende Barriere getrennt. An den Elektroden liegt eine Biasspannung V kleiner als die Höhe der Barriere an. Aus [30].

mit einer effektiven Höhe φ_0 und einer effektiven Breite d . Für mittlere Spannungen bis zur Barrierenhöhe $0 < V < \varphi_0$ findet Simmons eine nichtlineare Abhängigkeit der Tunnelstromdichte von der angelegten Spannung:

$$J(V) = \frac{e}{2\pi\hbar d^2} \left[\left(\varphi_0 - \frac{eV}{2} \right) \exp \left(-\frac{4\pi d}{\hbar} \sqrt{2m} \sqrt{\varphi_0 - \frac{eV}{2}} \right) - \left(\varphi_0 + \frac{eV}{2} \right) \exp \left(-\frac{4\pi d}{\hbar} \sqrt{2m} \sqrt{\varphi_0 + \frac{eV}{2}} \right) \right] \quad (3.7)$$

Durch Variation der Parameter in Gleichung 3.7 und Anpassen an eine gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie können die effektiven Barrierenparameter bestimmt werden.

3.1.2 Modell nach Brinkman

Im Gegensatz zum Simmons Modell, in dem angenommen wird, dass die Elektroden des Tunnелеlements identisch sind, berücksichtigt das Modell nach Brinkman auch unterschiedliche Materialien als Elektroden. Die verschiedenen Elektrodenmaterialien führen zu einer Asymmetrie in der Strom-Spannungs-Charakteristik, die mit dem Modell von Simmons nicht erklärt werden kann.

Das Modell wurde daher von Brinkman [5] um einen Asymmetrieterm erweitert. Außerdem wird die idealisierte Rechteckbarriere durch eine trapezförmige Barriere ersetzt. Es gibt einen Unterschied in der Höhe auf beiden Seiten der Barriere $\Delta\varphi = \varphi_{links} - \varphi_{rechts}$. Dieser Unterschied der Barrierenhöhe liegt in den verschiedenen Austrittsarbeiten der Elektrodenmaterialien begründet. Brinkman hat die Leitfähigkeit der Barriere in eine Potenzreihe entwickelt, welche die Stromdichte $J(V)$ bestimmt:

$$\begin{aligned} J(V) &= G_0 \left[V - \left(\frac{A_0 \Delta\varphi}{32\varphi_0^{3/2}} \right) eV^2 + \left(\frac{3}{128} \frac{A_0^2}{\varphi_0} \right) e^2 V^3 \right] \text{ mit} & (3.8) \\ G_0 &= \frac{e^2 \sqrt{2m}}{(2\pi)^2 \hbar^2} \left(\frac{\sqrt{\varphi_0}}{d} \right) \exp \left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m\varphi_0} \right), \\ A_0 &= \frac{4d}{3\hbar} \sqrt{2m}. \end{aligned}$$

Mit den Einheiten φ_0 und $\Delta\varphi$ in V , d in \AA und J in A/cm^2 wird dies zu:

$$\begin{aligned} J(V) &= 3,16 \cdot 10^{10} \left(\frac{\sqrt{\varphi_0}}{d} \right) \exp(-1,025\sqrt{\varphi_0}d) \cdot & (3.9) \\ &\left[V - 0,0214 \left(\frac{d\Delta\varphi}{\varphi_0^{3/2}} \right) V^2 + 0,01093 \left(\frac{d^2}{\varphi_0} \right) V^3 \right]. \end{aligned}$$

Diese Näherung ist nur gültig, wenn $\Delta\varphi/\varphi_0 \ll 1$ ist.

3.2 Spinabhängiger Tunneleffekt

Wird die Strom-Spannungs-Charakteristik eines Tunnelelements untersucht, das aus zwei ferromagnetischen Schichten besteht, die durch eine dünne Isolations-schicht getrennt sind, führt das zu der Feststellung, dass der Tunnelstrom von der relativen Orientierung der Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Elektroden abhängig ist. Dieser bereits im Jahre 1975 experimentel von Jullière entdeckte Tunnelmagnetowiderstandseffekt lässt sich am anschaulichsten mit der spin-aufgespaltenen Bandstruktur von Ferromagneten erklären. Jullière hat dafür ein einfaches Modell [15] zur Berechnung der Widerstandsänderung vorgeschlagen. Üblicherweise werden die Elektronen mit der Spin-Orientierung, von der es mehr besetzte Zustände gibt, als Majoritätselektronen bezeichnet, diejenigen mit entgegengesetzter Spin-Orientierung als Minoritätselektronen. Ist das d-Band, welches entscheidend für die Ausbildung des Ferromagnetismus ist [33], vollständig

durch die Majoritätselektronen gefüllt, durch die Minoritätselektronen aber nur teilweise, so haben die Majoritätselektronen an der Fermi-Kante eine geringere Zustandsdichte als die Minoritätselektronen, wie in Abbildung 3.3 dargestellt ist.

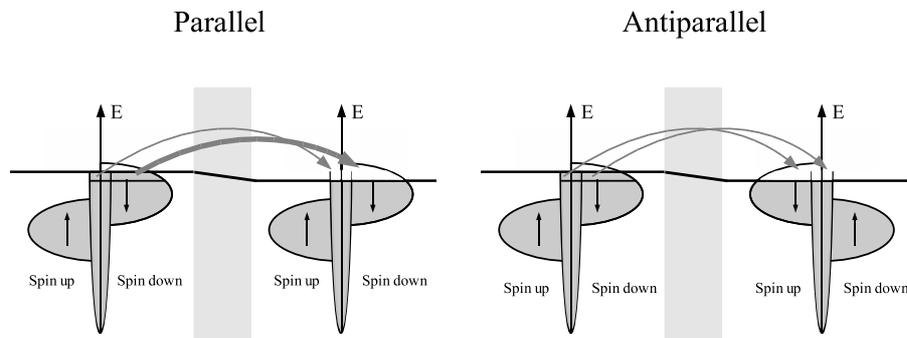


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des TMR-Effekts nach Jullière. Die Teilbänder der Majoritätselektronen sind jeweils mit einem \uparrow , die der Minoritätselektronen mit einem \downarrow gekennzeichnet

Im Falle einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierungen der beiden beteiligten Ferromagneten sind die Minoritätselektronen der ersten Elektrode auch Minoritätselektronen in der zweiten. Da sie an der Fermi-Kante eine höhere Zustandsdichte haben als die Majoritätselektronen, können von dieser Spin-Sorte mehr Elektronen zum Tunnelstrom beitragen. Sie benötigen dafür aber auch freie Zustände in der zweiten Elektrode, in die sie hineintunneln können. Bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierung stehen in der zweiten Elektrode ausreichend unbesetzte Zustände für die Minoritätselektronen zur Verfügung. Der zu erwartende Tunnelstrom ist also groß und wird im Wesentlichen von den Minoritätselektronen getragen. Im Falle einer antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierungen sind die Minoritätselektronen der ersten Elektrode die Majoritätselektronen der zweiten. Es stehen zwar viele Minoritätselektronen in der ersten Elektrode in der Nähe der Fermi-Kante zur Verfügung, aber für sie sind nur wenige freie Zustände in der zweiten vorhanden. Für die Majoritätselektronen der ersten Elektrode hingegen sind genügend unbesetzte Zustände vorhanden, ihre Anzahl an der Fermi-Kante ist aber relativ gering. Bei paralleler Magnetisierungsausrichtung fließt also ein größerer Tunnelstrom als bei antiparalleler Ausrichtung.

Jullière hat gezeigt, dass die Widerstandsänderung auf die Spinpolarisation der Ferromagneten an der Fermi-Kante zurückgeführt werden kann [15]. Die Spinpolarisation ist dabei definiert als Differenz zwischen besetzten Spin-up- und Spin-down-Zuständen an der Fermi-Kante normiert auf die Gesamtzahl der Zustände

an der Fermi-Kante:

$$P = \frac{n^\uparrow(E_F) - n^\downarrow(E_F)}{n^\uparrow(E_F) + n^\downarrow(E_F)}. \quad (3.10)$$

Die Spinpolarisation von ferromagnetischen Materialien wurde 1971 von Tedrow und Merservey [21] experimentell untersucht. Sie nutzten dazu ein Tunnelelement aus einer ferromagnetischen Elektrode und einer supraleitenden Aluminiumelektrode. Die elektronische Zustandsdichte des supraleitenden Aluminiums wurde durch ein externes Magnetfeld in die Spin-Zustände aufgespalten, wodurch die Aluminiumelektrode zum Spindetektor wurde. Aus den gemessenen spinabhängigen Strömen lässt sich die Polarisation P bestimmen:

$$P = \frac{I_\uparrow - I_\downarrow}{I_\uparrow + I_\downarrow}. \quad (3.11)$$

Diese experimentell bestimmte Spinpolarisation ist für Ferromagneten wie Nickel positiv, im Gegensatz zu der Annahme einer negativen Spinpolarisation, die aus der großen Zustandsdichte der Minoritätselektronen an der Fermi-Kante folgen müsste. Dies liegt daran, dass der Tunnelprozess von stark delokalisierten s-Elektronen dominiert wird, die nur indirekt durch s-d-Hybridisierung polarisiert sind.

Unter der Annahme der Spinerhaltung beim Tunnelprozess ergibt sich der Widerstand für parallele Orientierung R_P und für antiparallele Orientierung R_{AP} zu:

$$R_P \propto \left[n_1^\uparrow(E_F) n_2^\uparrow(E_F) + n_1^\downarrow(E_F) n_2^\downarrow(E_F) \right]^{-1} \quad (3.12)$$

$$R_{AP} \propto \left[n_1^\uparrow(E_F) n_2^\downarrow(E_F) + n_1^\downarrow(E_F) n_2^\uparrow(E_F) \right]^{-1}. \quad (3.13)$$

Mit Gleichung 3.10 führt das auf einen Ausdruck für den Tunnelmagnetowiderstand ²:

$$TMR = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}. \quad (3.14)$$

Für P_1 und P_2 können die von Tedrow und Merservey bestimmten Polarisationen der ferromagnetischen Elektroden eingesetzt werden und so der nach Jullière zu erwartende TMR berechnet werden. Die gemessene Polarisation der Ferromagneten beträgt für Eisen 46%, für Kobalt 42% und für Nickel 33%. Das Modell wurde

²engl. tunneling magneto resistance, TMR

von Slonczewski [31] dahingehend erweitert, dass es als geschlossenes quantenmechanisches System behandelt wurde. Als wichtigstes Ergebnis erhält Slonczewski, dass die Polarisation auch von der Barrierenhöhe φ abhängig ist. Der aktuelle Rekord für einen experimentell gemessenen TMR liegt bei 220% [26]

Kapitel 4

Experimentelles

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Ultrahochvakuum(UHV)-Apparatur zur Herstellung und Charakterisierung dünner magnetischer Schichten und magnetischer Strukturen, wie zum Beispiel magnetischer Tunnelemente, geplant und aufgebaut. Nach Fertigstellung der Anlage konnten erste Schichten präpariert und das Wachstum mittels Rasterkraftmikroskopie charakterisiert werden. Weiter wurden einfache Tunnelstrukturen hergestellt und untersucht, um insbesondere Erfahrungen über den Umgang mit der *in-situ* Plasmaoxidation zu gewinnen.

In diesem Kapitel soll zunächst der Aufbau und die Konzeption der UHV-Anlage beschrieben werden. Nach der Erläuterung der Anforderungen, die im Vorfeld an den Aufbau gestellt wurden, wird die Funktionsweise der Komponenten, im speziellen des Elektronenstrahlverdampfers und der Plasmaoxidation, vorgeführt.

4.1 Konzept und Aufbau der UHV-Anlage

Abbildung 4.1 zeigt eine Skizze des gesamten Aufbaus mit den wichtigsten Komponenten. Die Ultrahochvakuum-Anlage besteht aus insgesamt drei separaten Kammern: eine für den Elektronenstrahlverdampfer sowie für die *in-situ* Charakterisierung, einer für die Plasmaoxidation und einer Schleusenkammer. Alle Kammern sind durch pneumatisch betriebene UHV-Ventile der Firma VAT voneinander getrennt; durch den Einsatz elektromagnetischer Druckluftventile ist so in Zukunft auch eine vollautomatische Steuerung der Ventile möglich. Die großen Kammern wurden nach eigenen Vorgaben von der Firma Trinos Vakuum in Göttingen gefertigt, die Schleusenkammer besteht aus Standardbauteilen. Alle Kammern werden separat durch ein System bestehend aus Drehschieberpumpen und Turbomolekularpumpen (Saugleistung 500, 210 und 60 l/s) der Firma Pfeiffer Vakuum evakuiert. Dadurch wird in den Hauptkammern nach 48stündigem Ausheizen bei 200°C ein Basisdruck $p < 5 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ und in der

Schleuse ein Basisdruck von $p < 5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ erreicht. Die Turbopumpen können ebenfalls durch pneumatische UHV-Ventile von den Kammern abgetrennt werden. Zur Drucküberwachung wurde ein integriertes Messsystem der Firma AML installiert, das den Druck in zwei Kammern je mit einer Pirani-Messsonde und einer Ionisationsröhre messen kann und so den gesamten Druckbereich von Atmosphärendruck bis Ultrahochvakuum abdeckt. Der Druck in der Schleuse wird mit einer Weitbereichssonde über die Steuerelektronik der Turbopumpe gemessen. Die Zusammensetzung des Restgases in den Kammern kann mit einem Quadrupolmassenspektrometer QMS 200, ebenfalls von der Firma Pfeiffer Vakuum, bestimmt werden. Das Massenspektrometer dient außerdem der Heliumlecksuche.

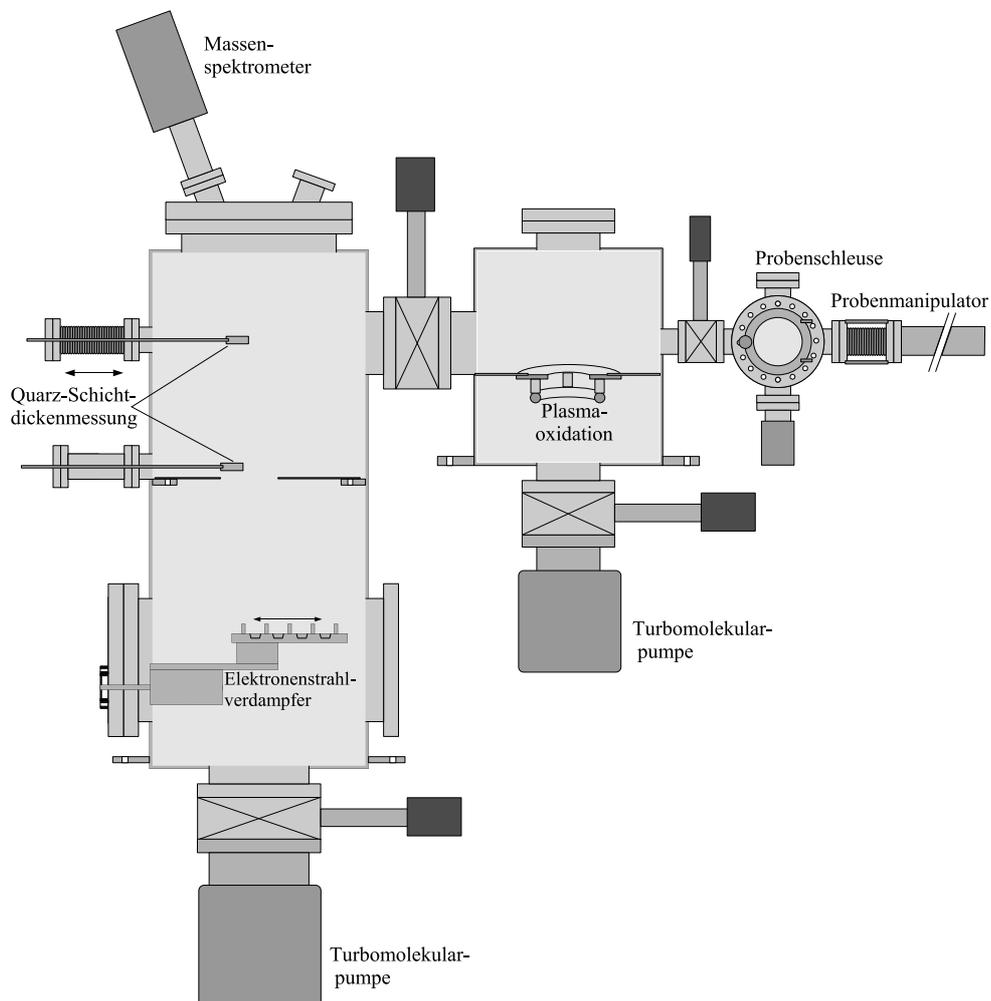


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der UHV-Anlage. Links die Kammer mit Elektronenstrahlverdampfer, in der Mitte die Kammer für die Plasmaoxidation und rechts die Schleuse.

Zur Schichtdickenbestimmung dienen zwei Inficon XTC/2 Deposition Controller, die sowohl die aktuelle Depositionsrate als auch die bereits deponierte Schichtstärke mittels eines Schwingquarzes bestimmen.

In der Hauptkammer wurde ein verspannungsarmes Fenster eingebaut, welches eine *in-situ* Untersuchung der hergestellten Schichten mittels des Magnetooptischen Kerreffekts (MOKE) ermöglicht. Es wurden darüberhinaus noch weitere Flansche für zukünftige Erweiterungen vorgesehen, so zum Beispiel für weitere Verdampferquellen oder vibrationsfreie Ionenzerstäuber- oder Titansublimationsvakuumpumpen. Um die Anlage auch in Zukunft flexibel einsetzen zu können, wurde sie auf einem mobilen und variablen Gestell aufgebaut. Dieses ist zweigeteilt, so dass der gesamte obere Teil mit den UHV-Kammern über luftgefederte Dämpfungskörper vom unteren feststehenden Teil schwingungsentkoppelt werden kann.

4.1.1 Elektronenstrahlverdampfer

Zur Herstellung der Proben wird eine 3kW Multiple Crucible Linear e-Gun der Firma Thermionics eingesetzt. Abbildung 4.2 zeigt ein baugleiches Modell; der eingesetzte Elektronenstrahlverdampfer bietet aber die Möglichkeit zur Verdampfung von vier unterschiedlichen Materialien. Das Depositionsmaterial befindet sich dabei in Vorratstiegeln in einem Anodenschlitten, der so verfahren werden kann, dass das jeweilige Material über dem eigentlichen Verdampfer platziert wird. Die Quellenposition ändert sich also beim Wechsel des Quellmaterials nicht. Zwischen den einzelnen Tiegeln auf dem Anodenschlitten befinden sich Feldschlusskörper aus weichmagnetischem Material, sie dienen dazu, das magnetische Feld eines Permanentmagneten unter dem Schlitten über dem jeweils aktiven Tiegel zu schließen.



Abbildung 4.2: 3kW Multiple Crucible Linear e-Gun der Firma Thermionics mit drei Verdampferquellen

Die Funktion des Elektronenstrahlverdampfers ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Eine Glühkathode wird zur Emission von Elektronen angeregt, die durch ein negatives Hochspannungspotential der Kathode gegenüber Masse beschleunigt werden. Durch die Geometrie der auf gleichem Potential befindlichen Kathodenschilde werden die Elektronen zu einem Strahl fokussiert, der in einem permanenten Magnetfeld so abgelenkt wird, dass er von oben auf das zu verdampfende Material trifft. Der Fokus des Elektronenstrahls mit einem Durchmesser von ca. 1mm kann durch geringfügige Variation der Hochspannung lateral auf dem Verdampfungsgut um wenige Millimeter verschoben werden. Bei einer Beschleunigungsspannung von $U = 4kV$ und einem maximalen Emissionsstrom von $I = 750mA$ kann eine Leistung von bis zu $P = 3kW$ auf diese Fläche gebracht werden, was es auch ermöglicht, gut wärmeleitende Stoffe lokal so stark aufzuheizen, dass sie verdampfen. Der Anodenschlitten wird dabei ständig mit Wasser gegengekühlt. Um das Verdampfen von insbesondere stark wärmeleitenden und hochsiedenden Materialien zu erleichtern, können sogenannte Liner aus schlecht wärmeleitenden Materialien eingesetzt werden, die das Verdampfungsgut thermisch von der Anode abkoppeln.

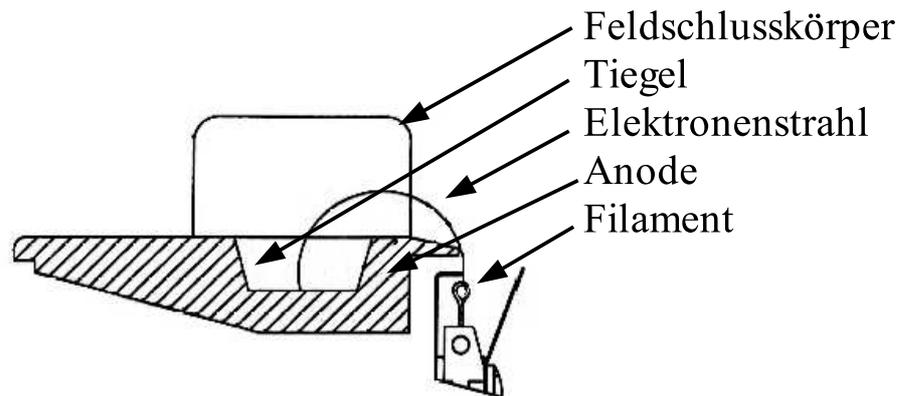


Abbildung 4.3: Prinzipzeichnung des Elektronenstrahlverdampfers

4.1.2 Schichtdickenbestimmung

Bei der Herstellung ultradünner Schichten mit reproduzierbaren Eigenschaften müssen die Verdampfungsparameter möglichst genau kontrolliert werden. Dazu ist es unerlässlich, jederzeit die aktuelle Depositionsrate und die Dicke der bereits deponierten Schicht zu kennen. Es kommt daher ein XTC/2 Deposition Controller der Firma Inficon zum Einsatz, der diese Werte mit Hilfe eines Schwingquarzes bestimmt. Der Schwingquarz befindet sich im Teilchenstrahl des

Elektronenstrahlverdampfers, so dass auf ihm ebenfalls eine Materialschicht abgelagert wird. Dadurch verändert sich die Masse des Quarzes und damit seine Eigenfrequenz, welche von der Steuerelektronik gemessen und nach Eingabe von spezifischen Materialparametern, vor allem der Dichte, als Schichtdicke und Depositionsrates ausgegeben wird.

Unter der Voraussetzung, dass man die Winkelverteilung des von der Quelle ausgehenden Teilchenstrahls kennt, kann aus der am Ort des Schwingquarzes abgeschiedenen Schicht direkt auf die an der Substratoberfläche deponierte Schichtdicke geschlossen werden. Den Zusammenhang zwischen diesen beiden Schichtdicken beschreibt der sogenannte Toolingfaktor, der durch eine Kalibrierung zu bestimmen ist. Um diese Kalibrierung möglichst einfach vornehmen zu können, ist ein zweiter Schwingquarz eingebaut, der mit einer Lineardurchführung direkt am Ort der Probe positioniert werden kann. Es ist dadurch nicht mehr nötig, Referenzproben herzustellen und deren Dicke mit externen Methoden zu bestimmen.

4.1.3 Plasmaoxidation

Um reproduzierbar Tunnelemente herstellen zu können, werden Barrieren von außerordentlich guter Qualität benötigt. Hierzu hat sich allgemein das Verfahren durchgesetzt, zunächst einen dünnen Metallfilm aufzudampfen und diesen anschließend zu oxidieren, um eine isolierende Barriere zu erhalten. Für die Oxidation stehen unterschiedliche Methoden zur Auswahl: Die Oxidation bei Raumtemperatur an Luft (natürliche Oxidation), die Oxidation bei erhöhter Temperatur in O_2 (thermische Oxidation), die UV-unterstützte Oxidation in O_2 und die Plasma-unterstützte Oxidation in O_2 . Die verschiedenen Verfahren führen zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen, was sich in unterschiedlichen Tunnelwiderständen oder unterschiedlichen Magnetowiderstandswerten für TMR-Elemente äußert, wie in [28] nachzulesen ist. In der hier aufgebauten Anlage kommt das Verfahren der Plasmaoxidation zum Einsatz, da es in akzeptabler Zeit die am besten reproduzierbaren Ergebnisse verspricht.

Die Plasmaoxidation wird in einer separaten Kammer mit einem Basisdruck von $p < 1 \cdot 10^{-9}$ mbar durchgeführt. Das Plasma wird mit Hilfe eines hochreinen Aluminiumringes, an den eine negative Hochspannung (400-800V) angelegt wird, erzeugt, der in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Oberhalb des Ringes befindet sich ein Masseschild in der Sichtlinie zwischen Probe und Aluminiumelektrode, um die Probenoberfläche vor Beschuss durch hochenergetische Ionen und vor weiterer Aluminiumablagerung zu schützen. Die Probe befindet sich oberhalb des Schildes in einem variablen Abstand zur Elektrode.

Die Dicke der erzeugten Oxidschicht ist abhängig vom Sauerstoffdruck, von der Oxidationszeit, von der Plasmaleistung und vom Abstand zwischen Elektrode und

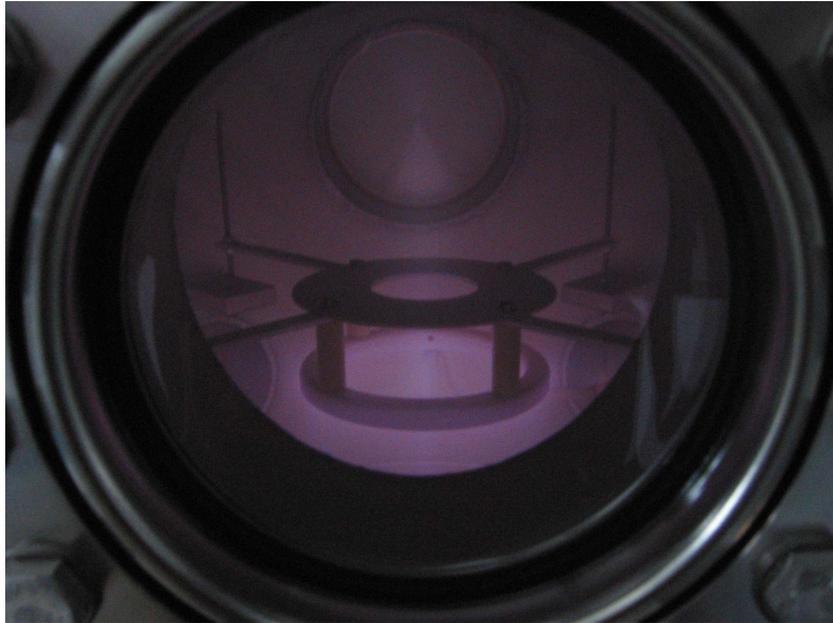


Abbildung 4.4: Foto der Oxidationskammer. Der Aluminiumring ist von diffusem Plasma umgeben

Probe. Bei der natürlichen oder thermischen Oxidation ist die Druckabhängigkeit oberhalb von $p = 1\text{mbar}$ gering; die Oxidschicht erreicht schnell eine maximale Stärke und nimmt nur wenig mit dem Druck an Dicke zu. Anders verhält es sich bei der Plasmaoxidation; hier ist die Druckabhängigkeit genau umgekehrt und wesentlich ausgeprägter. Das konträre Verhalten der Oxidationsgeschwindigkeit wird darauf zurückgeführt, dass die Wahrscheinlichkeit der reaktiven Moleküle die Probenoberfläche zu erreichen mit steigendem Druck abnimmt. Bei höherem Druck kommt es vermehrt zu Stößen und die reaktiven Teilchen werden schneller thermalisiert [16].

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.5a dargestellt. Es wurde immer eine 1,5 nm dicke Aluminiumschicht auf 20 nm Kobalt drei Minuten lang bei verschiedenen Sauerstoffdrücken oxidiert. Als Substrat diente thermisch oxidiertes Silizium, die Proben wurden mit einer 15 nm dicken Deckschicht aus Kobalt geschützt und anschließend der Sauerstoffgehalt mittels RBS¹ bestimmt. Dargestellt ist die nach dieser Zeit pro Flächeneinheit in die Probe eingebrachte Sauerstoffmenge als Funktion des Druckes. Die gestrichelte Linie zeigt die Oxidationsstufe an, an der gerade das gesamte Aluminium zu Al_2O_3 oxidiert ist. Abbildung 4.5b zeigt die relative Oxidationsrate in Abhängigkeit des Druckes bei konstanter Plasmaleistung, wobei allerdings zu beachten ist, dass die Dicke der

¹Rutherford backscattering spectroscopy, RBS

Oxidschicht eine logarithmische Abhängigkeit von der Zeit zeigt. Es ist deutlich, dass die Oxidschichtdicke bei gleicher Oxidationszeit und gleicher Plasmaleistung mit ansteigendem Sauerstoffdruck abnimmt.

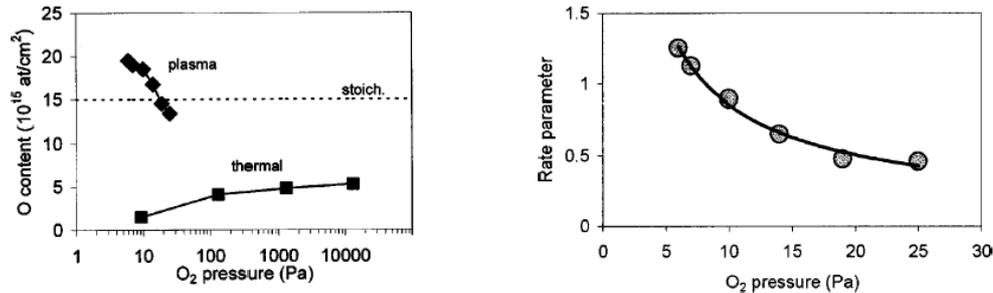


Abbildung 4.5: Sauerstoffkonzentration in einer 1,5 nm starken Aluminiumschicht auf Kobalt nach 3 min Oxidation bei verschiedenen Drücken (a) und relative Oxidationsrate in Abhängigkeit vom Sauerstoffdruck (b) aus [16]

Das Plasma enthält viele Anregungszustände des Sauerstoffs. Aus spektroskopischen Untersuchungen ist bekannt, dass die Hauptbestandteile O_2^+ -Moleküle und freie Radikale O^* sind. Die freien Radikale sind elektrisch neutral und können sich unbeeinflusst vom elektrischen Feld bewegen, weshalb sie die Probenoberfläche leichter erreichen können. Aus der Tatsache, dass das Anlegen einer Spannung an die Probe ohne Effekt auf die Oxidation bleibt, kann geschlossen werden, dass die Oxidation im wesentlichen von den freien Radikalen getragen wird. Das Verhältnis O^*/O_2^+ ist ebenfalls vom Druck abhängig; die relative Häufigkeit der freien Radikale nimmt mit steigendem Druck ab, was ebenfalls die Druckabhängigkeit der Oxidationsrate erklären kann.

4.1.4 Schattenmasken

Schattenmasken sind Negativvorlagen zum direkten Aufdampfen von Strukturen auf ein Substrat. Sie werden mechanisch aus dünnen Metallplatten hergestellt, indem die aufzudampfende Struktur aus ihnen herausgearbeitet wird. Die so erhaltenen Masken verdecken dabei das darunterliegende Substrat derart, dass es nur an den Stellen der späteren Struktur bedampft werden kann. Die Verwendung verschiedener Schattenmasken nacheinander ermöglicht es also, schnell komplexe Strukturen zu erzeugen, ohne dass dafür weitere externe Strukturierungsverfahren, wie zum Beispiel Lithographie, benötigt werden. Ein großer Nachteil ist hingegen, dass mit Hilfe mechanisch erzeugter Masken nur relativ grobe Strukturen möglich sind.

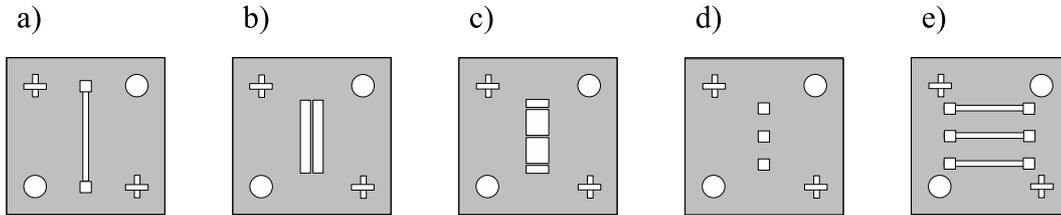


Abbildung 4.6: Geometrie der verwendeten Schattenmasken

Für die Strukturierung der Tunnelelemente wurden fünf Schattenmasken mittels Funkenerosion aus 0,5mm starkem Molybdänblech hergestellt. Molybdän wurde gewählt, weil es eine geringe Sputterrate besitzt und so während der Plasmaoxidation die geringste Verunreinigung erwarten lässt. Zunächst wird ein ebenfalls aus Molybdän hergestellter Maskenhalter auf dem Substrat befestigt; dieser ermöglicht es dann, die Masken nacheinander mit einer Genauigkeit $< 0,1\text{mm}$ relativ zueinander zu positionieren.

Abbildung 4.6 zeigt die Geometrie der Schattenmasken; es werden immer mindestens drei von ihnen benötigt, um ein Tunnelelement herzustellen. Mit den Masken a) und e) werden die oberen und unteren Elektroden aufgebracht, die Maske d) dient dem Aufbringen des Aluminiums für die spätere Barriere. Alternativ können die Masken b) und c) benutzt werden, um eine Definitionsschicht aufzubringen. Mit ihnen wird nacheinander je eine Schicht Al_2O_3 aufgedamft, so dass am Kreuzungspunkt der 0,2mm breiten Stege eine $0,04\text{mm}^2$ große Fläche frei bleibt. Nach dem Deponieren der oberen Elektrode bleibt die effektive Größe des Tunnelelements dann auf diese Fläche eingeschränkt. Dieses etwas aufwendigere Verfahren empfiehlt sich vor allem deshalb, weil dadurch allen Problemen aus dem Weg gegangen werden kann, die durch zu dünne Barrieren in einer Schattenzone am Rand der Struktur entstehen können. In diesem Fall ist es auch möglich, auf den Einsatz der Maske d) zu verzichten und die Aluminiumschicht für die Barriere direkt auf die untere Elektrode zu deponieren. Der problematische Randbereich wird anschließend durch die isolierende Definitionsschicht vollständig verdeckt und Kurzschlüsse werden so vermieden.

4.1.5 Heiz- und kühlbarer Probenhalter

Es ist wichtig, das Wachstumsverhalten der Schichten in weiten Grenzen beeinflussen zu können, um immer optimale Ergebnisse zu erhalten. Neben der schon erwähnten Depositionsrate spielt in diesem Zusammenhang vor allem die Substrattemperatur eine große Rolle. Daher sollte ein Probenhalter eingebaut werden, der es zulässt, das Substrat sowohl zu heizen als auch zu kühlen; die Hei-

zung ermöglicht so auch Zwischenschritte in der Präparation zur Schichtglättung (Annealing). Abbildung 4.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau dieses Probenhalters und der zugehörigen Probenaufnahme. Da die hergestellten Proben noch in der Kammer mit optischen Verfahren untersucht werden sollen, ist es erforderlich, den Probenhalter sowohl auf die Verdampferquelle als auch auf das optische Fenster ausrichten zu können. Deshalb wurde eine Geometrie gewählt, die den Probenhalter auf zwei parallelen Stiften lagert. Diese Lagerung bringt den weiteren Vorteil mit, dass bis zu vier Substrate gleichzeitig auf den Seitenflächen des Quaderförmigen Probenhalters plaziert werden können.

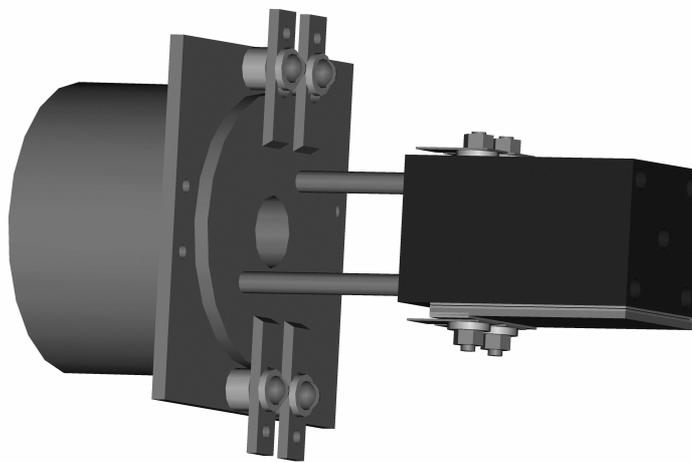


Abbildung 4.7: Heiz- und kühlbarer Probenhalter mit Probenaufnahme

Die Kühlung des Probenhalters wird dadurch realisiert, dass die parallelen Edelstahlstifte, auf denen der Probenhalter lagert, auf der anderen Seite in einem von flüssigen Stickstoff durchflossenen Tank verschweißt sind. Mit einem direkt auf dem Probenhalter angebrachten resistiven Heizer sollen so Substrattemperaturen von 80K bis zu einigen 100K erreicht werden. Um diesen Temperaturbereich überwachen zu können, wird ein Typ-K Thermoelement verwendet. Dadurch werden zwar insgesamt vier elektrische Kontakte am Probenhalter erforderlich, aber eine kontaktlos arbeitende pyrometrische Temperaturmessung wäre für die tiefen Temperaturen nicht geeignet. Zur Verbesserung der Kühlleistung wurde der Probenhalter aus Kupfer gefertigt und noch ein an den Stickstofftank thermisch angekoppelter Strahlungsschild eingebaut, der in Abbildung 4.7 der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt ist.

An einer Präzisions-Lineardurchführung montiert, kann der Probenhalter mit der



Abbildung 4.8: Foto des Probenhalters und der Probenaufnahme

fertigen Probe zur optischen Untersuchung vor einem Fenster plaziert werden. Mit einem computergesteuerten Motor ausgestattet, wird sie auch ein Aufdampfen von Stufen und Keilen ermöglichen. Abbildung 4.8 zeigt ein Foto der heiz- und kühlbaren Probenaufnahme, die Heiz- und Kühlfunktion ist aber bis zur Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht eingesetzt worden.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 AFM-Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse von AFM¹-Untersuchungen an ersten Schichten vorgestellt, die mit dem neuen Elektronenstrahlverdampfer deponiert wurden. Dazu werden zunächst einige Grundlagen des Wachstums dünner Metallfilme erläutert. Danach wird die Rauigkeit von Kupferfilmen, die in späteren TMR-Elementen als elektrischer Kontakt dienen sollen, in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Aufdampfrate untersucht. Abschließend werden kurz Rauigkeitsmessungen an Aluminiumfilmen verschiedener Dicke gezeigt.

5.1.1 Grundlagen des Wachstums dünner Metallfilme

Das Wachstum dünner Filme auf einem Substrat wird von zahlreichen Faktoren beeinflusst. Einige davon sind Eigenschaften des gewählten Materials, wie zum Beispiel Potentialbarrieren für Diffusionsprozesse, Oberflächen- und Grenzflächenenergie. Andere können durch die Wahl der Präparationsparameter verändert werden, wie der kinetische Energie der Teilchen und der Aufdampfrate. Abbildung 5.1 zeigt die drei häufigsten Wachstumsarten:

- Volmer-Weber-Wachstum (3D-Inselwachstum)
- Frank-van der Merwe-Wachstum (Lagenwachstum)
- Stranski-Krastanov-Wachstum (Benetzungslage + 3D-Inselwachstum)

¹Atomic Force Microscope, AFM

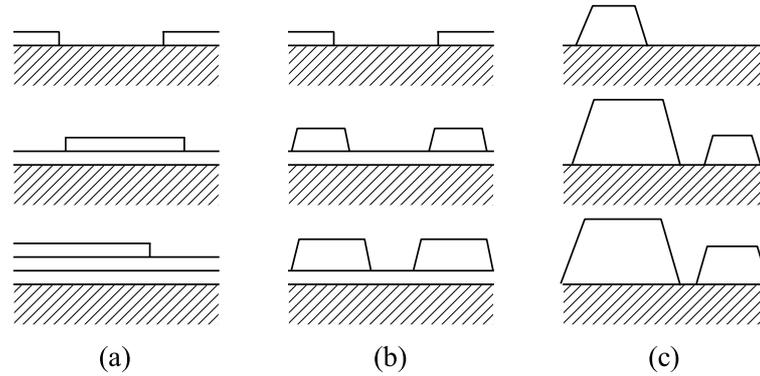


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Wachstumsmodi für verschiedene Bedeckungen, oben weniger als eine Monolage, in der Mitte 1-2 Monolagen und unten mehr als 2 Monolagen: a) Lagenwachstum b) Stranski-Krastanov-Wachstum c) Inselwachstum.

Gleichgewichtswachstum

Je nach Substrattemperatur gibt es verschiedene Ansätze, das Wachstum zu beschreiben. Bei hinreichend hohen Temperaturen befindet sich das System nahe am thermodynamischen Gleichgewicht, und es ist möglich, eine Energiebilanz der freien Grenzflächen- und Oberflächenenergien aufzustellen. Ist die freie Grenzflächenenergie γ_i zwischen Substrat und Film kleiner als die Differenz der freien Oberflächenenergien des Substrats γ_s und des Films γ_f

$$\gamma_i < \gamma_s - \gamma_f, \quad (5.1)$$

so wird Energie gewonnen, wenn das Substrat vollständig benetzt wird. Diese Art des Wachstums, wenn der Film Lage für Lage auf dem Substrat aufwächst, heißt Frank-van der Merwe-Wachstum. Nachdem die erste Lage vollständig aufgewachsen ist, hat sich die Energiebilanz für weitere Lagen geändert; die freie Oberflächenenergie ihres Substrats ist bereits durch die erste Lage reduziert, und es kann keine Energie mehr durch weitere Reduzierung der freien Oberflächenenergie gewonnen werden. Zusätzlich kann es zu Gitterfehlpassungen zwischen Substrat und Film kommen, welche eine elastische Verspannung im Film verursachen. Diese Verspannung kostet eine Energie E_{stress} , die proportional zur Filmdicke ansteigt. Ab einer kritischen Filmdicke wird es energetisch günstiger, diese Verspannungen durch einen Übergang zum 3D-Inselwachstum abzubauen. Die Bildung von Inseln kostet zwar Oberflächenenergie, diese wird aber von dem Energiegewinn durch die elastische Relaxation der Verspannungen aufgewogen. In einem einfachen Modell ist die Oberflächenenergie E_{surf} proportional zum Qua-

drat der Inselgröße und die gegenüber einem glatten Film gewonnene Spannungsenergie E_{relax} proportional zum Volumen (Abbildung 5.2). Daher ist das reine Lagenwachstum relativ selten gegenüber dieser, Stranski-Krastanov-Wachstum genannten, Bildung von Inseln auf einer geschlossenen Monolage.

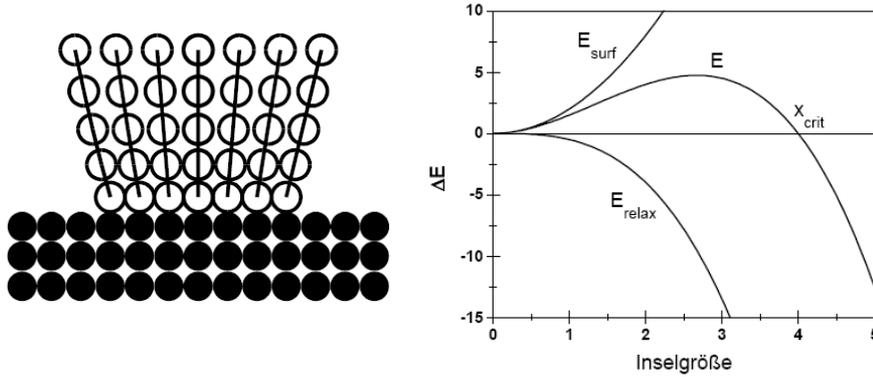


Abbildung 5.2: Elastische Spannungsrelaxation und Energiebeiträge als Funktion der Inselgröße beim Stranski-Krastanov-Wachstum. Aus [32].

Hat die Energiebilanz das entgegengesetzte Vorzeichen, so dass

$$\gamma_i > \gamma_s - \gamma_f, \quad (5.2)$$

dann hat der Film die Tendenz, Substratoberfläche frei zu lassen und von Anfang an Inseln zu bilden. Dieses sogenannte Volmer-Weber-Wachstum ist typisch für das Aufwachsen von ferromagnetischen Metallen auf oxidischen Substraten oder Edelmetallen, da diese eine größere freie Oberflächenenergie besitzen als Edelmetalle. Die freie Oberflächenenergie von Oxiden wie SiO_2 oder Al_2O_3 liegen noch unter denen der Edelmetalle.

Nichtgleichgewichtswachstum

In der oben angestellten Betrachtung der Energiebilanz wird ein Wachstum im thermodynamischen Gleichgewicht vorausgesetzt. Damit dies erfüllt ist, muss die Diffusionszeit der aufgebrachtten Atome auf der Substratoberfläche größer sein als die Zeit, die sie benötigen, um den energetisch günstigsten Platz zu finden. 2D-Schichtsysteme (Halbleiter- Molekularstrahlepitaxie) werden daher bei hohen Substrattemperaturen hergestellt. Bei der Herstellung möglichst glatter Filme auf isolierenden Substraten wird genau entgegengesetzt verfahren. Da ihre Oberfläche beim Wachstum im thermodynamischen Gleichgewicht durch Inselbildung stark aufgeraut würde, werden sie bei niedriger Temperatur aufgewachsen. Bei niedriger

Substrattemperatur reicht die Diffusionszeit für ein Adatom nicht mehr aus, um den energetisch günstigsten Platz zu finden, so dass eine kinetische Betrachtung des Wachstums nötig wird.

Wird von den Dimeren als kleinste stabile Keime ausgegangen, so wird das Wachstum von folgenden atomaren Prozessen bestimmt [12]:

- Aufbringen eines Atoms auf die Oberfläche
- Diffusion eines Atoms bis
 - es mit einem anderen Adatom zusammenstößt und einen stabilen Keim bildet (Keimbildung)
 - es an einen vorhandenen Keim stößt und sich dort anlagert (Wachstum)
- Zusammenwachsen von Inseln (Koaleszenz)
- direktes Aufbringen auf einem Monomer oder einer Insel
- Diffusion von Inseln

Allen diesen Prozessen können Raten zugeordnet werden, deren Bilanzierung zu einem Differenzialgleichungssystem führt, das das Wachstum der ersten Lage beschreibt. Für das Verhalten der weiteren Lagen und eine mögliche Aufrauung der Oberfläche müssen weitere Prozesse betrachtet werden. Wenn die Diffusionslängen der Adatome hinreichend klein sind, kann es auch zu Keimbildung in höheren Lagen kommen. Hierzu ist es notwendig, dass mehr Adatome auf die Inseln treffen als in gleicher Zeit über die Stufenkanten in tiefere Lagen diffundieren; die Aufdampftrate muss also entsprechend groß sein. An Stufenkanten führt die Ehrlich-Schwoebel-Barriere(ESB) [34] bei Metallen während des Wachstums dazu, dass die Diffusion in niedrigere Lagen erschwert ist.

5.1.2 Messungen an Kupferschichten

Zur Charakterisierung des Wachstums von Kupfer wurde zunächst die Rauigkeit in Abhängigkeit von der Schichtdicke bestimmt. Hierzu wurden verschieden dicke Kupferschichten bei Raumtemperatur und konstant niedrigen Aufdampfraten um $0,3 \text{ \AA/s}$ auf gereinigten Glassubstraten deponiert. Die Substrate wurden zunächst bei einem Sauerstoffdruck von $p = 0,1 \text{ mbar}$ für 45 Sekunden plasmaoxidiert, um eventuelle organische Rückstände zu entfernen. Nach der Präparation der Schicht wurden die Proben an Luft mit dem AFM untersucht. Abbildung 5.3 zeigt die Topographien dieser Proben, sie zeigen ein Inselwachstum mit einem durchschnittlichen Inseldurchmesser von 40 nm. Aus den AFM-Daten wurde mit

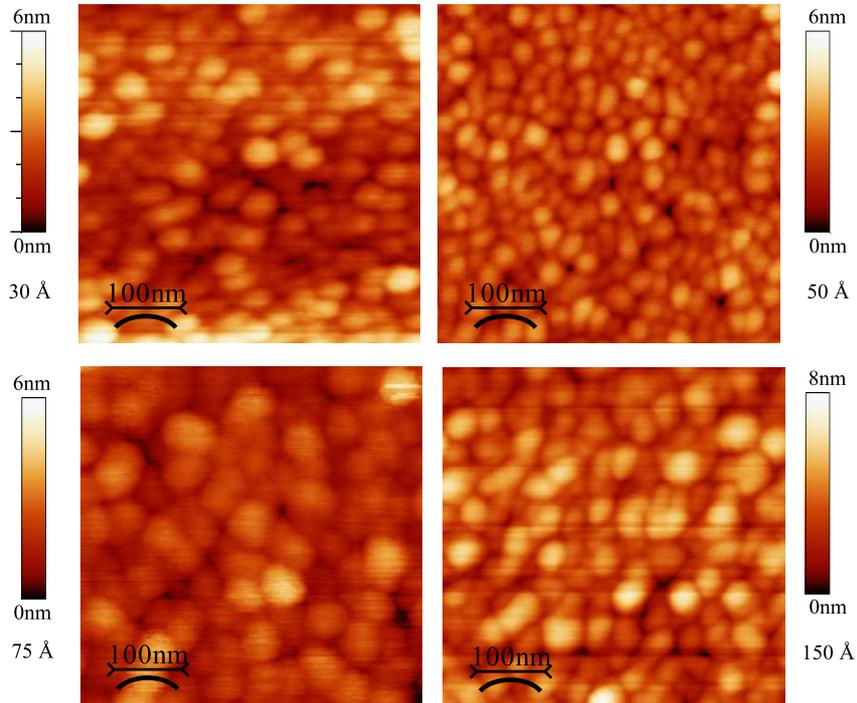


Abbildung 5.3: AFM-Aufnahmen von 30Å, 50Å, 75Å und 150Å dicken Cu-Schichten auf Glas bei konstanter Aufdampftrate I .

der zugehörigen Analysesoftware die RMS-Rauigkeit der Proben bestimmt. Sie ist in Abbildung 5.4 doppeltlogarithmisch gegen die Schichtdicke aufgetragen.

Nachdem das Substrat komplett mit flachen Inseln bedeckt ist, kommt es zu einer kinetischen Aufrauung (vergl. Kapitel 5.1.1). Durch weitere Deposition von Material auf den Inseln, wachsen diese in die Höhe aber nicht weiter in die Breite. So lange es zu keinem Zusammenwachsen von Inseln kommt (Koaleszenz), steigt dadurch der Flankenwinkel der Inseln an, und es kommt zu einer Aufrauung der Oberfläche. In einer theoretischen Beschreibung der kinetischen Aufrauung wird ein Zusammenhang zwischen der Rauigkeit und der Schichtdicke über den Wachstumsexponenten β gefunden [13]:

$$\Delta z(L, d) \propto d^\beta. \quad (5.3)$$

Die RMS-Rauigkeit Δz hängt nach Gleichung 5.3 nicht nur von der Schichtdicke d sondern auch von der Längenskala L , auf der diese Rauigkeit bestimmt wird, ab. Die Rauigkeiten in Abbildung 5.4 wurden alle über einen gleichgroßen Bildausschnitt von $500 \times 500 \text{ nm}^2$ bestimmt und über zwei Aufnahmen gemittelt. Ab einer kritischen Schichtdicke d_{krit} läuft die Rauigkeit in eine Sättigung. Dies kenn-

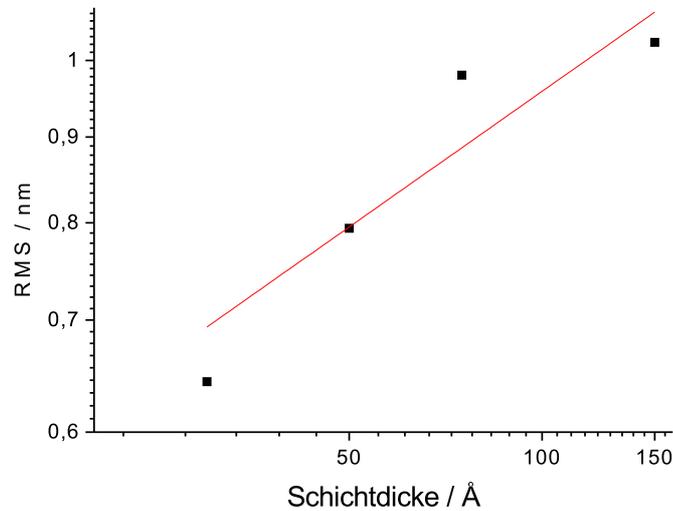


Abbildung 5.4: RMS Rauigkeit von Kupfer auf Glas als Funktion der Schichtdicke.

zeichnet einen Zustand, an dem der Flankenwinkel der Inseln maximal geworden ist und das Wachstum in ein Säulenwachstum übergeht. Die Inseln behalten dabei ihre Form und wachsen geschlossen in die Höhe. Dieser Übergang wird bei den hier untersuchten Schichten aber nicht erreicht, da die Schichtdicke d immer deutlich kleiner als der Inseldurchmesser D bleibt.

Nach den theoretischen Voraussagen ist ein Wachstumsexponent von $\beta = 0,25$ zu erwarten. Ein Fit an die Werte in Abbildung 5.3 liefert einen Wert von $\beta = 0,2689$. Dieser Wert erfüllt die Theorie zufriedenstellend; es liegt hier also ein typisches Inselwachstum vor.

Ratenabhängigkeit

Nach der Schichtdickenabhängigkeit soll nun der Einfluss der Aufdampfrate auf die Rauigkeit von dünnen Kupferschichten untersucht werden. Im Gegensatz zu den zuvor untersuchten Schichten wurde hier das Kupfer aus einem Al_2O_3 Tiegeleinsatz verdampft. Dieser entkoppelt das Depositionsmaterial thermisch vom Anodenschlitten des Elektronenstrahlverdampfers und ermöglicht so das Verdampfen bei kleinerer Leistung, das heißt bei geringerem Strom, beziehungsweise das Erreichen höherer Aufdampfraten bei gleicher Heizleistung. Es wurden wieder vier Proben untersucht. Dabei wurde jeweils 100 \AA Kupfer bei Aufdampfraten zwischen $0,3 \text{ \AA/s}$ und $2,4 \text{ \AA/s}$ deponiert. Die mit dem AFM aufgenommenen

Oberflächentopographien sind in Abbildung 5.5 gezeigt.

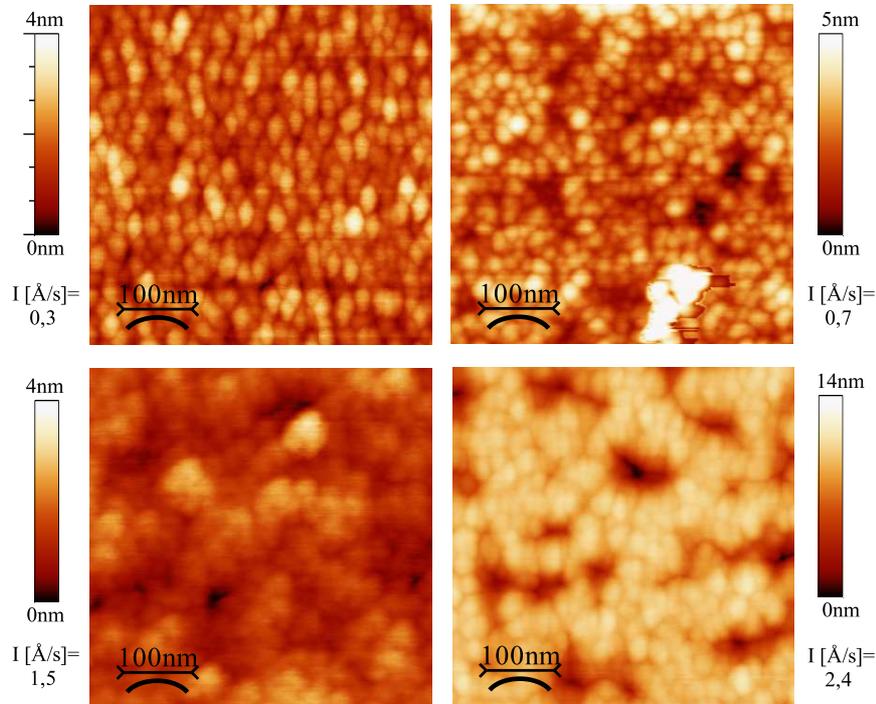


Abbildung 5.5: AFM-Aufnahmen von 100 Å dicken Cu-Schichten auf Glas mit unterschiedlichen Aufdampfzeiten I .

Ob ein Einfluss der Aufdampfrate auf die Oberflächenmorphologie besteht, hängt davon ab, ob die Oberflächenrelaxation eines Adatoms bis zur Anlagerung als unabhängiges Ereignis stattfindet oder nicht. Die maßgeblichen Zeiten hierfür sind die Zeit Δt_D , die zwischen zwei Depositionsereignissen an derselben Stelle vergeht und die sich reziprok zur Aufdampfrate verhält, und die typische Relaxationszeit Δt_R eines Adatoms. Im Fall von $\Delta t_R \geq \Delta t_D$ werden die relaxierenden Adatome auf der Oberfläche förmlich von später deponierten Atomen "begraben", und es kann von kooperativer Relaxation ausgegangen werden. Hingegen ist für $\Delta t_R \ll \Delta t_D$ die Deposition und anschließende Relaxation eines Atoms als ein unabhängiges Ereignis von den restlichen Adatomen auf der Oberfläche und den später deponierten Atomen zu betrachten. Bei den hier untersuchten Schichten mit Aufdampfzeiten von unter einer Monolage pro Sekunde sollte daher keine Ratenabhängigkeit der Schichtstruktur beobachtet werden.

Die Aufnahmen in Abbildung 5.5 zeigen erwartungsgemäss keine Abweichungen in der mittleren Inselgröße. Es ist aber eine deutlich zunehmende Fluktuation der Höhe der einzelnen Inseln bei ansteigender Rate zu erkennen. Diese führt

zu einer langreichweitigen Aufrauung der Schicht, die mit den oben angestellten Überlegungen nicht erklärt werden kann.

5.1.3 Messungen an Aluminiumschichten

In diesem Abschnitt werden Aluminiumschichten auf den gleichen Glassubstraten wie zuvor die Kupferschichten betrachtet. Für die Herstellung von Barrieren in TMR-Elementen ist das Wachstum auf ferromagnetischen Metallen von weit größerer Bedeutung als das hier untersuchte Wachstum auf Glassubstraten. Allerdings besitzen die in 5.2 charakterisierten Tunnelelemente eine untere Elektrode aus Aluminium, weshalb die Messungen hier kurz vorgestellt werden sollen.

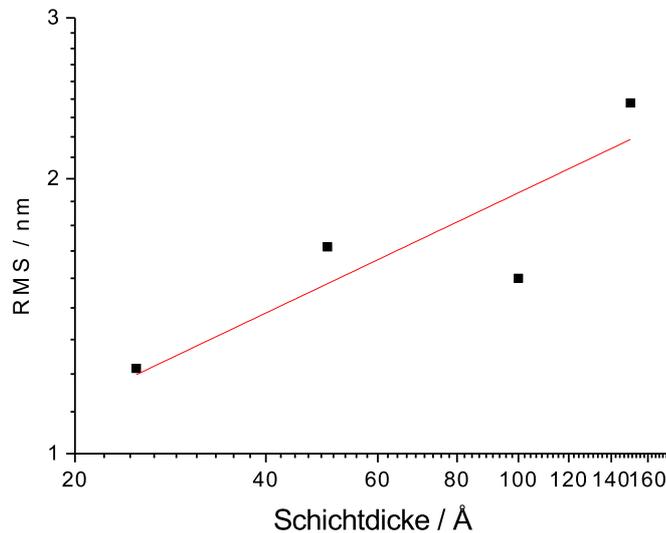


Abbildung 5.6: RMS Rauigkeit von Aluminium auf Glas als Funktion der Schichtdicke.

Abbildung 5.7 zeigt die AFM-Aufnahmen der Aluminiumschichten. Im Gegensatz zu den Kupferschichten ist hier eine Abhängigkeit der Inselgröße von der Schichtdicke zu erkennen. Der mittlere Inseldurchmesser steigt etwa proportional zur Schichtdicke an. Das lässt erwarten, dass der Flankenwinkel der Inseln bei zunehmender Schichtdicke flach bleibt, was auch aus den ebenfalls in Abbildung 5.7 dargestellten Profilansichten erkennbar ist. Folglich kommt es bei Aluminium schon für flache Flankenwinkel zur Koaleszenz von Inseln.

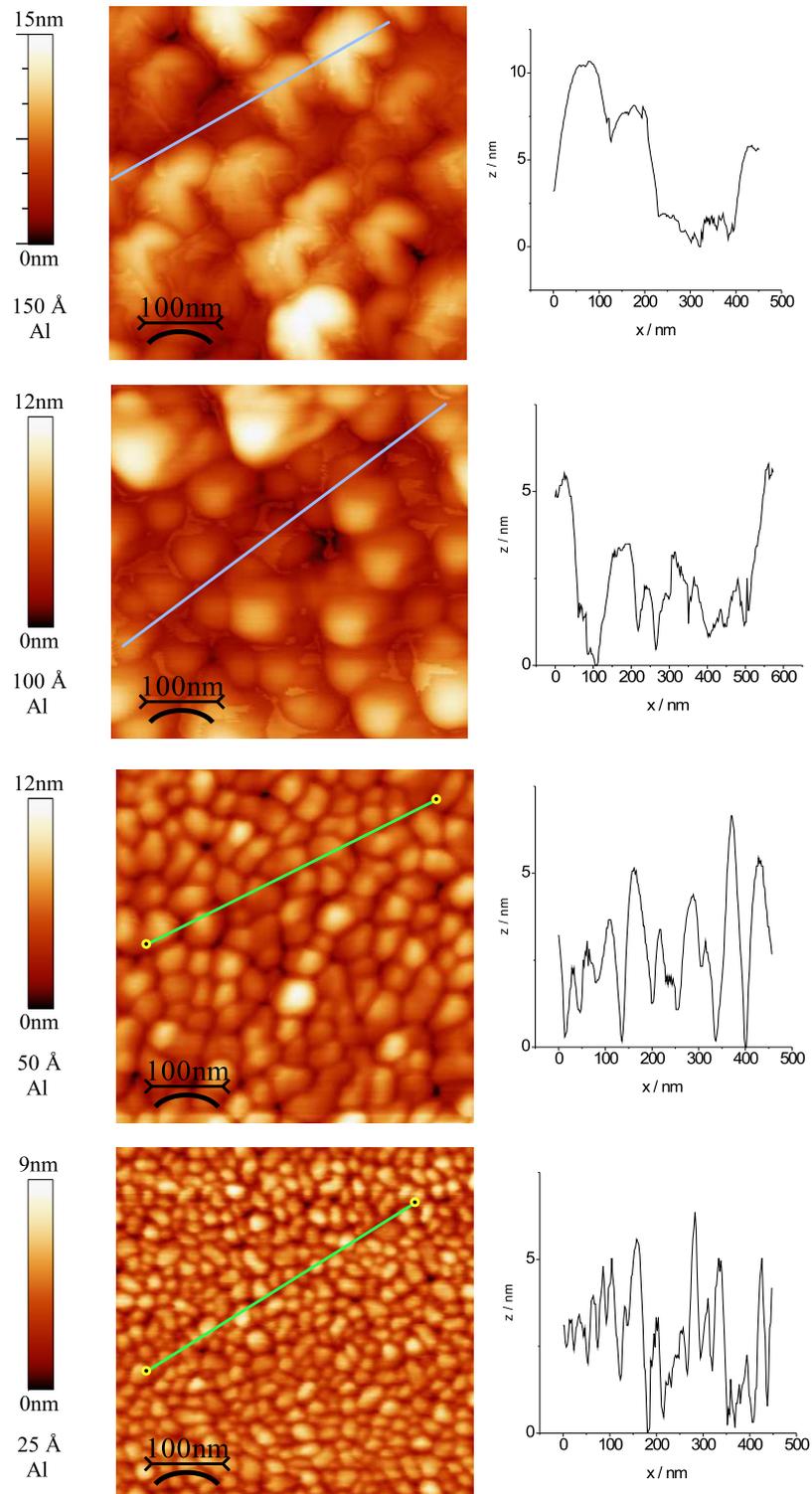


Abbildung 5.7: AFM-Aufnahmen unterschiedlich dicker Aluminiumschichten auf Glas. Rechts ist jeweils das Profil entlang der in den linken Bildern eingezeichneten Profilstrecken dargestellt.

In Abbildung 5.6 sind die RMS-Rauigkeiten der Aluminiumfilme als Funktion der Schichtdicke dargestellt. Ein Fit liefert einen Wachstumsexponenten von $\beta = 0,33$. Da sich hier die Inselgröße mit zunehmender Schichtdicke ändert, gilt nicht die gleiche theoretische Beschreibung wie für die Kupferschichten. Daher ist der größere Wachstumsexponent nicht verwunderlich. Außerdem zeigt das Bild der 150 Å dicken Schicht deutliche Spitzenartefakte, so dass die Aussagekraft dieses Wertes zumindest zweifelhaft ist.

5.2 Tunnelemente

In diesem Kapitel wird die Qualität der Plasmaoxidation durch die Herstellung und Charakterisierung einfacher Al/Al₂O₃/Al-Tunnelemente überprüft. Dafür wurden Proben mit Hilfe der in Kapitel 4.1.4 beschriebenen Schattenmasken hergestellt. Als Substrat dient thermisch oxidiertes Silizium, welches zunächst je 5 Minuten im Ultraschallbad in Aceton und Isopropanol gereinigt wurde. Das Substrat wird in 0,1 mbar Sauerstoff für 45 Sekunden plasmaoxidiert, um organische Rückstände zu entfernen. Anschließend wird mit der Maske für den unteren Kontakt eine 100 Å dicke Aluminiumschicht aufgedampft, welche *in-situ* für unterschiedliche Zeiten bei 0,1 mbar Sauerstoffdruck plasmaoxidiert wird. Daraufhin erfolgt *ex-situ* ein Maskenwechsel und es werden mit den Definitionsmasken (Abbildung 4.6 b, c) für die Definitionsschicht je 60 Å Al₂O₃ aufgedampft. Zuletzt werden mit der Maske für die oberen Kontakte eine 60 Å dicke Aluminiumschicht gefolgt von einer 100 Å dicken Kupferschicht zur Verbesserung des Leitwertes der Zuleitungen aufgedampft. An diesen Proben wurden die Tunnelkennlinien für den Bereich $-1\text{ V} < U < +1\text{ V}$ gemessen. Diese I-U-Kennlinien sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

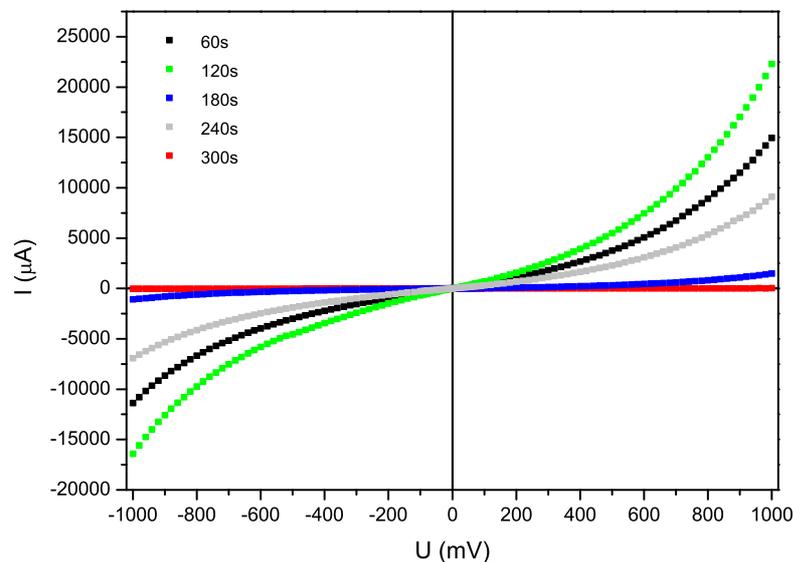


Abbildung 5.8: Tunnelkennlinien von Al/Al₂O₃/Al-Tunnelkontakten für unterschiedlich lange Oxidationszeiten.

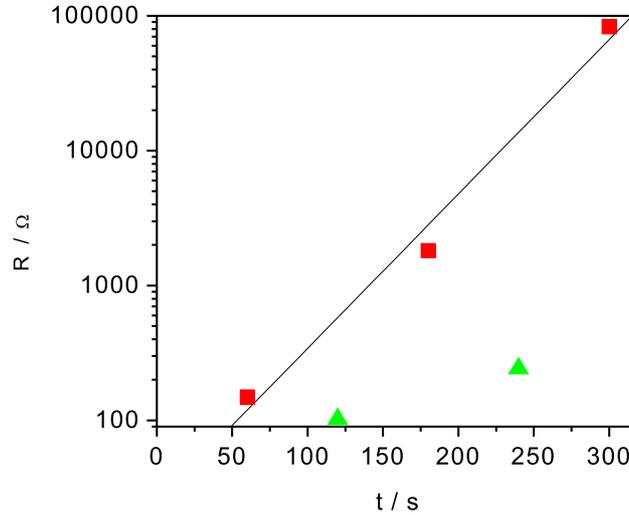


Abbildung 5.9: Widerstand der Tunnelkontakte bei $U=400$ mV als Funktion der Oxidationszeit.

Abbildung 5.9 zeigt die Tunnelwiderstände bei $U=400$ mV als Funktion der Oxidationszeit. Die Proben mit Oxidationszeiten 120 Sekunden und 240 Sekunden (grün) wurden zu einem späteren Zeitpunkt hergestellt als die drei übrigen (rot). Wie in Abbildung 5.9 ersichtlich ist, erfüllen die drei zuerst präparierten Proben (rot) den zu erwartenden Verlauf einer exponentiellen Zunahme des Tunnelwiderstands mit der Oxidationszeit, während die anderen beiden deutlich herausfallen. Möglicherweise gab es nicht mehr reproduzierbare Parameter am System in dieser frühen Betriebsphase zwischen der Präparation der ersten drei und der letzten beiden Proben, die am Ende des Abschnitts diskutiert werden.

Um die effektiven Barrierenparameter zu erhalten, wurden Kurven nach Gleichung 3.9 von Brinkman [5] an die gemessenen Tunnelkennlinien im Bereich $-0,5 \text{ V} < U < +0,5 \text{ V}$ angepasst. Da die Barrieren allesamt eine große Asymmetrie aufweisen, wurde auf einen Fit der Barrierenparameter nach Simmons verzichtet. Ein Problem bei der Verwendung der Brinkman-Formel stellt die starke Abhängigkeit der effektiven Barrierenhöhe $\bar{\varphi}$ und der Barrierenbreite d voneinander dar. Beide kommen im Exponenten in Gleichung 3.9 vor, der die Kurvensteigung maßgeblich bestimmt. Nach [27] können insbesondere im Bereich kleiner Spannungen die beiden Parameter in weiten Grenzen variiert werden, ohne den Kurvenverlauf deutlich zu verändern, solange nur das Produkt $\bar{\varphi} \cdot d^2$ konstant gehalten wird. Daher ist es erforderlich, zumindest die Barrierenhöhe an einer

der beiden Grenzflächen der Barriere auf einem alternativen Weg zu bestimmen oder festzusetzen.

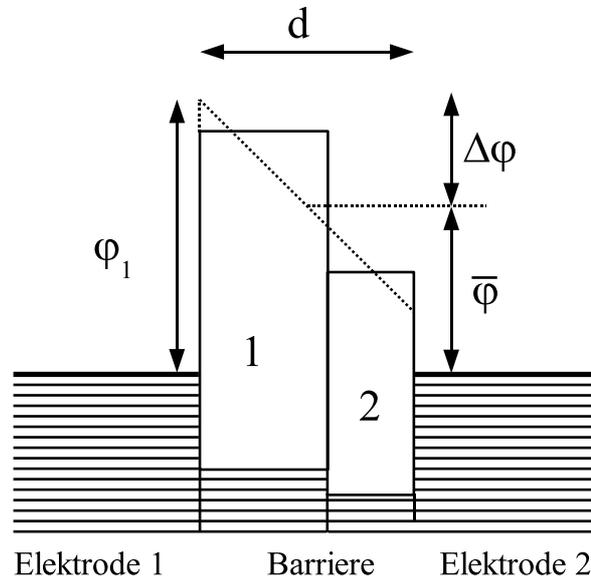


Abbildung 5.10: Modell einer Doppelbarriere und zugehöriger Brinkmanbarriere

Ursache der Asymmetrie ist eine Nachoxidation der Proben an Luft während des *ex-situ* Maskenwechsels. Bei der natürlichen Oxidation entsteht eine andere Barrierenstruktur als bei der Plasmaoxidation. So ist zum Beispiel die Defektdichte für natürlich oxidierte Schichten größer. Dies führt zu Barrieren, deren Parameter deutlich von denen der plasmaoxidierten Barrieren abweichen; im Allgemeinen ist die Barrierenhöhe deutlich niedriger. Durch die natürliche Nachoxidation wird letztlich eine Doppelbarriere erzeugt, wie sie in Abbildung 5.10 dargestellt ist. In folgendem Modell wird angenommen, dass die Barrierenhöhe φ_1 an der oberen Grenzfläche durch die Plasmaoxidation für alle Proben identisch ist und dass nur die Asymmetrie $\Delta\varphi$ und die Barrierendicke d variieren. Der Zusammenhang zwischen der effektiven Barrierenhöhe $\bar{\varphi}$ und der Asymmetrie $\Delta\varphi$ ist dann durch die Festlegung von φ_1 vorgegeben. Die Barrierenhöhe einer durch Plasmaoxidation hergestellten Barriere beträgt typischerweise 2,0-2,5 V [27, 28]. Die besten Fitergebnisse mit den durchschnittlich niedrigsten Werten für χ^2 wurden für ein $\varphi_1 = 2,4$ V erzielt. Die erhaltenen Werte für $\Delta\varphi$ und d sind in Tabelle 5.1 dargestellt.

Die Werte der 120 Sekunden und 240 Sekunden oxidierten Proben weichen wie zu erwarten auch hier vom Verlauf der Werte der anderen Proben ab. Tendenziell ist sowohl die Zunahme der Barrierendicke als auch der effektiven Barrierenhöhe mit der Oxidationszeit zu beobachten. Die Werte der Asymmetrie $\Delta\varphi$ ergeben

t_{ox} [sec]	$\bar{\varphi}$ [V]	$\Delta\varphi$ [V]	d [Å]	$d\varphi^2$ [ÅV ²]
60	1,503(7)	-1,794(14)	15,25(3)	34,45(39)
120	1,626(13)	-1,549(26)	14,40(5)	38,05(74)
180	1,497(6)	-1,806(11)	17,23(3)	38,61(35)
240	1,574(7)	-1,652(14)	15,29(4)	37,88(44)
300	2,045(15)	-0,71(30)	17,34(64)	72,52($\pm 3, 74$)

Tabelle 5.1: Auflistung der effektiven Barrierenparameter bei konstantem $\varphi_1 = 2,4$ V.

eine Barrierenhöhe für die natürlich oxidierte Barriere von $\varphi_2 \approx 0,8$ V, was im Rahmen der Erwartungen liegt.

An den Ergebnissen wird deutlich, dass die Plasmaoxidation in der vorliegenden Konfiguration noch nicht die gewünschte Reproduzierbarkeit der Barrierenparameter gewährleisten kann. Die Hauptursache hierfür dürfte in der verwendeten Pirani-Druckmesssonde liegen. Zum Einen reagiert diese bei Druckänderung sehr träge, was ein genaues Einstellen des Sauerstoffdrucks erschwert, zum Anderen zeigt sie den Druck im gewünschten Bereich nur mit einer Genauigkeit von einer Dezimalstelle an. Das führt zu einer Anzeigegenauigkeit von +50% bis -10% bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-1}$ mbar. Wie bereits in 4.1.3 gezeigt, ist die Oxidationsrate bei der Plasmaoxidation stark vom Druck abhängig. Daher ist es unbedingt erforderlich, eine Druckmessung mit höherer Genauigkeit im Bereich von 0,1 mbar einzubauen, um Barrieren mit reproduzierbaren Parametern herstellen zu können.

Die vorliegenden ersten Ergebnisse können jedoch gut in der Annahme eines zwei Barrierenmodells mit natürlich oxidierte und plasmaoxidierte Barriere angepaßt werden.

5.3 Simulationsergebnisse

Den experimentellen Zugang zu magnetischer Dynamik mit der höchsten Zeitaufösung bieten optische Pump-Probe-Experimente. Dabei wird die Probe lokal mit einem starken Laserpuls über die Curie-Temperatur erhitzt und die Relaxation der Magnetisierung mit einem Abtastpuls zeitverzögert gemessen. Die mögliche Zeitaufösung ist nur durch die Pulsdauer (50-90fs) beschränkt. Dadurch ist der zeitliche Verlauf der Relaxation, an der vielfältige Prozesse zwischen Elektronen, Spins und Gitter beteiligt sind, zugänglich. Die Details dieser Prozesse sind noch nicht vollständig verstanden. Auf großer Zeitskala können magnetische Eigenmoden und Präzessionsbewegungen im Experiment beobachtet werden.

Einen direkten Zugang zu der orts aufgelösten Dynamik der Magnetisierungsanregungen und damit zu Details der Spinrelaxation auf einer Zeitskala von ps bis ns bietet die mikromagnetische Simulation. In der Programmumgebung „oommf“ wird hierzu eine Struktur in ein zweidimensionales Gitter quadratischer Zellen zerlegt. Jeder Zelle wird ein dreidimensionaler Magnetisierungsvektor zugeordnet und die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung numerisch integriert. Die Zahl der möglichen Zellen in einer Simulation ist durch die vorhandene Hardware und vor allem den zur Verfügung stehenden Speicherplatz eingeschränkt. Gleichzeitig ist die sinnvolle Größe der Zellen durch ansteigende Fehler in der Simulation beschränkt. Es stellt sich also zunächst die Frage, welche Prozesse bis zu welcher Zelldiskretisierung realistisch durch die Simulation wiedergegeben werden können. Dieser Frage wird im folgenden ersten Unterkapitel nachgegangen.

Im zweiten Unterkapitel wird der Einfluss der Energiebeiträge auf die Domänenstruktur von magnetischen Mikrostrukturen beleuchtet. Der Übergang zwischen den vom Streufeld dominierten Landauzuständen und den vom Austauschfeld dominierten S-Zuständen soll in Abhängigkeit zur Schichtdicke gefunden werden. Für die dynamische Simulation wird im letzten Unterkapitel anhand der Relaxationen zweier Laserspotanregungen gezeigt, dass der Übergang von der Austauschdominanz zur Streufelddominanz auch hier gefunden wird und die charakteristische Relaxation bestimmt, aber gegenüber den rein statischen Fällen verschoben ist.

5.3.1 Diskretisierungsfehler

Nach [7] bleibt die Abweichung zur exakten Gesamtenergie in der Simulation unter 1%, wenn die Diskretisierungszelle kleiner der halben Austauschlänge ist, welche für Permalloy 2,8 nm beträgt. Daraus ergäbe sich bei 500 x 500 Zellen eine maximale Strukturgröße von 700 nm. Um herauszufinden, wie sich der Fehler für größere Zellen entwickelt, wurde eine rechteckige Permalloy-Struktur mit unterschiedlichen Zellgrößen in ihre energetisch günstigste Domänenstruktur re-

laxieren gelassen. Die Seitenlängen sind $1000 \times 500 \text{ nm}^2$ und die Schichtdicke der Struktur beträgt 3 nm . In Abbildung 5.11 ist die Gesamtenergie sowie die Austauschenergie und die Streufeldenergie gegen die Zellgröße für die vollständig relaxierte Vortexstruktur aufgetragen. Da kein äußeres Feld anliegt und Permalloy idealerweise anisotropiefrei ist, gibt es keine Zeeman- und Anisotropiebeiträge zur Gesamtenergie. Der rechte Teil der Abbildung zeigt die relative Abweichung der Werte von denen für eine 2 nm Zelle.

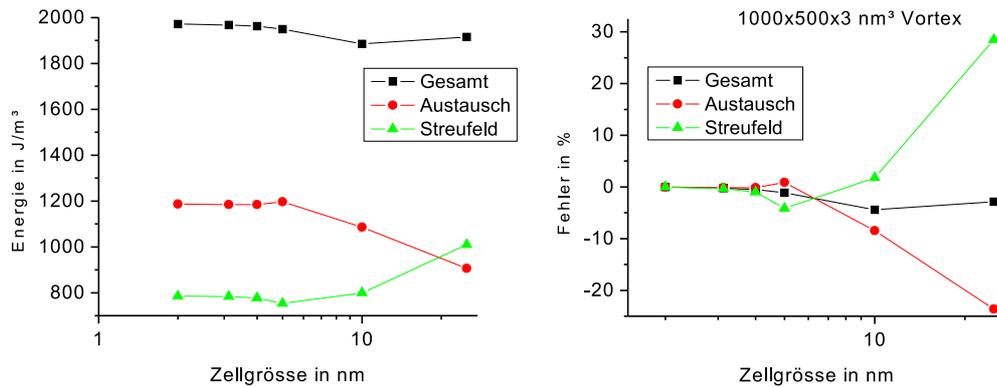


Abbildung 5.11: Links: Energiebeiträge für eine $1000 \times 500 \text{ nm}^2$ große Vortexstruktur als Funktion der Zellgröße. Rechts: Relative Abweichung der Energiebeiträge von den Werten für 2 nm große Zellen.

Bis zu einer Zellgröße von etwa der doppelten Austauschlänge treten noch keine signifikanten Abweichungen von den Werten für 2 nm Zellen auf. Für größere Zellen fällt die Austauschenergie deutlich ab. Dies ist darin begründet, dass bei Zellen größer der doppelten Austauschlänge ein Austausch nur noch zwischen dem Rand der einen Zelle und dem Rand der nächsten Zelle stattfindet, das Innere der Zelle aber keinen Beitrag zur Austauschenergie leistet, da die Magnetisierung innerhalb einer Zelle überall gleich ist. Die Streufeldenergie hingegen steigt deutlich an. Ursache dafür ist, dass eine große Zelle mit einer konstanten Magnetisierung auch ein großes Dipolmoment und damit ein großes Streufeld besitzt. Wäre diese Zelle in mehrere kleine Zellen unterteilt, könnte das Streufeld dieser Gruppe durch ein Verdrehen der Einzelmagnetisierungen gegeneinander reduziert werden. Dieser Effekt wird natürlich nur in Bereichen relevant, in denen sich die Magnetisierung auf kurzen Distanzen stark dreht, wie zum Beispiel an Domänenwänden. In Bereichen homogener Magnetisierung ist das Streufeld einer Gruppe von Zellen genauso groß, wie das einer einzigen Zelle von der Größe der gesamten Gruppe. Ebenso ist der Beitrag zur Austauschenergie von Zellen in Bereichen homogener Magnetisierung unabhängig von ihrer Größe gleich Null.

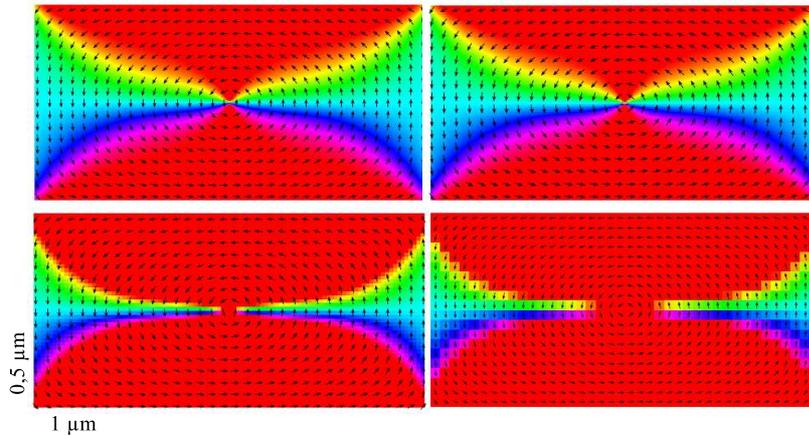


Abbildung 5.12: Magnetisierungsverteilung für verschiedene Diskretisierungszellengrößen. Oben für 2 nm und 4 nm Zellen, unten für 10 nm und 25 nm Zellen.

Abbildung 5.12 zeigt die Magnetisierung für Simulationen mit verschiedener Zellgröße. Beim Übergang von kleinen zu großen Zellen ist deutlich der schwindende Einfluss des Austauschfeldes zu erkennen. Während die Magnetisierung bei Zellen bis 4 nm Größe aufgrund der Austauschwechselwirkung noch in weiten Bereichen homogen ausgerichtet ist, verläuft die Magnetisierung bei Zellgrößen über 10 nm in einer nahezu idealen Vortexstruktur.

Da die Fehler der Austauschenergie und der Streufeldenergie nicht unabhängig voneinander sind und sie immer entgegengesetztes Vorzeichen besitzen, ist der Fehler der Gesamtenergie immer kleiner als die Fehler der einzelnen Energiebeiträge. Um austauschdominierte Vorgänge in der Simulation korrekt wiedergeben zu können muss die Zellgröße im Bereich der Austauschlänge liegen. Streufelddominierte Prozesse, also solche, die von einer Fernwirkung der Magnetisierung beherrscht werden, können jedoch auch mit großen Zellen gut wiedergegeben werden. Bereiche, in denen die Magnetisierung auf kurzer Distanz starke Fluktuationen aufweist, besitzen in größerer Entfernung (groß gegen die Zellgröße) kaum ein Streufeld, da sich die Streufelder der einzelnen Zellen kompensieren. In Bereichen mit weitgehend homogener Magnetisierung hingegen werden die Energien wie bereits erörtert korrekt wiedergegeben. In diesem Fall ist also die Auflösung, mit der die Struktur diskretisiert wird, entscheidend für die Qualität der Simulation, nicht aber die absolute Zellgröße.

5.3.2 Domänenstrukturen

In diesem Abschnitt wird die statische Domänenstruktur von Permalloy Mikrostrukturen verschiedener Größe untersucht. In Abhängigkeit von der Strukturgröße wird der Übergang des vom Austauschfeld dominierten S-Zustands in den vom Streufeld dominierten Landauzustand gesucht. Dies wird für rechteckige Strukturen mit einem Seitenverhältnis Länge : Breite = 2 : 1 und für Schichtdicken 1 nm, 3 nm und 10 nm durchgeführt. Als maximale Auflösung sind 500 x 250 Zellen möglich; die kleineren Strukturen wurden aber mit einer Zellgröße von 1 nm gerechnet, um Simulationszeit zu sparen. Für jede Struktur wird die Simulation mit drei verschiedenen Ausgangskonfigurationen gestartet: Eine ideale Landaukonfiguration mit kollabierten Wänden, eine ideale Vortexkonfiguration und eine Eindomänenkonfiguration mit homogen ausgerichteter Magnetisierung in x-Richtung. Diese Zustände relaxieren solange, bis der skalare Wert $|m \times H_{eff}|$, der proportional zum Drehmoment ist, das auf die lokale Magnetisierung wirkt, für keine Zelle einen Wert von 10^{-5} übersteigt.

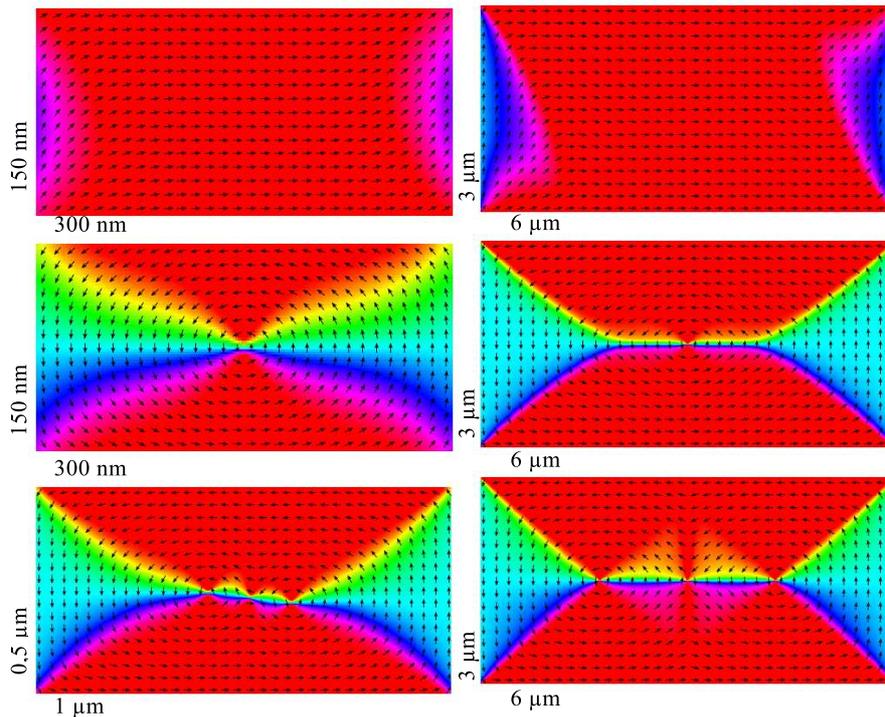


Abbildung 5.13: Domänenkonfigurationen für die kleinste und größte simulierte Permalloystruktur. Oben S-Zustände für 3 nm dicke Schichten, in der Mitte Vortex-Zustände für 3 nm (links) und 10 nm (rechts) dicke Schichten und unten Landau-Zustände für 10 nm dicke Schichten.

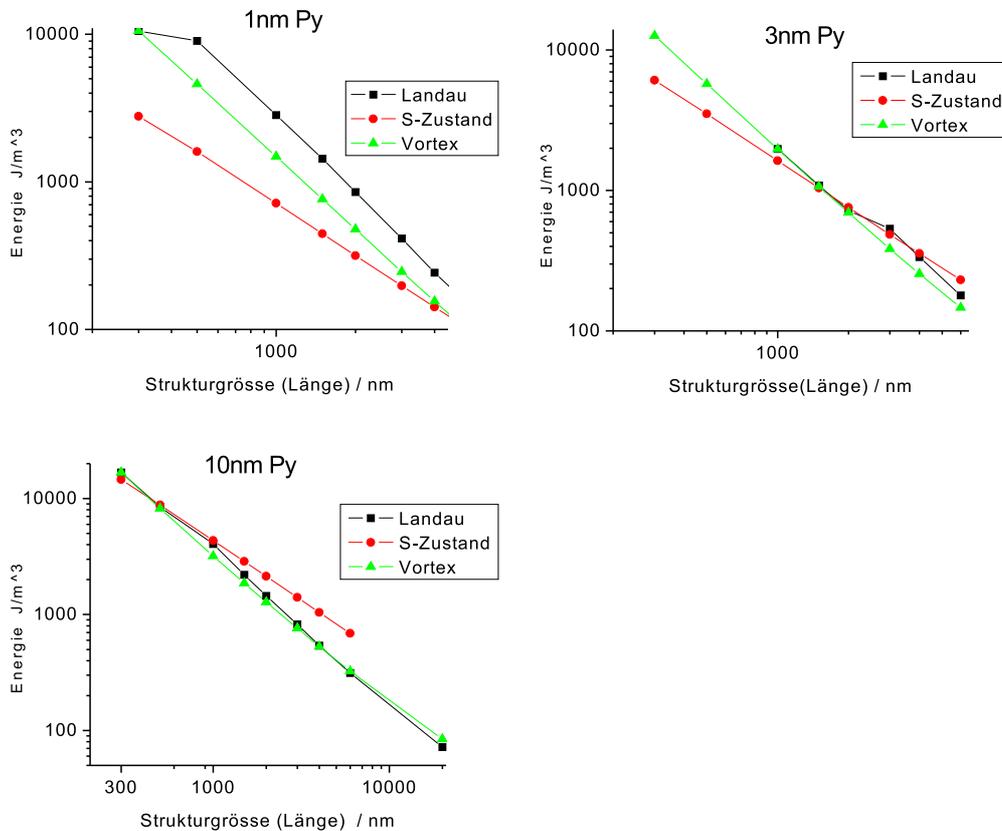


Abbildung 5.14: Gesamtenergie vollständig relaxierter Domänenkonfigurationen als Funktion der Strukturgröße für verschieden dicke Permalloyschichten.

Als stabil kann sicher nur der Zustand angesehen werden, der die geringste Gesamtenergie aufweist. Die anderen relaxierten Domänenzustände sind höchstens metastabil und würden nach ausreichend langer Simulationszeit oder nach Einwirkung einer Störung in den energetisch günstigsten Zustand übergehen. In einigen Fällen ist das hier bereits geschehen, in denen die Landaukonfiguration für kleine Strukturen in die energetisch günstigere Vortexkonfiguration übergegangen ist. In der Auftragung der Gesamtenergien ist das daran zu erkennen, dass beide Zustände dieselbe Energie aufweisen. Wie eine Störung den Übergang in eine günstigere Domänenkonfiguration initiieren kann wird im nächsten Abschnitt noch gezeigt.

In Abbildung 5.14 sind die Gesamtenergien als Funktion der Strukturgröße für drei verschiedene Schichtdicken aufgetragen. Für eine Schichtdicke von 10 nm liegt der Übergang einer vom Streufeld dominierten Domänenbildung zu einer

vom Austauschfeld dominierten unterhalb einer Strukturgröße von 500 nm. Bereits bei der 1 μm Struktur ist die Streufeld reduzierende Vortexkonfiguration energetisch günstiger, obwohl bei dieser Größe die Austauschenergie in der Simulation korrekt berechnet wird. Daraus folgt, dass der Übergangsbereich nicht von einem ansteigenden Fehler in der Berechnung der Energiebeiträge beeinflusst wird. Für dünnere Schichten verschiebt sich die Grenze des Stabilitätsbereichs von eindomänigen S-Zuständen hin zu größeren Strukturen; für eine 1 nm dicke Schicht stellen sie im gesamten untersuchten Bereich den energetisch niedrigsten Zustand dar.

Die Vortexkonfiguration als energetisch günstigste Domänenstruktur markiert den Übergangsbereich zwischen einer vollständig vom Austauschfeld dominierten zu einer überwiegend Streufeld minimierenden Domänenbildung. Während in der Landaukonfiguration eine Stachelwand als Grenze zwischen zwei entgegengesetzt ausgerichteten Domänen existiert, die mindestens drei Vortices enthält, besitzt die Vortexkonfiguration nur eine Vortex im Zentrum. Der Aufbau einer solchen Stachelwand kostet mehr Energie als durch weitere Streufeldreduktion gewonnen werden kann. Daher bildet die Vortex einen fließenden Übergang zwischen den beiden Extrema der reinen Austausch- oder Streufelddominanz. Dass dieser Übergang fließend ist, ist aus Abbildung 5.13 ersichtlich. Die Form der Magnetisierungsverteilung in der relaxierten Vortexstruktur ändert sich langsam von einer kontinuierlich drehenden Magnetisierung zu einer sehr Landau ähnlichen Verteilung.

5.3.3 Remagnetisierungsprozesse

Es wird hier eine laserinduzierte Anregung in der Magnetisierung einer Permalloystruktur und die anschließende Relaxation in den Ausgangszustand simuliert. Dabei wird davon ausgegangen, dass das Material durch die lokale Anregung in diesem Gebiet vollständig entmagnetisiert wird, die ursprüngliche Magnetisierung außerhalb der Anregungszone aber unverändert bleibt. Simuliert wird eine kreisförmige Anregung im Zentrum einer in Richtung der langen Achse der Struktur magnetisierten Domäne. Eine solche Anregung wird in einem optischen Pump-Probe-Experiment mit einem starken Laserpuls erzeugt und anschließend mit einem zweiten Puls die lokale Magnetisierung im Bereich der Anregung abgetastet. Der zeitliche Verlauf eines solchen Messsignals der Remagnetisierung wurde in [19] aus Simulationsdaten gewonnen.

Hier wird nun die dynamische Ausbreitung dieser Anregung in die umgebende Magnetisierung genauer betrachtet. Von besonderem Interesse ist dabei, ob der Übergang zwischen Prozessen, die von der Austauschwechselwirkung dominiert werden, und solchen, die vom Streufeld beherrscht werden, bei der gleichen Strukturgröße beobachtet wird wie im statischen Fall der Domänenbildung. Neben der

Magnetisierungsverteilung wird daher die Entwicklung des effektiven Feldes dargestellt, welches die treibende Kraft der Dynamik ist.

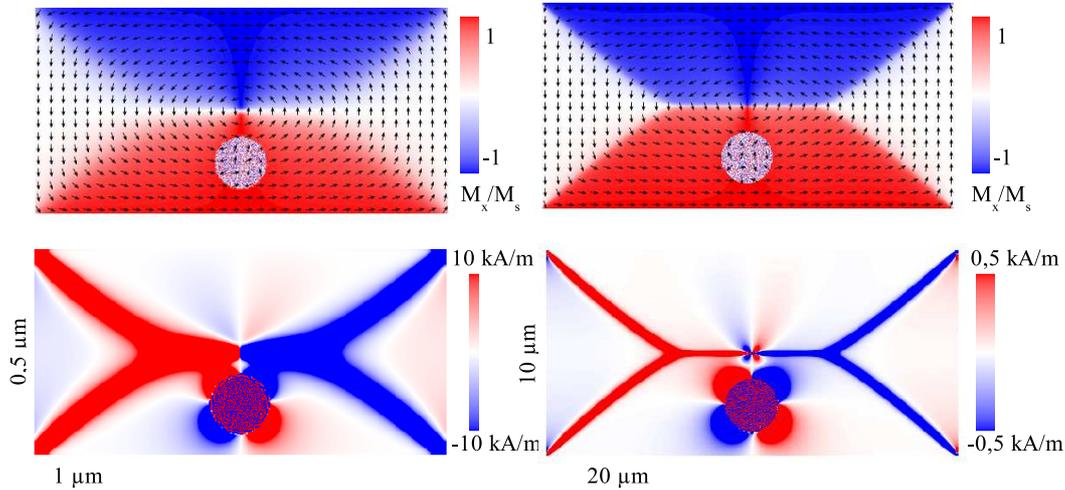


Abbildung 5.15: Ausgangszustand einer Laserspotanregung in einer $1 \mu\text{m}$ und einer $20 \mu\text{m}$ langen Permalloystruktur. Oben: Die x-Komponente der Magnetisierung. Unten: Die y-Komponente des effektiven Feldes in überhöhter Darstellung.

Abbildung 5.15 zeigt die Ausgangssituation für zwei Simulationen. Beide Strukturen bestehen aus 10 nm dicken Permalloyszichten und unterscheiden sich nur durch die Skalierung: Die rechte Struktur ist 20 mal größer als die linke, deren Abmessungen $1 \times 2 \mu\text{m}^2$ betragen. Als Ausgangsstruktur ist die relaxierte Vortexstruktur gewählt, da sie gerade den Übergangsbereich in statischer Betrachtung der Domänenstrukturen markiert. Im Zentrum der unteren Hälfte der Struktur befindet sich die Spot-förmige Anregung. Ihr Durchmesser D beträgt $D = 1/8 \cdot l$, wobei l die Länge der Struktur ist. Die Entmagnetisierung wird in der Simulation dadurch modelliert, dass Magnetisierungsvektoren der Zellen innerhalb der Anregungszone statistisch ausgerichtet werden. Im oberen Teil der Abbildung ist die x-Komponente der Magnetisierung dargestellt, im unteren die y-Komponente des effektiven Feldes. Die Farbskalierung für das effektive Feld ist stark überhöht, so dass Feldwerte oberhalb des Maximalwertes der Skala nicht aufgelöst werden können.

Ein entmagnetisierter Bereich inmitten einer sonst homogen magnetisierten Zone bewirkt eine Veränderung des Streufeldes. Die fehlende Magnetisierung des jetzt angeregten Bereichs kann die y-Komponente des Streufeldes der umliegenden Domäne nicht mehr kompensieren. In der Umgebung der Anregung hat das Streufeld jetzt eine Komponente senkrecht zur Richtung der Magnetisierung in der Domäne, die es bei homogener Magnetisierung nicht gäbe. Abbildung 5.16

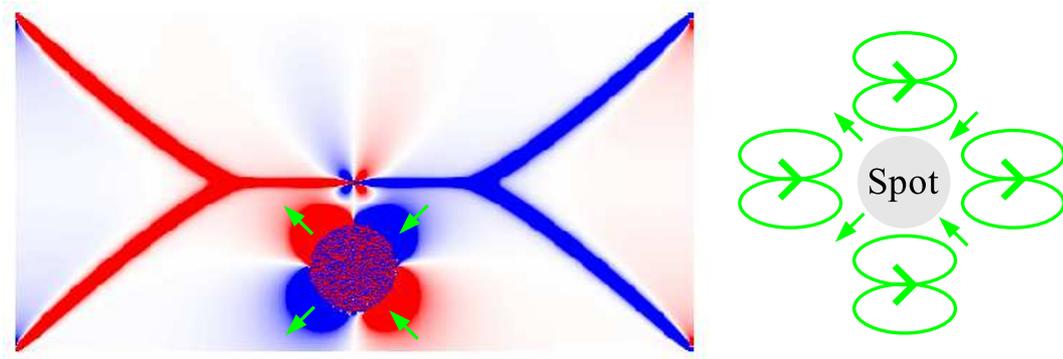


Abbildung 5.16: Veranschaulichung der Streufeldausbildung einer Laserspotanregung.

soll dies veranschaulichen.

Die in der Anregungszone mögliche Gesamtmagnetisierung ist proportional zum Volumen des angeregten Bereichs, im Fall gleicher Schichtdicke also proportional zu dessen Fläche. Sie skaliert mit r^2 , die Stärke des Streufeldes eines Dipols nimmt mit $1/r^3$ ab. Um eine Vergleichbarkeit der Bilder des effektiven Feldes zu erhalten, wird der Maximalwert der Farbskala proportional zu $1/r$ beziehungsweise proportional zu $1/l$ gewählt.

Die Komponente des effektiven Feldes, die senkrecht auf der lokalen Magnetisierung steht, hat einen weit größeren Einfluss auf die Magnetisierungsdynamik als eine parallele Komponente, was zum Beispiel beim „Precessional swiching“ ausgenutzt wird [2]. Da die Magnetisierung um die Richtung des effektiven Feldes präzediert, bewirkt ein senkrecht zur Magnetisierung stehendes effektives Feld die größte Dynamik. Daher ist in den Abbildungen 5.15 und 5.18 die y-Komponente des effektiven Feldes und die x-Komponente der Magnetisierung dargestellt.

In Abbildung 5.15 ist zu erkennen, dass die Simulation für beide Strukturgrößen mit ähnlichen Voraussetzungen startet. Die Streufelder der Anregungen haben die gleiche Form. Der zeitliche Verlauf des Relaxationsprozesses ist in Abbildung 5.17 gezeigt. Zunächst fällt auf, dass die Relaxation in der kleinen Struktur wesentlich weniger Zeit benötigt. Dies ist nicht unmittelbar einsichtig, da in beiden Fällen mit einer intrinsischen Dämpfung von $\alpha = 0,01$ gerechnet wurde. Daraus folgt, dass der Relaxationsprozess stark von einer zusätzlichen extrinsischen Dämpfung beeinflusst wird. Diese wird durch Energiedissipation in umliegende Bereiche ungestörter Magnetisierung in Form von Spinwellenanregungen verursacht. Im Falle der kleinen Struktur werden konzentrisch hochfrequente Spinwellen abgestrahlt. Diese Spinwellen werden durch das Austauschfeld übertragen und haben eine sehr kurze Wellenlänge von wenigen Nanometern. Kurzwellige Anregungen wie diese werden wesentlich schneller gedämpft als langwellige. Noch bevor die Wel-

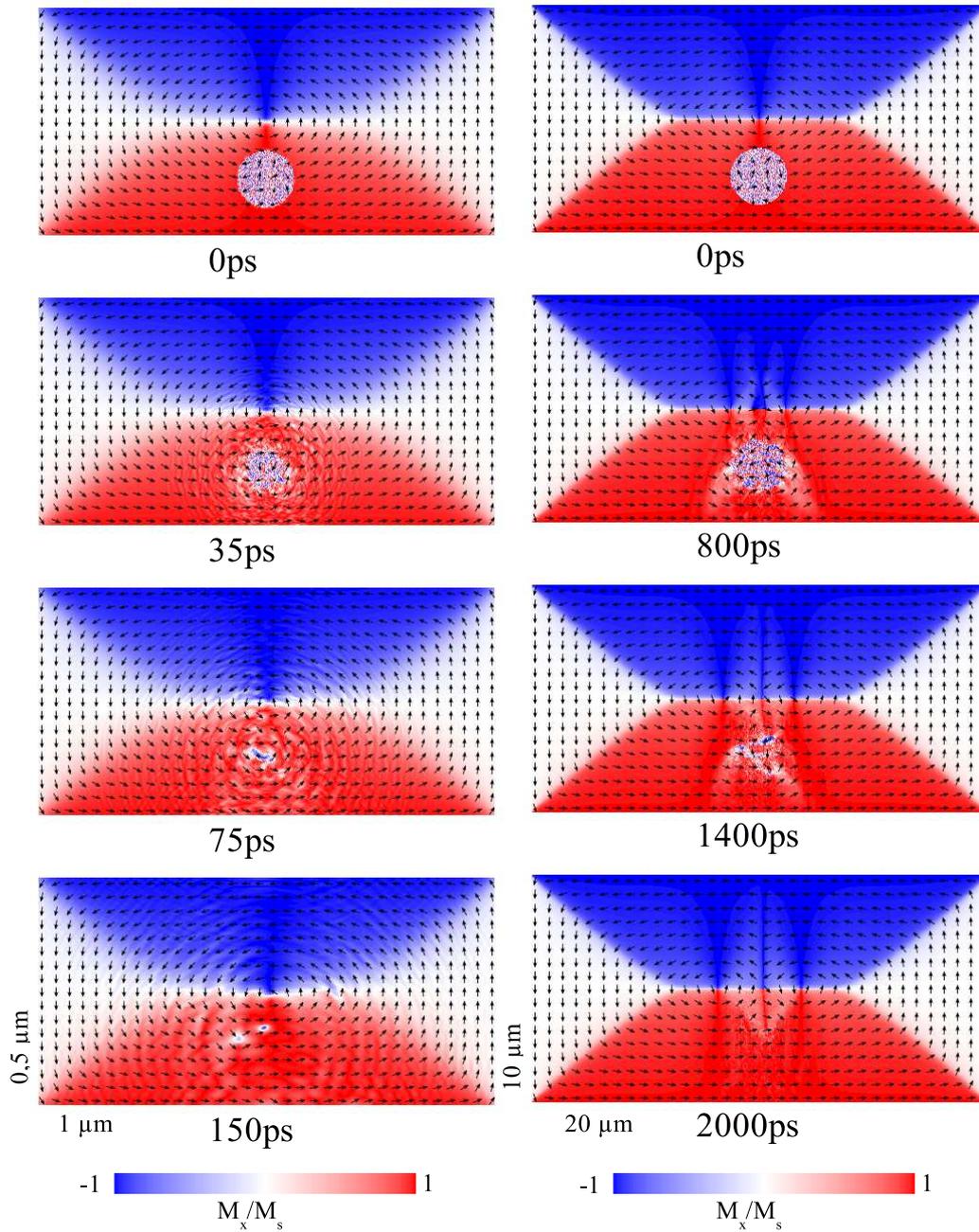


Abbildung 5.17: Verlauf der Relaxation nach einer Laserpulsanregung in unterschiedlich großen Permalloystrukturen.

lenfront den Rand der Struktur erreicht ist die ursprüngliche Anregung nahezu vollkommen verschwunden. Im Vergleich zum Austauschfeld, das diese Spinwel-

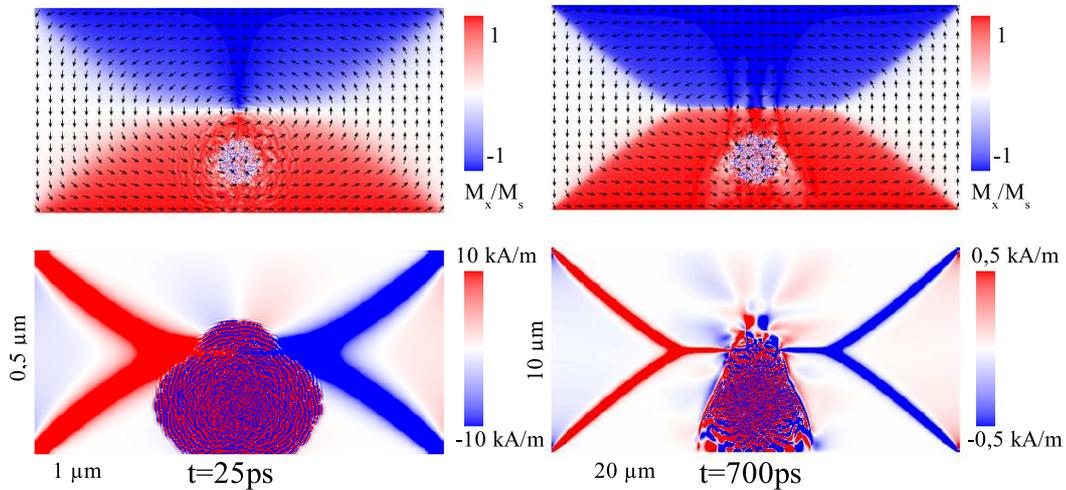


Abbildung 5.18: Relaxation einer Laserspotanregung in einer $1\mu\text{m}$ und einer $20\mu\text{m}$ langen Permalloystruktur. Oben: Die x-Komponente der Magnetisierung. Unten: Die y-Komponente des effektiven Feldes in überhöhter Darstellung.

len vermittelt, ist das Streufeld in der Umgebung der Anregung relativ schwach. Es verursacht daher auch nur eine relativ langsame Spinpräzession. Doch bevor sich diese überhaupt ausbildet, wird der jeweilige Bereich schon von den hochfrequenten Spinwellen überlaufen. Dieses Verhalten wird in der Darstellung des effektiven Feldes in Abbildung 5.18 besonders deutlich. Bereits nach 25 ps ist die zu Beginn der Simulation sichtbare Streufeldstruktur vollständig von einer stark fluktuierenden Feldverteilung überlagert, die sich konzentrisch um die ursprüngliche Anregung verteilt. Die großen Fluktuationen dieser Feldverteilung auf kurzer Distanz und ihre Isotropie belegen, dass es sich um die Austauschfeldkomponente des effektiven Feldes handelt. Der Relaxationsprozess wird bei dieser Strukturgröße also nur vom Austauschfeld bestimmt.

Im Gegensatz dazu zeigt die Relaxation bei der großen Struktur ein anderes Verhalten. Die Abstrahlung der Anregung in die umgebende ungestörte Domäne erfolgt nicht mehr in konzentrischen Wellen sondern hauptsächlich in die Richtungen $\pm 45^\circ$ zur Richtung der umliegenden Magnetisierung. Als Grund dafür kommt das Streufeld in Betracht, das in diesen Richtungen eine besonders große y-Komponente aufweist. Diese Feldkomponente führt zu einer großen Auslenkung der ursprünglich in x-Richtung orientierten Spins. Eine Überlagerung dieser Bewegung durch die hochfrequenten Spinwellen wie bei der kleinen Struktur kann hier nicht beobachtet werden, da die Wellenfronten unter der Annahme gleicher Ausbreitungsgeschwindigkeit 20 mal länger brauchen, um die betrachteten Bereiche zu erreichen. Auf diesem Weg sind diese außerdem durch die längere

Laufzeit stärker gedämpft als in der kleinen Struktur. In der Darstellung des effektiven Feldes in Abbildung 5.18 ist auch nach 700 ps noch deutlich die Dominanz des Streufeldes in den 45° -Richtungen zu erkennen. Auf diese Weise können sich langwellige Spinwellenanregungen in der Struktur ausbreiten, die nur von der Streufeldkomponente des effektiven Feldes vermittelt werden. Diese zusätzliche Energiedissipation durch Anregung niederfrequenter Spinwellen führt zu einer weiteren Verstärkung der extrinsischen Dämpfung. Dadurch kann die Anregung, die in der großen Struktur etwa die 400-fache Energie enthält, schneller abklingen als dies nur durch Emission der kurzreichweitigen hochfrequenten Spinwellen, die vom Austauschfeld getragen werden, möglich wäre. Der Relaxationsprozess wird bei dieser Strukturgröße also maßgeblich vom Streufeld beeinflusst. Die niederfrequenten magnetostatischen Spinwellenanregungen sind wesentlich langlebiger, da sie eine geringere Dämpfung erfahren. Daher wird die Dynamik für Zeiten lange nach der Anregung nur noch vom Streufeld bestimmt.

Die als Ausgangsstruktur gewählte Vortexkonfiguration ist für die $20\ \mu\text{m}$ Struktur nicht der energetisch günstigste Zustand und daher nur metastabil. In Abbildung 5.17 ist zu sehen, dass das Streufeld der Anregung an der Domänengrenze zwei weitere Vortices erzeugt, die danach entlang der Domänengrenze nach außen wandern. Der Endzustand ist ein Landau-Zustand mit einer Stachelwand als Domänengrenze. In diesem Fall ist also ein metastabiler Zustand durch eine Störung in den energetisch günstigsten Zustand überführt worden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In den Simulationen konnte gezeigt werden, dass der Fehler in der Berechnung der Energiebeiträge für Diskretisierungszellen, die größer sind als die Austauschlänge, zwar drastisch ansteigt, aber insbesondere Prozesse, die von der langreichweitigen Streufeldwechselwirkung dominiert werden, trotzdem korrekt wiedergegeben werden können. Sowohl in den Simulationen zu den statischen Domänenzuständen als auch in den dynamischen Simulationen der Laserspotanregungen war ein Übergang zwischen der Dominanz der Wechselwirkungen, die von der Austauschenergie bestimmt werden, und der Dominanz solcher, die überwiegend von der Streufeldenergie beeinflusst werden, zu beobachten. Bei der Relaxation der Anregungen konnten in Abhängigkeit von der Strukturgröße verschiedene Prozesse beobachtet werden, die zu einer extrinsischen Dämpfung der Magnetisierungsanregung beitragen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden eine UHV-Aufdampfanlage zur Herstellung von magnetischen Tunnelementen mit ultradünnen Barrieren geplant und aufgebaut. Die Anlage besteht aus einer Kammer mit einem 4-fach-Elektronenstrahlverdampfer und einem Schwingquarzmesssystem zur Bestimmung der Schichtdicken, sowie einer kleineren Kammer für die *in-situ* Plasmaoxidation der Barrierenschichten.

Die Funktion aller Komponenten dieser Anlage wurde anhand von Beispielproben gezeigt. Das Wachstumsverhalten von Kupfer zeigt keine Abhängigkeit der Inselgröße von der Schichtdicke oder der Aufdampftrate. Es wurde ein Wachstumsexponent von 0,269 bestimmt, was sehr gut den theoretischen Erwartungen für Inselwachstum entspricht. Allerdings zeigt das Wachstum bei größeren Aufdampftraten eine langwellige, der Inselrauigkeit überlagerte, Fluktuation der Schichtdicke, deren Ursache nicht gefunden werden konnte. Es empfiehlt sich daher Kupfer nicht bei Raten höher als 1,5 Å/s aufzudampfen. Für Aluminium wurde eine deutliche Zunahme der Inselgröße mit der Schichtdicke sowie ein größerer Wachstumsexponent beobachtet. In den Al/Al₂O₃/Al-Tunnelementen wurde daher eine sehr

dünne untere Elektrode gewählt, um die Qualität der Barriere nicht zu gefährden. Die hergestellten Al/Al₂O₃/Al-Tunnelkontakte zeigen alle eine typische Tunnelkennlinie. Die Kennlinien konnten mit einem asymmetrischen Barrierenmodell mit zwei Barrierenhöhen (2,4 eV, 0,8 eV) angepasst werden. Somit konnte die grundsätzliche Funktion der Plasmaoxidation nachgewiesen werden. Der Tunnelwiderstand zeigt qualitativ die erwartete Abhängigkeit von der Oxidationszeit, allerdings sind die Barriereparameter mit der Plasmaoxidation in der vorliegenden Konfiguration nicht ausreichend reproduzierbar. Insbesondere die Genauigkeit Druckmessung erwies sich als unzureichend. Hier ist bereits durch die Installation einer neuen Druckmesssonde eine Verbesserung erzielt worden.

Mit der Nutzung des heiz- und kühlbaren Probenhalters ist es in Zukunft möglich deutlich glattere Schichten zu präparieren. Durch die verbesserte Druckmessung in der Oxidationskammer werden auch die Barrienparameter reproduzierbar. Damit sollte es jetzt möglich sein MTJs von der gewünschten Qualität herzustellen.

Literaturverzeichnis

- [1] Amikam Aharoni. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism, 2nd Edition*. Oxford University Press, 2000.
- [2] C. H. Back, R. Allerspach, W. Weber, S. S. P. Parkin, D. Weller, E. L. Garwin, and H. C. Siegmann. Minimum field strength in precessional magnetisation reversal. *Science* 285, page 864, 1999.
- [3] C. Bayer. *Quantisierung und Lokalisierung von Spinwellen in mikrometerbreiten magnetischen Streifen*. Diplomarbeit, Technische Universität Kaiserslautern, 2003.
- [4] A. Beck. *Thermische Stabilität von magnetischen Tunnelstrukturen*. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, 2001.
- [5] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell. Tunneling conductance of asymmetrical barriers. *J. Appl. Phys.* 41(5), page 1915, 1970.
- [6] W. F. Brown. *Micromagnetics*. Interscience Publishers, 1963.
- [7] Michael J. Donahue and Donald G. Porter. *Exchange Energy Formulations for 3D Micromagnetics*. NIST, Gaithersburg, Maryland, USA, 2000.
- [8] M.J. Donahue and R.D. McMichael. Exchange energy representations in computational micromagnetics. *Physica B* 233, page 272, 1997.
- [9] M.J. Donahue and D.G. Porter. *OOMMF User's Guide, Version 1.2a3*. <http://math.nist.gov/oommf/>, 2002.
- [10] M. Ebeling. *Struktur und Transporteigenschaften dünner, gesputterter CoFeHfO-Schichten*. Diplomarbeit, Universität Göttingen, 2002.
- [11] T.L. Gilbert. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.* 100, page 1243, 1955. (abstract only).
- [12] H. Goldbach. *Epitaktisches Wachstum von Metall- und Oxidschichten*. Dissertation, Universität Hannover, 2001.

- [13] U. Von Hülsen. *Schichtwachstum, Relaxation und Kristallisation kokondensierter Cu-Ti-Schichten*. Dissertation, Universität Göttingen, 1998.
- [14] A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic Domains*. Springer, 2000.
- [15] M. Jullière. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A* 54, page 225, 1975.
- [16] A. E. T. Kuiper, M. F. Gillies, V. Kottler, G. W. 'tHooft, J. G. M. van Berkum, C van der Marel, Y. Tamminga, and J. H. M. Snijders. Plasma oxidation of thin aluminum layers for magnetic spin-tunnel junctions. *J. Appl. Phys.* 89(3), page 1956, 2002.
- [17] H. Kyung, Chung-Sik Yoo, C.S. Yoon, and C.K. Kim. Plasma oxidation of the insulation layer in the magnetic tunneling junctions. *Materials Chemistry and Physics* 77, page 583, 2002.
- [18] Patrik R. LeClair. *Fundamental Aspect of Spin Polarized Tunneling*. Eindhoven University of Technology, 2002.
- [19] M. Lüttich. *Wiederaufbau eines Titan-Saphir Lasers und magnetische Simulation*. Diplomarbeit, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2004.
- [20] S. G. Mayr. *Growth of amorphous films: Comparison of experiment and simulation: surface morphology and mechanical film stresses*. Dissertation, Universität Göttingen, 2000.
- [21] R. Meservey and P. M. Tedrow. Spin-dependent tunneling into ferromagnetic nickel. *Phys. Rev. Lett.* 26, page 192, 1971.
- [22] J. Miltat, G. Alburquerque, and A. Thiaville. An introduction to micromagnetics in the dynamic regime. In B. Hillebrands and K. Ounadjela, editors, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer, 2002.
- [23] J. S. Moodera, E. F. Gallagher, K. Robinson, and J. Nowak. Optimum tunnel barrier in ferromagnetic-insulator-ferromagnetic tunneling structures. *Appl. Phys. Lett.* 70(22), page 3050, 1997.
- [24] Wolfgang Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 5/1, 6. Auflage*. Springer, 2001.
- [25] Robert C. O'Handley. *Modern Magnetic Materials*. John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- [26] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. Yang. Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with (100) tunnel barriers. *Nature Materials* 3, page 862, 2004.

- [27] P. Rottländer, M. Hehn, and A. Schuhl. Determining the interfacial barrier height and its relation to tunnel magnetoresistance. *Phys. Rev. B* 65(5), page 4422, 2002.
- [28] J. Schelten. Tunnelmagnetowiderstand. In *30. IFF Ferienkurs, Magnetische Schichtsysteme*. Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [29] Franz Schwabel. *Quantenmechanik (QM I), 6. Auflage*. Springer, 2002.
- [30] J. G. Simmons. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulator). *J. Appl. Phys.* 34(6), page 1793, 1963.
- [31] J. C. Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Phys. Rev. B* 39(10), page 6995, 1989.
- [32] B. Voigtländer. Experimente zum epitaktischen Wachstum. In *28. IFF Ferienkurs, Dynamik und Strukturbildung in kondensierter Materie*. Forschungszentrum Jülich, 1997.
- [33] R. Zeller. Bandmagnetismus. In *30. IFF Ferienkurs, Magnetische Schichtsysteme*. Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [34] J.-K. Zuo and J. F. Wendelken. Evolution of mound morphology in reversible homoepitaxy on Cu(100). *Phys. Rev. Lett.* 78, page 2791, 1997.

Danksagung

Am Ende möchte ich mich noch bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Professor Markus Münzenberg für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und das interessante Thema. Sein mir von Anfang an entgegengebrachtes Vertrauen und seine Diskussionsbereitschaft waren eine große Hilfe.

Herrn Professor K.P. Lieb für die Übernahme des Korreferats.

Anne Parge für die gewissenhafte Korrektur dieser Arbeit. Darüber hinaus danke ich ihr für die konstruktive Zusammenarbeit und die Unterstützung, insbesondere in der Endphase der Arbeit.

Meinen Bürokollegen *Mario Lüttich* und *Peter Moschkau* für die gute Atmosphäre und die geleistete Überzeugungsarbeit, in L^AT_EX zu schreiben.

Dem Rest der AG Münzenberg, namentlich *Marija Djordjevic*, *Stefan Bretschneider* und *Matthäus Pietz*, letztgenanntem besonders für den finalen stilistischen Feinschliff.

Berhard Spicher für vielfache technische Unterstützung und umfangreiche Beantwortung aller technischen und nichttechnischen Fragen.

Den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt *Andreas Juretzko* für alle immer sehr präzise ausgeführten Aufträge und *Thomas Lehmann* für diverse „eigentlich schon Feierabend“ Einsätze.

Den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt des IV. physikalischen Instituts und der anderen Werkstätten der Fakultät.

Allen übrigen Mitgliedern des IV. Physikalischen Instituts.

Meinen Eltern und meiner Familie - nicht nur für die Finanzierung des Studiums, sondern auch für ihre fortwährende Unterstützung und Geduld.