

THERMOELEKTRISCHE EFFEKTE IN MAGNETISCHEN TUNNELBARRIEREN

Der Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Niklas Liebing

geboren am 07.05.1983 in Leipzig

2015

Niklas Liebing: *Thermoelektrische Effekte in magnetischen Tunnelbarrieren*: Der Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt, © Januar 2015

REFERENT: PD. Dr. H. W. Schumacher

KOREFERENT: Prof. Dr. R. J. Haug

TAG DER PROMOTION: 14.01.2015

ABSTRACT

Keywords: Magnetic tunneljunction, Seebeck-Effect, Thermoelectric, Spinpolarisation, Tunnel magnetoresistance, Tunnel magneto-Seebeck effect

Transport properties of metals, and solids in general, are described by different transport coefficients like the isothermal electrical conductivity σ , the thermal conductivity κ , the thermoelectric power S (or Seebeck coefficient), and so on. All these coefficients are determined by experimental measurements from simple relationships between two different measurable parameters.

However, the band structure of a ferromagnet is exchange split, so that the density of states is not the same for spin-up and spin-down electrons at the Fermi energy. This asymmetry of the density of states leads to different transport properties for each spin channel and gives rise to different conductivities for spin-up and spin-down electrons. Therefore, the spin of conduction electrons plays a fundamental role in transport properties of ferromagnetic materials [1].

The most prominent examples of spin-dependent electronic transport are the giant [2, 3] and the tunneling magnetoresistance [4]. With the prospect of potential technological applications, their discovery boosted the research field spintronics [5]. While spintronics relies on spin-dependent charge transport also spin-dependent heat transport can become important when, e.g., a high current density in magnetic nanodevices creates a significant temperature gradient. The combination and coupling of heat, charge and spin currents in magnetic nanostructures has recently opened a highly active line of research now referred to as spin caloritronics [6] with important discoveries such as the Spin-Seebeck effect [7] or thermally driven spin injection [8, 9]. Furthermore, thermal spin transfer torque was predicted to enable highly efficient magnetization reversal in magnetic nanodevices by thermal gradients [10, 11] and first experimental evidence has recently been provided [12].

A promising material system for future spintronic applications are magnetic tunnel junctions as they can be reliably produced by sputter deposition and show very high tunneling magnetoresistance ratios. They also are highly interesting with respect to spin caloritronics applications, since recent *ab initio* studies predicted very high spin-dependent Seebeck coefficients of $150 \mu\text{V K}^{-1}$ and correspondingly high tunneling magneto thermopower ratios of the magnetic tunnel junction [13].

In this thesis the tunnel magneto-Seebeck effect in CoFeB/ MgO/ CoFeB magnetic tunnel junction nanopillars under thermal gradients across the magnetic tunnel junction is studied. In first instance the electric and magnetic properties of the magnetic tunnel junctions are characterized by magnetotransport measurements. Tunneling magnetoresistance ratios between 70 % and 140 % are measured revealing the high quality of the magnetic tunnel junctions.

The spin caloritronic properties of the investigated magnetic tunnel junctions are characterized by magnetothermo electrical measurements. An electric heater line is used to generate thermal gradients. The heat distribution in the investigated system is determined by resistometric measurements and supported by finite element method revealing temperature differences across the tunnel junction of several tens of millikelvins. These temperature differences are found to cause thermopower voltages up to a few tens of microvolts between the top and the bottom contact of the nanopillars. A variation of the thermopower voltage by up to several tens of microvolts upon reversal of the relative magnetic configuration of the two CoFeB layers from parallel to antiparallel was observed. This signal change corresponds to a large spin-dependent Seebeck coefficient of the order of $240 \mu\text{V K}^{-1}$ and a large relative change in thermoelectric voltage of up to 90 %. In addition to the thermopower the thermally driven current was measured. The relative change of the tunneling magneto thermocurrent on magnetization reversal is about -45% . The experimental observations are described by a simple model in the framework of thermodynamics of irreversible processes.

Finally, a measurement setup for further investigations of spin caloritronic phenomena in magnetic tunnel junctions like thermal spin transfer torque is presented. Here, first measurements clearly reveal the influence of the electric spin torque and also first evidence of thermal spin transfer torque can be provided.

ZUSAMMENFASSUNG

Schlagworte: Magnetische Tunnelbarriere, Seebeck-Effekt, Thermoelektrik, Spinpolarisation, Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt, Tunnel Magnetowiderstand

Transporteigenschaften von Festkörpern, im speziellen von Metallen, werden durch verschiedene Transportkoeffizienten beschrieben. So zum Beispiel durch die elektrische Leitfähigkeit σ , die thermische Leitfähigkeit κ oder den Seebeck-Koeffizienten bzw. durch die thermoelektrische Leistung S . All diese Größen können aus experimentell zugänglichen Größen abgeleitet werden.

Bei der Untersuchung der Transporteigenschaften von ferromagnetischen Metallen muss der Elektronenspin als zusätzlicher Freiheitsgrad mit in Betracht gezogen werden. Die Austauschwechselwirkung in einem Ferromagneten führt zu einem Unterschied der Zustandsdichten von Minoritäts- und Majoritätselektronen an der Fermikante. Aufgrund dieser Spinpolarisation der Leitungselektronen sind die Transportprozesse in ferromagnetischen Materialien spinabhängig [1].

Der spinabhängige Ladungstransport führt zu Effekten wie dem Riesenmagnetowiderstand [2, 3] und dem Tunnelmagnetowiderstand [4]. Die Entdeckungen beider Effekte begründete das Forschungsgebiet der Spintronik [5]. Die Möglichkeit, den Elektronenspin in elektronischen Bauelementen zu funktionalisieren, stößt auch in der Industrie auf großes Interesse. Während in der Spintronik der spinabhängige Ladungstransport untersucht wird, ist zunehmend auch der spinabhängige Wärmetransport von Interesse. Insbesondere in Nanostrukturen führen die hohen Stromdichten zu signifikanten Temperaturgradienten. Das Zusammenspiel zwischen Wärme-, Ladungs- und Spinströmen ist Gegenstand eines neuen und aktiv bearbeiteten Forschungsgebiets namens Spinkaloritronik [6] mit so wichtigen Entdeckungen wie dem Spin-Seebeck-Effekt [7], der thermischen Injektion von Spinströmen [8, 9] oder dem theoretisch vorhergesagten thermisch generierten Spin-Transfer Torque [12, 12].

Ein vielversprechendes Materialsystem für zukünftige spintronische Bauelemente sind magnetische Tunnelbarrieren. Diese können reproduzierbar mittels Sputterdeposition hergestellt werden und zeigen sehr hohe Tunnelmagnetowiderstände. Bezüglich möglicher spinkaloritronischer Anwendungen wurde kürzlich durch *ab initio* Berechnungen in solchen Materialsystemen ein spinabhängiger Seebeck-Koeffizient von $150 \mu\text{V K}^{-1}$ und damit eine Abhängigkeit der thermoelektrischen Spannung von der magnetischen Konfiguration der magnetischen Tunnelbarriere vorhergesagt [13].

In dieser Arbeit wird der Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt in CoFeB/MgO/CoFeB magnetischen Tunnelbarrieren unter Einfluss eines thermischen Gradienten untersucht. Die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der magnetischen Tunnelbarrieren werden durch Magnetotransportmessungen bestimmt. Die hohen Tunnelmagnetowiderstandsverhältnisse von 70 % bis 140 % sprechen für die gute Qualität der untersuchten Proben.

Die thermoelektrischen Untersuchungen fanden mittels magneto-thermoelektrischer Messungen statt. Dazu wurde durch ohmsches Heizen einer Mikrostreifenleitung über der Tunnelbarriere ein Temperaturgradient erzeugt. Die Verteilung der Temperatur in den Proben wurde durch resistometrische Messungen bestimmt und mit Finite-Elemente-Methode-Simulationen ergänzt. Hier zeigt sich, dass durch resistives Heizen der Mikrostreifenleitung ein Temperaturunterschied von einigen zehn Millikelvin über der Tunnelbarriere erzeugt werden kann. Dieser Temperaturunterschied verursacht eine thermoelektrische Spannung von einigen zehn Mikrovolt. Die thermoelektrische Spannung zeigt dabei eine Abhängigkeit von der magnetischen Konfiguration der magnetischen Tunnelbarrieren. Für den parallelen und antiparallelen Zustand zeigt sich eine Änderung in der thermoelektrischen Spannung von einige zehn Mikrovolt. Diese relative Änderung in der thermoelektrischen Spannung von bis zu 90 % resultiert in einem spinabhängigen Seebeck-Koeffizienten von $240 \mu\text{V K}^{-1}$. Zusätzlich zur thermoelektrischen Spannung wurde auch der thermisch getriebene Strom gemessen. Hier zeigt sich eine relative Änderung bei Magnetisierungsumkehr von -45% . Der Zusammenhang zwischen elektrisch und thermisch getriebenen Strömen wird anhand eines einfachen Modells im Rahmen der irreversiblen Thermodynamik erklärt.

Abschließend wird ein experimenteller Aufbau vorgestellt, der es ermöglicht, weitere spin-kaloritronische Effekte in magnetischen Tunnelbarrieren zu untersuchen. Erste Testmessungen belegen deutlich den Einfluss des elektrischen Spin-Transfer Torques sowie Anzeichen des thermisch induzierten Spin-Transfer Torques.

VERÖFFENTLICHUNGEN

Einige Teile der Arbeit sowie Abbildungen wurden bereits veröffentlicht:

N. Liebing, S. Serrano-Guisan, K. Rott, G. Reiss, J. Langer, B. Ocker, and H. W. Schumacher. Tunneling Magnetothermopower in Magnetic Tunnel Junction Nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, **107**:177201 (2011)

N. Liebing, S. Serrano-Guisan, K. Rott, G. Reiss, J. Langer, B. Ocker, and H. W. Schumacher. Determination of spin-dependent Seebeck coefficients of CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junction nanopillars. *Journal of Applied Physics*, **111**:07C520 (2012)

N. Liebing, S. Serrano-Guisan, P. Krzysteczko, K. Rott, G. Reiss, J. Langer, B. Ocker, and H. W. Schumacher. Tunneling magneto thermocurrent in CoFeB/MgO/CoFeB based magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, **102**:242413 (2013)

C. Heiliger, M. Czerner, N. Liebing, S. Serrano-Guisan, K. Rott, G. Reiss, and H. W. Schumacher. Unusual angular dependence of tunneling magneto-seebeck effect. *arXiv:1311.2750* (2013)

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

An erste Stelle möchte ich mich bei PD. Dr. H. W. Schumacher und Dr. S. Serrano-Guisan für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe, die wunderbare Betreuung sowie für die ständige Diskussionsbereitschaft und Unterstützung bedanken. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. J. Haug für die freundliche Übernahme des Koreferats. Desweiteren möchte ich mich bei meinen Kollegen in der Arbeitsgruppe S. Sievers, P. Krzysteczko und X. Hu bedanken. Die Zusammenarbeit und Diskussionen mit euch waren stets eine Quelle von Anregungen, Ideen und Erkenntnissen - fachlich wie auch persönlich.

Dank gilt auch den übrigen Arbeitsgruppen des Fachbereichs 2.5 für die ständige Hilfsbereitschaft, den Tücken der Experimentalphysik Herr zu werden. Ganz explizit möchte ich hier den technischen Mitarbeitern U. Becker, S. Droste, H. Marx und V. Janke danken.

Den Mitarbeitern J. Langner und B. Ocker der Firma Singulus möchte ich für die Bereitstellung der Proben danken. Speziell Herrn Dr. K. Rott der Universität Bielefeld gilt es hier meinen Dank für die unermüdliche Präparation der Proben auszusprechen.

Ganz besonderen Dank verdient natürlich meine Familie: Sabine und Clara. Danke für euer Verständnis und eure Geduld mit mir und der Physik.

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|-----|---|-----|
| 1 | EINLEITUNG | 1 |
| 2 | MAGNETISCHE TUNNELBARRIEREN | 5 |
| 2.1 | Ferromagnetismus und Spinpolarisation | 6 |
| 2.2 | Tunnel-Magnetowiderstands-Effekt | 8 |
| 2.3 | Magnetische Anisotropie | 12 |
| 2.4 | Ummagnetisierungskurven | 16 |
| 2.5 | Funktionaler Aufbau einer MTJ | 21 |
| 3 | SEEBECK-EFFEKT | 25 |
| 3.1 | Postulate der irreversiblen Thermodynamik | 26 |
| 3.2 | Allgemeine thermodynamische Beschreibung | 28 |
| 3.3 | Semiklassische Beschreibung in Metallen | 30 |
| 3.4 | Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt | 34 |
| 4 | MAGNETOTRANSPORTMESSUNGEN | 37 |
| 4.1 | Messplatzaufbau | 37 |
| 4.2 | Probenlayout | 37 |
| 4.3 | Messung des TMR-Effekts | 40 |
| 4.4 | Bestimmung der Anisotropiefunktion | 42 |
| 4.5 | Winkelabhängigkeit des TMR | 43 |
| 4.6 | Temperaturabhängigkeit des TMR | 45 |
| 5 | RESISTOMETRISCHE MESSUNGEN DER TEMPERATUR | 47 |
| 5.1 | Magnetfeld des Heizelements | 48 |
| 5.2 | Statische Messung der Temperatur | 50 |
| 5.3 | Modellierung der Temperaturverteilung | 58 |
| 6 | MAGNETO-THERMOELEKTRISCHE MESSUNGEN | 65 |
| 6.1 | Thermoelektrische Spannung | 65 |
| 6.2 | Auswertung der Ergebnisse | 71 |
| 6.3 | Thermoelektrischer Strom | 74 |
| 6.4 | Auswertung der Ergebnisse | 81 |
| 7 | RAUSCHMESSUNGEN DER MAGNETISIERUNGSDYNAMIK | 85 |
| 7.1 | Magnetisierungsdynamik | 85 |
| 7.2 | Rauschmessungen | 88 |
| 8 | ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK | 95 |
| | Appendix | 99 |
| A | ZEITAUFGELÖSTE TEMPERATURMESSUNG | 101 |
| A.1 | Berechnung der Temperaturverteilung | 106 |
| | LITERATURVERZEICHNIS | 109 |

NOMENKLATUR

Abgesehen von einigen Symbolen, die nur einmalig auftreten, sind in dieser Liste die in der Arbeit verwendeten Symbole und ihre Bedeutung aufgeführt. In seltenen Fällen wird ein Symbol genutzt, um zwei verschiedene Größen zu beschreiben. Aus dem Kontext heraus ist jedoch eine eindeutige Zuordnung möglich.

| | |
|--------------------------------------|---|
| a, b, c | Halbachsen eines Rotationsellipsoiden |
| a_j, b_j | Slonczewski-Term und „Fieldlike“-Term des Spin-Transfer-Torques |
| c_p | Wärmekapazität |
| d | Schichtdicke |
| e | Elementarladung |
| e_{int} | Argument der elliptischen Integrale |
| \vec{e} | Orthogonalenvektor von \vec{m} |
| E | elektrisches Feld |
| $E_{int}(e_{int}), K_{int}(e_{int})$ | vollständige elliptische Integrale erster und zweiter Art |
| \mathcal{E} | effektives elektrisches Feld |
| $f(\vec{r}, \vec{k})$ | Verteilungsfunktion |
| $f_{eq}(\vec{r}, \vec{k})$ | Fermifunktion |
| F_j | thermodynamische Kraft |
| \mathcal{F} | auf K_{ani} normierte magnetische Energiedichte |
| g | Landeé-Faktor |
| G | elektrischer Leitwert |
| $G(\vec{m})$ | auf K_{ani} normierte Anisotropieenergiedichte |
| G_{MTJ} | Leitwert der MTJ |
| h | Betrag von \vec{h} |
| \hbar | Plancksche Konstante geteilt durch 2π |
| h_c | Betrag von \vec{h}_c |
| \vec{h} | normierter Vektor des äußeren Feldes |
| \vec{h}_c | auf H_{ani} normiertes Koerzitivfeld |
| \vec{h}_{stim} | hochfrequentes Anregungsfeld |
| H_{ani} | effektives Anisotropiefeld |
| \vec{H}_{dip} | Entmagnetisierungsfeld |

| | |
|-------------------------------|---|
| \vec{H}_{eff} | effektives Magnetfeld |
| \vec{H}_{HL} | Magnetfeld um die Heizleitung generiert durch I_{heat} |
| H_K, H_K^\pm | Koerzitivfelder |
| \vec{H}_{static} | externes statisches Feld |
| I | elektrischer Strom |
| I^\uparrow | Tunnelstrom für Majoritätselektronen |
| I^\downarrow | Tunnelstrom für Minoritätselektronen |
| I_{AC} | Wechselstrom |
| I_{AP} | Tunnelstrom in antiparallelen Zustand |
| I_{crit} | kritischer Strom |
| I_{DC} | Probenstrom |
| I_{heat} | Heizstrom |
| I_{meas} | Gesamtstrom |
| I_{P} | Tunnelstrom im parallelen Zustand |
| I_{TP} | thermoelektrischer Strom |
| $I_{\text{TP,AP}}$ | thermoelektrischer Strom im antiparallelen Zustand |
| $I_{\text{TP}}^{\text{calc}}$ | berechnete Werte des thermoelektrischen Stroms |
| $I_{\text{TP,P}}$ | thermoelektrischer Strom im parallelen Zustand |
| $I_{\text{TP}}^{\text{meas}}$ | experimentell bestimmte Werte des thermoelektrischen Stroms |
| ΔI_{TP} | Differenz des thermoelektrischen Stroms zwischen AP und P Zustand |
| J_{ex} | Austauschintegral |
| J_{inter} | unidirektionale Anisotropiekonstante |
| J_k, J_j | allgemeiner Fluss |
| J_{N} | Teilchenstromdichte |
| J_{Q} | Wärmestromdichte |
| J_{s} | Stromdichte der Entropie |
| J_{U} | Stromdichte der inneren Energie |
| \vec{k} | Wellenzahlvektor |
| k_{B} | Boltzmann-Konstante |
| k_{DE} | Wellenzahlvektor der Damon-Eshbach-Moden |
| K_{ani} | effektive Anisotropiekonstante |
| K_{dip} | uniaxiale Anisotropiekonstante |
| L_{jk} | Transportkoeffizienten |

| | |
|-----------------------|--|
| $\hat{\mathbf{L}}$ | Transportkoeffizientenmatrix |
| m_{el} | Elektronenmasse |
| m_{\parallel} | Parallelkomponente von \vec{m} zu \vec{h} |
| \vec{m} | Einheitsvektor der Magnetisierung |
| \vec{M} | Magnetisierungsvektor |
| M_s | Sättigungsmagnetisierung |
| \vec{M}_p | Polarisierungsvektor |
| n^{\uparrow} | Zustandsdichten für Majoritätselektronen |
| n^{\downarrow} | Zustandsdichten für Minoritätselektronen |
| n_{Teil} | Elektronenzahl |
| \hat{N} | Entmagnetisierungstensor |
| N_x, N_y, N_z | Entmagnetisierungsfaktoren |
| P, P_i | Spinpolarisation, Spinpolarisation der ferromagnetischen Elektrode i |
| P_{AP} | Transmissionswahrscheinlichkeit im parallelen Zustand |
| P_{heat} | elektrische Heizleistung |
| P_P | Transmissionswahrscheinlichkeit im parallelen Zustand |
| $P_T(\epsilon)$ | Transmissionswahrscheinlichkeit |
| $P_{T,MTJ}(\epsilon)$ | Transmissionswahrscheinlichkeit in einer magnetischen Tunnelbarriere |
| Q_{HL} | Wärme produziert durch I_{heat} |
| Q_{out} | abgeführte Wärme |
| \vec{r} | Raumvektor |
| R_{ave} | mittlerer elektrischer Widerstand der MTJ |
| R_{AP} | Widerstand im antiparallelen Zustand |
| R_{BC} | elektrischer Widerstand der unteren elektrischen Zuleitung |
| R_{HL} | elektrischer Widerstand der Heizleitung |
| R_{HL,T_0} | elektrischer Widerstand der Heizleitung bei Referenztemperatur |
| R_{HL}^{sat} | elektrischer Widerstand der Heizleitung im quasistationären Zustand |
| ΔR_{HL} | Änderung des elektrischen Widerstandes der Heizleitung |
| R_{MTJ} | elektrischer Widerstand der MTJ |

| | |
|------------------|--|
| R_P | Widerstand im parallelen Zustand |
| $R_T(\epsilon)$ | Reflexionswahrscheinlichkeit |
| R_{T_0} | elektrischer Widerstand bei Referenztemperatur T_0 |
| R_{th} | thermischer Widerstand |
| s | Entropie |
| S | Seebeck-Koeffizient |
| \hat{S} | Spinoperator |
| S_{AP} | Seebeck-Koeffizient im antiparallelen Zustand |
| ΔS_{MTJ} | Differenz zwischen den Seebeck-Koeffizienten im AP und P Zustand |
| S_P | Seebeck-Koeffizient im parallelen Zustand |
| S_{PSD} | Spektrale Leistungsdichte |
| T | Temperatur |
| \vec{T}_{STT} | Spin-Transfer-Torque Vektor |
| ∇T | Temperaturgradient |
| ∇T_{MTJ} | Temperaturgradient entlang der Tunnelbarriere |
| ΔT | Temperaturdifferenz |
| ΔT_{MTJ} | Temperaturdifferenz über der Tunnelbarriere |
| T_0 | Referenztemperatur |
| T_{BC} | Temperatur der unteren elektrischen Zuleitung |
| T_{HL} | Temperatur der Heizleitung |
| ΔT_{BC} | Temperaturdifferenz in der unteren elektrischen Zuleitung |
| ΔT_{HL} | Temperaturdifferenz in der Heizleitung |
| T_{MTC} | relative Änderung des thermoelektrischen Stroms zwischen P und AP Zustand |
| T_{MR} | Tunnelmagnetowiderstandsverhältnis (relative Änderung des elektrischen Widerstandes zwischen P und AP Zustand) |
| T_{MS} | Tunnelmagneto-Seebeck-Verhältnis (relative Änderung der thermoelektrischen Spannung bzw. des spinabhängigen Seebeck-Koeffizienten zwischen P und AP Zustand) |

| | |
|--------------------|--|
| TMS_{MTJ} | korrigiertes Tunnelmagneto-Seebeck-Verhältnis |
| u | innere Energie |
| \vec{u}_p | Einheitsvektor in Richtung der Grenzflächenkopplung |
| $\vec{v}(\vec{k})$ | Elektronengeschwindigkeit |
| V | elektrische Spannung |
| V_{burden} | Offset-Spannung bei der Strommessung |
| V_{cross} | Übersprechen des Heizpulses |
| V_{HL} | Heizpulsamplitude |
| V_{HL}^{DC} | DC-Heizspannung |
| V_{Temp} | Spannungssignal aufgrund einer thermisch induzierten Widerstandsänderung |
| V_{TP} | thermoelektrische Spannung |
| $V_{TP,AP}$ | thermoelektrische Spannung im antiparallelen Zustand |
| $V_{TP,defekt}$ | thermoelektrische Spannung einer defekten MTJ |
| $V_{TP,P}$ | thermoelektrische Spannung im parallelen Zustand |
| ΔV_{TP} | Differenz in der thermoelektrischen Spannung zwischen AP und P Zustand |
| V_{vol} | Volumen |
| w_{ani} | Anisotropieenergiedichte |
| w_{inter} | Anisotropieenergiedichte der unidirektionalen Anisotropie |
| w_{dip} | Anisotropieenergiedichte der Formanisotropie |
| w_{mag} | magnetische Energiedichte |
| x_j | lokale, extensive Größe |
| x, y, z | kartesische Koordinaten |
| α, β | Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes |
| α_{exp} | experimentell bestimmter Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes |
| α_{LLG} | Gilbertdämpfungskonstante |
| γ_0 | gyromagnetisches Verhältnis des freien Elektrons |
| Δ_{FWHM} | Linienbreite der Resonanzpeaks |
| ϵ | Elektronenenergie |

| | |
|-----------------------------|---|
| ϵ_f | Fermienergie |
| $\epsilon_{I_{TP}}$ | Abweichung zwischen berechneten und experimentell bestimmten Werten des thermoelektrischen Stroms |
| θ | Polarwinkel der Magnetisierung |
| θ_{static} | Polarwinkel des externen Feldes |
| κ | Wärmeleitfähigkeit |
| μ | elektrochemisches Potential |
| μ_0 | magnetische Feldkonstante |
| μ_c | chemischer Anteil des elektrochemischen Potentials |
| μ_e | elektrischer Anteil des elektrochemischen Potentials |
| $\vec{\mu}_{el}$ | magnetisches Moment des Elektrons |
| ξ_j | lokale, intensive Größe |
| ρ | Dichte |
| ρ_R | spezifischer elektrischer Widerstand |
| σ | elektrische Leitfähigkeit |
| $\tau(\epsilon)$ | Relaxationszeit |
| τ_{heat} | thermische Zeitkonstante des quasistationären Zustandes |
| τ_{pulse} | Pulsbreite |
| ϕ | Azimutwinkel der Magnetisierung |
| ϕ_{FL} | Azimutwinkel der Magnetisierung des freien Layers |
| ϕ_{FM_1, FM_2} | Winkel zwischen den Magnetisierungen zweier ferromagnetischer Elektroden |
| ϕ_{static} | Azimutwinkel des externen Feldes |
| $\hat{\chi}$ | Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor |
| χ_{yy} | transversal Komponente von $\hat{\chi}$ |
| $\omega = 2\pi \cdot f$ | Kreisfrequenz |
| $\omega_{DE} = 2\pi f_{DE}$ | Resonanzfrequenz der Damon-Eshbach-Moden |
| $\omega_r = 2\pi f_r$ | Resonanzfrequenz |

EINLEITUNG

Die Spinorientierung der Leitungselektronen in metallischen Leitern kann starken Einfluss auf die elektronischen Transporteigenschaften haben [14, 15]. Die Entdeckung des GMR-Effekts* in metallischen magnetischen Multilagenn [2, 3] markiert dabei den Anfang des Forschungsgebietes *Spintronik* [16]. Gegenstand der Spintronik oder auch Magnetoelektronik ist der spinabhängige Ladungstransport.

Die Funktionalisierung des Elektronenspins in elektronischen Bauteilen stieß auch auf großes Interesse in der Industrie, besonders in der Informationstechnologie [5]. Die fortschreitende Entwicklung in der Elektronik ist geprägt durch kleinere Strukturgrößen, höhere Integrationsdichten und erweiterte Funktionalität. In naher Zukunft werden daher neue Konzepte und Strategien in der digitalen Informationstechnologie erforderlich sein, um die Effizienz elektronischer Geräte weiterhin steigern zu können. Die Spintronik stellt dabei in Punkto Schnelligkeit, Speicherdichte und Energieverbrauch eine leistungsfähige Alternative zur herkömmlichen Siliziumtechnologie dar.

Ein zentrales Problem der ladungsbasierten Datenverarbeitung ist, dass mit zunehmender Miniaturisierung der Schaltkreise die Stromdichten und die damit verbundenen Leistungsdichten ansteigen. Bereits heute werden in Computerchips lokale Leistungsdichten erreicht, die mit denen in Raketentriebwerken vergleichbar sind. Die produzierte Abwärme mindert die Effizienz und Langlebigkeit der Bauelemente. Hier, aber auch in vielen anderen Anwendungen, stellt sich die Frage nach einer effektiven Nutzung der Wärme.

Seit Jahrzehnten bekannt sind thermoelektrische Effekte, zu denen der Seebeck-Effekt, der Peltier-Effekt und der Thomson-Effekt gehören. Thermoelektrische Effekte beschreiben die Kopplung zwischen Wärme- und Ladungstransport [17]. Ausgenutzt werden diese Effekte in thermoelektrischen Bauelementen, die elektrische Energie direkt in Wärmeenergie und umgekehrt umwandeln. Beispiele sind wärmepumpende Peltier-Kühler oder thermoelektrische Generatoren zur Energieversorgung. Die Vorteile der thermoelektrischen Bauelemente sind ihre Langlebigkeit und ihre Geräusch- und Wartungsfreiheit. Allerdings begrenzt die geringe Effizienz den Einsatz von thermoelektrischen Bauteilen weitgehend auf Sonderanwendung. Eine Steigerung der Effizienz erhofft man sich durch Verwendung von nanostrukturierten Materialien und niederdimensionalen Systemen [18, 19, 20].

Bei der Untersuchung von thermoelektrischen Effekten speziell in magnetischen Nanostrukturen wurden in den letzten Jahren eine Reihe neuer Phänomene beobachtet, die das Forschungsgebiet *Spinkalo-*

* *Giant magnetoresistance; Riesenmagnetowiderstand*

ritronik in magnetischen Materialien begründeten [6]. Im Fokus der Spinkaloritronik steht die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Spin- und Wärmeströmen [21]. Die Grundlage für dieses relativ neue Forschungsfeld wurde bereits 1980 von Johnson und Silsbee gelegt. In ihrer theoretischen Arbeit beschreiben sie das Zusammenspiel von Wärme-, Ladungs- und Spintransport im Rahmen der irreversiblen Thermodynamik [22]. Besondere Aufmerksamkeit erregte in jüngster Vergangenheit die Erzeugung reiner Spinströme durch thermische Gradienten in magnetischen Materialien [7, 23] sowie die experimentellen Untersuchungen spinabhängiger thermoelektrischer Effekte in magnetischen Multilagen [24, 25]. Das Gebiet der Spinkaloritronik vertieft das Verständnis von Transportmechanismen in Festkörpern und bietet zugleich eine breite Palette an neuen, anwendungsrelevanten physikalischen Effekten.

Die vorliegende Arbeit untersucht den Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt (TMS) in magnetischen Tunnelbarrieren und ist damit zwischen den beiden sehr aktiv bearbeiteten Forschungsgebieten Spintronik und Spinkaloritronik angesiedelt. Magnetische Tunnelbarrieren sind ein vielversprechendes Materialsystem in der Spintronik [4, 26, 27]. Technologisch interessant macht sie der große Tunnelmagnetowiderstandseffekt von bis zu 600 % [28] und die Möglichkeit, sie im industriellen Maßstab durch DC- und RF-Sputterdeposition herzustellen [29]. Magnetische Tunnelbarrieren finden bereits heute Anwendung als Schreib-Leseköpfe in modernen Festplatten. Sie ermöglichen ein schnelles Auslesen kleinster magnetischer Bits und damit eine Steigerung in der Speicherdichte [30, 31]. Zudem werden sie bereits als nichtflüchtige, magnetische Speicher als Alternative zu konventionellen Speichermedien eingesetzt.

In Kapitel 2 der Arbeit werden Erläuterungen zu den wichtigsten elektrischen und magnetischen Eigenschaften der magnetischen Tunnelbarrieren gegeben. Diese beinhalten den Tunnelmagnetowiderstandseffekt und die magnetische Anisotropie. Der Einfluss der magnetischen Anisotropie auf die Ummagnetisierungskurven wird diskutiert. Weiterhin wird der funktionale Aufbau einer magnetischen Tunnelbarriere vorgestellt, welcher Grundlage der in dieser Arbeit untersuchten Proben ist.

In Kapitel 3 wird die theoretische Beschreibung des Seebeck-Effekts eingeführt. Diese beschränkt sich auf eine phänomenologische Beschreibung des Wärme- und Ladungstransport durch makroskopische Größen im Rahmen der Thermodynamik und eine mikroskopische Behandlung des Transports in Festkörpern mit Hilfe der Boltzmann-Transport-Gleichung. Das Ziel des Kapitels ist es eine physikalische Beschreibung des in dieser Arbeit untersuchten Tunnelmagneto-Seebeck-Effekts zu geben.

Die Charakterisierung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Proben wird in Kapitel

4 vorgestellt. Dieses Kapitel stellt somit den Einstieg in den experimentellen Teil dieser Arbeit dar. In diesem Kapitel wird zunächst der verwendete Messaufbau vorgestellt. Im Zuge dessen wird auf die Herstellung und Struktur der in dieser Arbeit untersuchten Proben eingegangen. Die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der untersuchten magnetischen Tunnelbarrieren werden anhand von Magnetotransportmessungen bestimmt.

Das Kapitel 5 stellt den Einstieg in die thermoelektrischen Messungen an magnetischen Tunnelbarrieren dar. In diesem Kapitel werden die resistometrischen Messungen der Temperaturverteilung in den Tunnelbarrieren vorgestellt. Resistometrisch bedeutet hier die Messung der Temperatur über die Änderung des elektrischen Widerstands unter Ausnutzung der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes. Die Messung der Temperatur an verschiedenen Punkten im System ist die Basis für die Modellierung der Temperaturverteilung im System mittels FEM-Simulationen*.

* *Finite-Elemente-Methode*

Kapitel 6 umfasst den experimentellen Nachweis des Auftretens des Tunnelmagneto-Seebeck-Effekts in magnetischen Tunnelbarrieren. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass der Seebeck-Koeffizient durch Selektion des Elektronenspins in diesen Strukturen sehr effizient modifiziert werden kann. Die experimentellen Untersuchungen erfolgen anhand von magneto-thermoelektrischen Messungen. Parallel zu den hier vorgestellten Arbeiten wurden solche thermoelektrischen Messungen an magnetischen Tunnelbarrieren als Funktion des Magnetfeldes von zwei weiteren Arbeitsgruppen durchgeführt und veröffentlicht [32, 33]. In einem offenen Stromkreis hat der Temperaturgradient eine Thermospannung, in einem geschlossenen Stromkreis einen thermoelektrischen Strom zur Folge. Beide Größen zeigen in den Experimenten eine Abhängigkeit von der relativen Orientierung der Magnetisierung beider Elektroden. Dies wird auf den spinabhängigen Charakter des Seebeck-Koeffizienten zurückgeführt. Die Ergebnisse werden im Rahmen der irreversiblen Thermodynamik diskutiert.

In Kapitel 7 werden zudem erste experimentelle Ansätze vorgestellt, um weitere spin kaloritronische Effekte wie z.B. den theoretisch vorhergesagten, thermisch induzierten Spin-Transfer-Torque nachzuweisen. Dieses Kapitel soll somit als Ausblick für weiterführende Arbeiten dienen. Die Arbeit wird mit der Zusammenfassung in Kapitel 8 abgeschlossen.

MAGNETISCHE TUNNELBARRIEREN

In der *Spintronik* werden elektronische Bauelemente entwickelt, die sowohl die Ladung als auch den Spin der Elektronen nutzen [5, 16]. Ein vielversprechendes Materialsystem aus dem Bereich der Spintronik sind die magnetischen Tunnelbarrieren (MTJ*). MTJs stehen im Mittelpunkt bei der Entwicklung von energieeffizienten, nichtflüchtigen Informationsspeichern - sogenannten MRAM-Speichern*. Unter einer MTJ versteht man ein Dreilagenschichtsystem FM/NI/FM, bestehend aus zwei ferromagnetischen Metallen (FM), die durch einen nichtmagnetischen Isolator (NI) voneinander getrennt sind. Ist die isolierende Schicht dünn genug, üblicherweise im Bereich von einigen Angstrom bis hin zu wenigen Nanometern, so ist der Elektronenfluss durch die magnetische Tunnelbarriere durch den quantenmechanischen Tunnelprozess bestimmt [34, 35, 36]. Aufgrund der Spinpolarisation der ferromagnetischen Elektroden muss der Spin als zusätzlicher Freiheitsgrad zur Beschreibung des Tunnelprozesses mit in Betracht gezogen werden. Daraus ergibt sich eine Abhängigkeit des Tunnelstroms von der relativen Orientierung der Magnetisierungen beider ferromagnetischen Elektroden. Im Allgemeinen ist bei einer antiparallelen Orientierung beider Magnetisierungen der Tunnelstrom am kleinsten und bei einer parallelen Orientierung am größten (siehe Abbildung 1). Dieses Phänomen ist als TMR-Effekt* bekannt. Die relative Änderung des Widerstandes zwischen paralleler Orientierung R_P und antiparalleler Orientierung R_{AP} wird als TMR-Verhältnis definiert

$$\text{TMR} = \frac{\Delta R}{R_P} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}. \quad (1)$$

Der TMR-Effekt gehört zu den magnetoresistiven Effekten. Diese beschreiben die Änderung des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierung. Andere Beispiele für magnetoresistive Effekte sind der Riesenmagnetowiderstand (GMR*) [2, 3] und der anisotrope Magnetowiderstand (AMR*) [37].

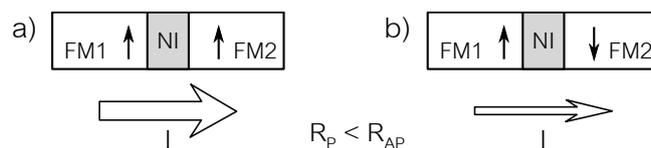


Abbildung 1: Schematische Darstellung einer MTJ. a) Im parallelen Zustand ist der Tunnelstrom I groß und b) im antiparallelen Zustand klein. Daraus ergibt sich, dass der Widerstand im parallelen Zustand R_P kleiner ist als im antiparallelen Zustand R_{AP} .

* *Magnetic tunnel junction*

* *Magnetic Random-Access Memory*

* *Tunnel magnetoresistance; Tunnelmagnetowiderstand*

* *Giant magnetoresistance; Riesenmagnetowiderstand*

* *Anisotropic magnetoresistance; Anisotroper Magnetowiderstand*

In diesem Kapitel werden die elektrischen und magnetischen Eigenschaften von magnetischen Tunnelbarrieren beschrieben. Ausgehend von einer kurzen Beschreibung des Ferromagnetismus in Abschnitt 2.1 und der damit verbundenen Spinpolarisation in den ferromagnetischen Übergangsmetallen wird in Abschnitt 2.2 der TMR-Effekt erläutert. Die magnetischen Eigenschaften werden in Abschnitt 2.3 und 2.4 beschrieben. In Abschnitt 2.5 wird abschließend ein funktionaler Aufbau einer MTJ vorgestellt, der auch den in dieser Arbeit untersuchten Proben zugrunde liegt.

2.1 FERROMAGNETISMUS UND SPINPOLARISATION

Ferromagnetismus bezeichnet das Phänomen der spontanen Magnetisierung eines Körpers ohne ein äußeres Magnetfeld. Das gesamte magnetische Moment eines Ferromagneten wird im Wesentlichen durch die Elektronen und deren magnetisches Moment $\vec{\mu}_{el}$ bestimmt:

$$\vec{\mu}_{el} = -g \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_{el}} \hat{S}. \quad (2)$$

Hier ist g der Landé-Faktor, e die Elektronenladung, m_{el} die Elektronenmasse und \hat{S} der Spin des Elektrons. Die Verknüpfung des Elektronenspins mit dem magnetischen Moment bedeutet, dass eine Ausrichtung des Elektronenspins mit der Ausrichtung des magnetischen Moments einhergeht.

Elektronen sind Fermionen und unterliegen dem Pauli-Prinzip. Betrachtet man ein Zwei-Elektronen-System, so muss die Gesamtwellenfunktion, also das Produkt aus Ortswellenfunktion und Spinwellenfunktion, antisymmetrisch gegenüber Teilchenvertauschung sein [38, 39]. Das heißt, dass für eine parallele Ausrichtung beider Spins die Ortswellenfunktion antisymmetrisch sein muss und für eine antiparallele Ausrichtung beider Spins muss die Ortswellenfunktion symmetrisch sein. Die Energiedifferenz beider Zustände wird als Austauschintegral J_{ex} bezeichnet und bestimmt den spinabhängigen Teil des Hamilton-Operators des Systems (Heisenberg-Hamilton-Operator):

$$\hat{H} = -2 \cdot J_{ex} \hat{S}_1 \hat{S}_2. \quad (3)$$

Ist $J_{ex} > 0$ spricht man von Ferromagnetismus und bei $J_{ex} < 0$ von Antiferromagnetismus. Die für ein Zwei-Elektronensystem beschriebene Austauschwechselwirkung ist eine kurzreichweitige Wechselwirkung und beschränkt sich in der Regel auf die nächsten Nachbarn. Für ein Vielelektronensystem wird die Austauschwechselwirkung durch die Kopplung benachbarter magnetischer Momente als Weiss-Molekularfeld ausgedrückt [38, 39].

In den ferromagnetischen $3d$ Übergangsmetallen Fe, Co und Ni führt die quantenmechanische Austauschwechselwirkung zu einer

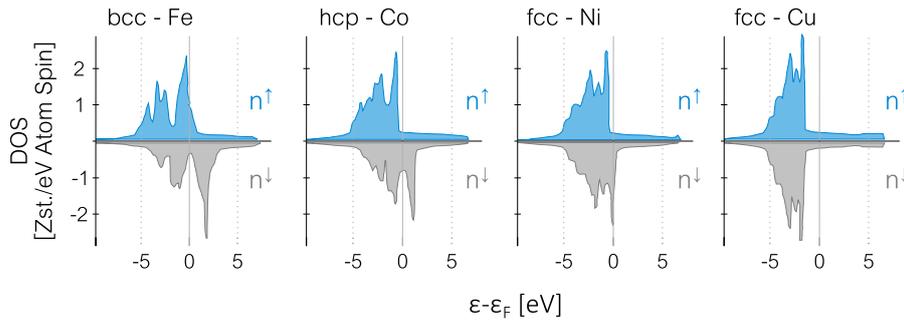


Abbildung 2: Zustandsdichten (DOS) der Majoritäts- (n^\uparrow) und Minoritäts- (n^\downarrow) Elektronen der ferromagnetischen $3d$ Übergangsmetalle Fe, Co und Ni im Vergleich zum nichtmagnetischen Cu (modifiziert nach [40]).

Energieaufspaltung des Leitungsbandes [38, 39]. Die Energie der Majoritätselektronen („spin up“) bezogen auf die Fermienergie wird abgesenkt und die Energie der Minoritätselektronen („spin down“) wird angehoben. Weshalb man auch von Bandmagnetismus spricht. Aus der Energieaufspaltung resultiert die Spinpolarisation P der Leitungselektronen

$$P = \frac{n^\uparrow - n^\downarrow}{n^\uparrow + n^\downarrow}. \quad (4)$$

Die Spinpolarisation P ergibt sich aus dem Unterschied in den Zustandsdichten für Majoritätselektronen n^\uparrow und Minoritätselektronen n^\downarrow nahe der Fermikante. Nach dem Stoner-Modell ist die Differenz $n^\uparrow - n^\downarrow$ ein Maß für die Magnetisierung [39]. In Abbildung 2 sind die Zustandsdichten der ferromagnetischen Metalle Fe, Ni und Co im Vergleich zum nichtmagnetischen Cu nahe der Fermienergie ($\epsilon - \epsilon_f$) dargestellt. In dieser Abbildung haben die Majoritätselektronen eine positive Zustandsdichte und die Minoritätselektronen eine negative Zustandsdichte. Zustände mit der Energie $\epsilon - \epsilon_f < 0$ sind besetzt und mit der Energie $\epsilon - \epsilon_f > 0$ sind unbesetzt. Für die ferromagnetischen Metalle Fe, Ni und Co zeigt sich an der Fermikante $\epsilon - \epsilon_f = 0$ ein deutlicher Unterschied in den Zustandsdichten für Majoritäts- und Minoritätselektronen im Vergleich zum nichtmagnetischen Kupfer. Daraus folgt, dass für verschiedene Spinausrichtungen der Leitungselektronen unterschiedliche Transporteigenschaften beobachtet werden können [14, 15]. Je größer die Spinpolarisation, desto stärker ist der Einfluss des Elektronenspins auf den Transportprozess. Die Elemente Eisen und Kobalt besitzen eine Spinpolarisierung von etwa 40% [40]. Die Elektronenspins in einem Material bestimmen seine magnetischen und elektrischen Eigenschaften und sind durch ein äußeres Magnetfeld gezielt steuerbar.

2.2 TUNNEL-MAGNETOWIDERSTANDS-EFFEKT

Der TMR-Effekt ist das wesentliche Merkmal der magnetischen Tunnelbarrieren. Die Ursache des TMR-Effekts ist der Unterschied in den Zustandsdichten für Minoritäts- und Majoritätselektronen in den ferromagnetischen Elektroden und die Erhaltung des Spins beim Tunnelprozess. Zusätzlich kann bei der Wahl einer kristallinen Barrierenschicht die Effektamplitude deutlich gesteigert werden. Dieser Aspekt des *kohärenten Tunnelns* wird abschließend behandelt.

2.2.1 Jullière-Modell

Mit dem experimentellen Nachweis des TMR-Effekts lieferte Jullière auch gleich eine Theorie zur Beschreibung des Effekts [4]. Die Grundlage des Jullière-Modells ist das zuvor entdeckte spinpolarisierte Tunneln von Elektronen (Meservey und Tedrow [41]). Unter der Annahme, dass der Spin beim Tunnelprozess erhalten bleibt, es also weder an den Grenzflächen noch durch Elektronenstreuung in der Barriere oder in den Elektroden zu Spin-Flip Ereignissen kommt, kann der Tunnelstrom als Summe zweier Teilströme für Spin-Up I^\uparrow und Spin-Down Elektronen I^\downarrow betrachtet werden:

$$I = I^\uparrow + I^\downarrow. \quad (5)$$

Wie in Abbildung 3 a dargestellt, führt bei einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierung von FM₁ und FM₂ die große und für beide Elektroden identische Besetzungszahl für Majoritätselektronen zu einem großen Tunnelstrom. Bei antiparalleler Ausrichtung (siehe Abb. 3 b) limitiert die reduzierte Anzahl freier Zustände für Majoritätselektronen in FM₂ den Tunnelstrom. Der Beitrag der Minoritätselektronen zum Tunnelstrom kann aufgrund der kleineren Besetzungszahl in beiden Fällen als gering angenommen werden. Dieses Zwei-Strom-Modell diente Jullière als Ansatz zur Erklärung seiner experimentellen Beobachtung. In seinem Modell nimmt er an, dass der Tunnelstrom im parallelen Zustand I_P und im antiparallelen Zustand I_{AP} proportional zu dem Produkt der Zustandsdichten in beiden Elektroden ist:

$$\begin{aligned} I_P &\propto n_1^\uparrow n_2^\uparrow + n_1^\downarrow n_2^\downarrow \\ I_{AP} &\propto n_1^\uparrow n_2^\downarrow + n_1^\downarrow n_2^\uparrow. \end{aligned} \quad (6)$$

Damit lässt sich das TMR-Verhältnis (Gl. 1) als Funktion der Polarisation $P_{1,2}$ (Gl. 4) beider ferromagnetischer Elektroden angeben:

$$\text{TMR} = \frac{I_P - I_{AP}}{I_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \quad (7)$$

Für MTJs mit identischen ferromagnetischen Elektroden gilt $P_1 = P_2$. Das Jullière-Modell ist eine sehr einfache, dennoch anerkannte Be-

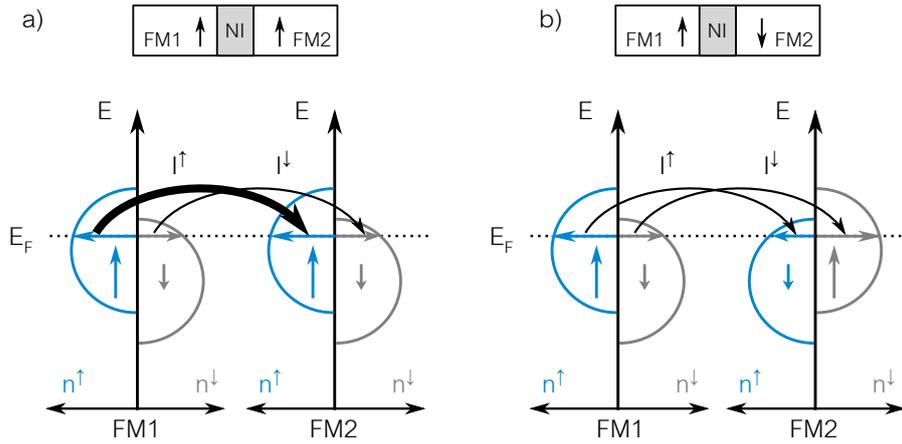


Abbildung 3: Die Spinpolarisation der ferromagnetischen Elektroden sorgt für eine Asymmetrie in den Zustandsdichten für Majoritätselektronen und Minoritätselektronen. Die Ausrichtung der Magnetisierung beider Elektroden relativ zueinander bestimmt, welche Zustände für den Tunnelprozess zur Verfügung stehen und welche in der gegenüberliegenden Elektrode besetzt werden können.

schreibung des TMR-Effekts. Allerdings wird in diesem Modell weder der Einfluss der Tunnelbarriere berücksichtigt, noch das Verhalten des TMR-Effekts für eine beliebige Orientierung beider ferromagnetischer Elektroden beschrieben.

2.2.2 Slonczewski-Modell

Ergänzend zum Modell von Jullière betrachtet Slonczewski den TMR-Effekt quantenmechanisch [42]. In der Näherung freier Elektronen löst er die Schrödinger-Gleichung unter Berücksichtigung einer rechtwinkligen Tunnelbarriere. Im Gegensatz zum Jullière-Modell wird der TMR-Effekt nicht alleine auf die Zustandsdichtedifferenz von Majoritäts- und Minoritätselektronen zurückgeführt. Dem Einfluss der Barriere wird dadurch Rechnung getragen, dass die Spinpolarisation um einen Term erweitert wird, welcher die Höhe der Barriere und damit die unterschiedlichen Abklingraten der am Transport beteiligten Elektronen berücksichtigt.

Zusätzlich konnte er zeigen, dass der Widerstand R_{MTJ} der MTJ mit dem Kosinus des Winkel ϕ_{FM_1, FM_2} zwischen den Magnetisierungen beider ferromagnetischer Elektroden variiert [42]:

$$R_{MTJ}(\phi_{FM_1, FM_2}) = R_{ave} \cdot \frac{1}{1 + P^2 \cos(\phi_{FM_1, FM_2})}. \quad (8)$$

Die Konstante R_{ave} in Gleichung 8 kann in guter Näherung durch den inversen mittleren Leitwert zwischen parallelem und antiparalle-

lem Zustand beschrieben werden [43]. Dadurch lässt sich Gleichung 8 umschreiben zu [44]

$$R_{\text{MTJ}}(\phi_{\text{FM}_1, \text{FM}_2}) = \frac{2R_{\text{AP}}}{2 + \text{TMR}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\text{TMR}}{\text{TMR} + 2} \cos(\phi_{\text{FM}_1, \text{FM}_2})}. \quad (9)$$

Slonczewski konnte somit zeigen, dass die Spinpolarisation nicht alleine eine intrinsische Eigenschaft der ferromagnetischen Elektroden ist, sondern auch vom Barrierenmaterial abhängt. Dieser Umstand wird besonders bei der Verwendung von kristallinen Barrieren, bei denen das kohärente Tunneln auftritt, deutlich.

2.2.3 Kohärentes Tunneln

Bei der Entdeckung durch Jullière betrug der TMR-Effekt maximal 14 % bei einer Temperatur von 4 K. Zunehmend an Bedeutung gewann der TMR-Effekt, als er erstmals bei Raumtemperatur beobachtet wurde [26, 27]. Dabei wurden zunächst Werte von 18 % erreicht. Durch sukzessive Verbesserungen in der Herstellung wurde die Qualität der Elektroden und somit die Spinpolarisation sowie die Qualität der Grenzflächen verbessert, wodurch die Effektamplitude deutlich gesteigert werden konnte. Aufgrund der einfachen Herstellung wurde zunächst überwiegend Aluminiumoxid als Barrierenmaterial verwendet. In Al_2O_3 basierten magnetischen Tunnelbarrieren hat der TMR-Wert jedoch seit seiner Entdeckung einen Wert von etwa 80 % nicht überschritten [45]. Für technologische Anwendungen werden aber mitunter noch höhere relative Widerstandsänderung benötigt [29].

Deutlich höhere TMR-Werte von bis zu 1000 % wurden zunächst theoretisch für kristalline Eisen-Magnesiumoxid-Eisen basierte magnetische Tunnelbarrieren vorhergesagt [46, 47]. Wenig später erfolgte dann der experimentelle Nachweis an kristallinen Fe/MgO/Fe basierten MTJs mit einem TMR von 118 % bei Raumtemperatur und an CoFe/MgO/CoFe basierten Systemen mit einem TMR von 220 % bei Raumtemperatur [48, 49]. Unter Berücksichtigung der Welleneigenschaften der tunnelnden Elektronen zeigt sich, dass die kristalline Struktur des MgO als Symmetriefilter der einfallenden Blochwellen fungiert. In den ferromagnetischen Elektroden existiert eine Vielzahl verschiedener Blochzustände (vgl. Abbildung 4 a). Alle diese Blochzustände sind zudem unterschiedlich stark spinpolarisiert. In der Barriere besitzen die Blochzustände, abhängig von deren Symmetrie, unterschiedliche Abklingraten (vgl. Abbildung 4 b). In der kristallinen MgO-Barriere hat der 100 % spinpolarisierte Δ_1 -Zustand im Vergleich mit dem weniger spinpolarisierten Δ_5 -Zustand bzw. Δ_2 -Zustand die geringste Abklingrate und damit die höchste Tunnelwahrscheinlichkeit. Der Tunnelstrom wird dadurch im Wesentlichen durch den 100 % spinpolarisierten Δ_1 -Zustand bestimmt. Das bedeu-

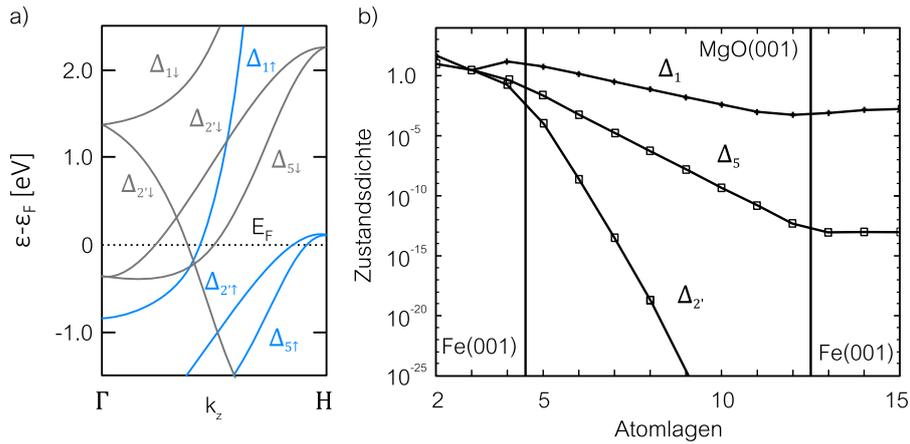


Abbildung 4: a) Bandstruktur von bcc Fe entlang [001] für Majoritätselektronen (blau) und Minoritätselektronen (grau). b) Einfluss der MgO-Barriere auf die Transmission von Elektronen mit Wellenfunktionen verschiedener Symmetrien. (modifiziert nach [29])

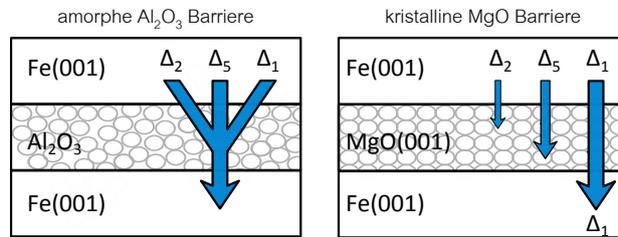


Abbildung 5: Schematische Illustration des Tunnelprozesses durch eine amorphe Aluminiumoxid-Barriere und eine kristalline MgO-Barriere (modifiziert nach [29]). Durch den Symmetriefiltereffekt in MgO ist der Tunnelstrom in MgO basierten MTJs im Wesentlichen durch den Δ_1 -Zustand bestimmt.

tet auch eine effektive Erhöhung der Spinpolarisation der einzelnen ferromagnetischen Elektroden.

Der Einfluss der Symmetrie der Wellenfunktion beim Tunnelprozess wird als „kohärentes Tunneln“ bezeichnet. Aufgrund einer fehlenden kristallographischen Symmetrie existiert solch ein Symmetriefiltereffekt in amorphem Aluminiumoxid nicht. Beim „inkohärenten Tunneln“ in amorphen AlO-Barrieren besitzen alle Blochzustände in den Elektroden auch dieselbe Tunnelwahrscheinlichkeit. Ein Vergleich beider Tunnelprozesse ist schematisch in Abbildung 5 dargestellt. Die starke Spinpolarisation des Blochzustands mit Δ_1 -Symmetrie existiert nicht nur in kristallinem Eisen sondern auch in CoFeB, welches in dieser Arbeit verwendet wurde. Auf kristallinem MgO aufgewachsenes CoFeB kristallisiert beim Ausheizen an den Grenzflächen zum MgO. In solchen CoFeB/MgO/CoFeB basierten Tunnelbarrieren wurden die bisher höchsten TMR-Werte von 600 % bei Raumtemperatur erreicht [28]. Eine theoretische Behandlung und *ab*

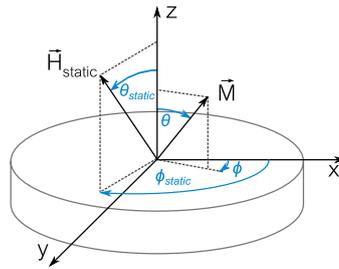


Abbildung 6: Koordinatensystem zur Beschreibung der ferromagnetischen Anisotropie.

initio-Berechnungen des TMR von amorphen Elektroden in Verbindung mit kristallinen Barrieren findet sich in [50, 51]. CoFeB /MgO basierte MTJs werden heutzutage zum Beispiel in Festplattenleseköpfen oder als MRAM-Speicherzellen verwendet.

2.3 MAGNETISCHE ANISOTROPIE

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten der spinpolarisierte Ladungstransport in Ferromagneten beschrieben wurde, wird in diesem Abschnitt eine weitere wichtige Eigenschaft von Ferromagneten behandelt - die magnetische Anisotropie. Die magnetische Anisotropie bezeichnet die Eigenschaft von Ferromagneten, Vorzugsrichtungen zu besitzen, entlang derer sich die Magnetisierung in Abwesenheit äußerer Felder ausrichtet. Hinsichtlich der Entwicklung und Anwendung von Ferromagneten als nichtflüchtige Informationsspeicher ist die magnetische Anisotropie somit von essentieller Bedeutung.

Um die Magnetisierung aus dieser Vorzugsrichtung auszulenken, ist eine Arbeit erforderlich, die der Differenz in der Energie zwischen Vorzugsrichtung und Endlage entspricht. Diese Arbeit wird magnetische Anisotropieenergie genannt. Bezogen auf das Volumen ergibt sich die Anisotropieenergiedichte w_{ani} . Richtungen mit einem Minimum in w_{ani} werden als leichte Achsen bezeichnet. Richtung mit einem Maximum in w_{ani} werden als schwere Achsen bezeichnet. Aufgrund verschiedener mikroskopischer Ursachen setzt sich die Anisotropieenergiedichte aus verschiedenen Beiträgen zusammen. Eine detaillierte Behandlung aller Anisotropiebeiträge geht weit über diese Arbeit hinaus. Für einen guten Überblick wird auf die Arbeit von Johnson [52] verwiesen. Im Folgenden sollen nur die Anisotropiebeiträge beschrieben werden, die zur Beschreibung der untersuchten Proben relevant sind. Dabei handelt es sich um die Formanisotropie und die Grenzflächenanisotropie.

Den folgenden Betrachtungen liegt die in Abbildung 6 dargestellte Geometrie zugrunde. Die Magnetisierung der Probe \vec{M} und das externe Magnetfeld \vec{H}_{static} werden durch Kugelkoordinaten beschrieben. Dabei sind ϕ und ϕ_{static} die Azimutwinkel der Magnetisierung und

des externen Magnetfeldes bezüglich der x-Achse und θ und θ_{static} die Polarwinkel bezüglich der z-Achse. Der Betrag des Vektors der Magnetisierung ist gegeben durch die Sättigungsmagnetisierung M_s . Der Einheitsvektor der Magnetisierung ist dann $\vec{m} = \vec{M}/M_s$.

2.3.1 Formanisotropie

Die mikroskopische Ursache der Formanisotropie ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist auf atomarer Längenskala sehr viel kleiner als die Austauschwechselwirkung, allerdings ist sie aufgrund ihrer $1/r^3$ -Abhängigkeit auch sehr viel langreichweitiger. Der Einfluss der Dipol-Dipol-Wechselwirkung, hervorgerufen durch unkompenzierte magnetische Momente am Probenende bzw. an der Probenoberfläche, kann in der Kontinuumsnäherung als Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_{dip} beschrieben werden und führt zur Formanisotropie. Das Entmagnetisierungsfeld ist bestimmt durch die räumliche Verteilung der Magnetisierung. Die Energiedichte w_{dip} , die mit dem Entmagnetisierungsfeld verbunden ist, ergibt sich aus der Integration über das Volumen V_{vol} des Körpers zu

$$w_{\text{dip}} = \frac{\mu_0}{2V_{\text{vol}}} \int_{V_{\text{vol}}} \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{dip}} dV_{\text{vol}}. \quad (10)$$

Im Allgemeinen ist w_{dip} nicht analytisch zu berechnen. Allerdings kann für einen Rotationsellipsoiden gezeigt werden, dass eine räumlich homogene Magnetisierungsverteilung und damit ein räumlich homogenes Entmagnetisierungsfeld vorliegt. Für einen Rotationsellipsoiden ist das Entmagnetisierungsfeld gegeben durch

$$\vec{H}_{\text{dip}} = \hat{N}\vec{M}, \quad (11)$$

wobei \hat{N} ein Tensor zweiter Stufe mit $\text{Spur}(\hat{N}) = 1$ ist. \hat{N} wird als Entmagnetisierungstensor bezeichnet und seine Elemente als Entmagnetisierungsfaktoren. Aus Gleichung 10 und Gleichung 11 ergibt sich die magnetostatische Energiedichte im Falle eines Rotationsellipsoiden zu

$$w_{\text{dip}} = \frac{\mu_0}{2} \vec{M} \hat{N} \vec{M}. \quad (12)$$

Desweiteren sei angenommen, dass die Hauptachsen a, b, c des Rotationsellipsoids mit der x-,y- bzw. z- Koordinatenachse zusammenfallen, so dass \hat{N} diagonal wird. Gleichung 12 lässt sich dann umschreiben zu

$$\begin{aligned} w_{\text{dip}} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} & (N_x \sin^2 \theta \cos^2 \phi + \\ & + N_y \sin^2 \theta \sin^2 \phi \\ & + N_z \cos^2 \theta) \end{aligned} \quad (13)$$

Hauptaugenmerk soll hier auf einen oblaten Ellipsoiden gelegt werden, dessen Dicke c gegenüber der Ausdehnung der großen Halbachse a und der kleinen Halbachse b vernachlässigbar ist. Dessen Entmagnetisierungsfaktoren sind gegeben durch [53]:

$$\begin{aligned} N_x &= \frac{c \cdot (K_{\text{int}}(e_{\text{int}}) - E_{\text{int}}(e_{\text{int}}))}{a \cdot e^2} \sqrt{1 - e^2} \\ N_y &= \frac{c \cdot (E_{\text{int}}(e_{\text{int}}) - (1 - e^2)K_{\text{int}}(e_{\text{int}}))}{a \cdot e^2 \sqrt{1 - e^2}} \\ N_z &= 1 - \frac{c \cdot E_{\text{int}}(e_{\text{int}})}{a \sqrt{1 - e^2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

$E_{\text{int}}(e_{\text{int}})$ und $K_{\text{int}}(e_{\text{int}})$ sind die elliptischen Integrale mit den Argument $e_{\text{int}}^2 = 1 - b^2/a^2$. Es wird deutlich, dass für $a > b \gg c$ gilt $N_z \rightarrow 1$ und $N_x, N_y \rightarrow 0$. In diesem Fall folgt aus Gleichung 13, dass sich, unabhängig von ϕ , stets für $\theta \rightarrow \pi/2$ der minimalste Wert für w_{dip} einstellt. Der Extremfall ist der einer unendlich ausgedehnten Scheibe mit vernachlässigbarer Dicke ($c \rightarrow 0$ und $a = b \rightarrow \infty$ und damit $N_x, N_y = 0$ und $N_z = 1$). Hier ergibt sich die magnetostatische Energiedichte zu

$$w_{\text{dip,scheibe}} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \cos^2 \theta. \quad (15)$$

Die Formanisotropie in dünnen Schichten favorisiert somit eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Schichtebene. Um die Magnetisierung aus der Ebene heraus zu drehen sind Feldstärken senkrecht zur Schichtebene in der Größe der Sättigungsmagnetisierung nötig. Die Komponente der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene kann in dieser Arbeit aus zweierlei Gründen vernachlässigt werden: *i*) Die Sättigungsmagnetisierung liegt bei den untersuchten Materialien über einem Tesla und damit eine Größenordnung über den experimentell erreichbaren Feldstärken. *ii*) In dieser Arbeit werden externen Felder immer parallel zur Schichtebene angelegt. Die Gleichung 13 vereinfacht sich somit zu

$$\begin{aligned} w_{\text{dip}} &= \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_x \cos^2 \phi + N_y \sin^2 \phi) \\ &= \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_x + (N_y - N_x) \sin^2 \phi) \end{aligned} \quad (16)$$

Der winkelunabhängige Teil in Gleichung 16 liefert lediglich einen konstanten Offset in der Energiedichte und kann daher vernachlässigt werden. Mit $K_{\text{dip}} = \mu_0 M_s^2 (N_y - N_x)/2$ lässt sich der winkelabhängige Teil umschreiben zu

$$w_{\text{dip}} = K_{\text{dip}} \sin^2 \phi. \quad (17)$$

Das heißt, die Formanisotropie einer dünnen Ellipse hat den Charakter einer uniaxialen Anisotropie mit einer Anisotropiekonstanten,

die vom Aspektverhältnis der beiden Halbachsen abhängt. Die lange Halbachse beschreibt damit die leichte Achse der Magnetisierung. Die Formanisotropie eines Ellipsoiden wird besonders in der Herstellung von Tunnelstrukturen als nichtflüchtige Datenspeicher ausgenutzt, da in dieser Struktur von einer räumlich homogenen Magnetisierungsverteilung ausgegangen werden kann.

2.3.2 Grenzflächenanisotropie

Eine wichtige Eigenschaft der Formanisotropie ist die Invarianz gegenüber Umkehr der Magnetisierung. In Multilagen-Systemen treten jedoch weitere Anisotropien auf, die asymmetrisch gegenüber der Magnetisierungsrichtung sind. Diese unidirektionalen Anisotropien resultieren aus magnetischen Wechselwirkungen zwischen magnetischen Schichten, welche hier kurz vorgestellt werden sollen, da sie für den funktionellen Aufbau einer MTJ von Bedeutung sind.

Bei der Verbindung eines Ferromagneten mit einem Antiferromagneten kommt es an der Grenzfläche zu einer sehr starken magnetischen Kopplung zwischen beiden. Dieser Grenzflächeneffekt wird als *Exchange Bias* bezeichnet und bewirkt eine unidirektionale Anisotropie im Ferromagneten [54, 55]. Die mikroskopische Ursache dieser Austauschwechselwirkung ist noch Gegenstand von Diskussionen [56]. Technisch erzeugt wird diese Kopplung durch Erwärmen beider Schichten über die Ordnungstemperatur des Antiferromagneten, jedoch nicht über die des Ferromagneten. Durch anschließendes Abkühlen in einem Magnetfeld bis auf Raumtemperatur wird die Ausrichtung der magnetischen Momente im Antiferromagneten „eingefroren“. Die Magnetisierung des Ferromagneten koppelt an den Antiferromagneten, wodurch eine Anisotropie in Richtung des angelegten Auslagerungsfeldes erzeugt wurde.

Eine weitere Form der unidirektionalen Anisotropie wird hervorgerufen durch die Zwischenschichtkopplungen zwischen magnetischen Schichten, die durch eine nichtmagnetische Schicht voneinander getrennt sind. Bei den Zwischenschichtkopplungen wird zwischen verschiedenen Ursachen unterschieden: *i)* In strukturierten magnetischen Schichten kommt es auf Grund der freien magnetischen Momente an den Probenenden bzw. an den Probenoberflächen zum Austritt von Streufeldern. Diese Streufelder können in angrenzende Schichten hineinreichen. Da der magnetische Fluss insgesamt geschlossen sein muss, sind die Magnetisierungen beider Schichten bestrebt, eine antiparallele Ausrichtung zueinander einzunehmen. Die Stärke der Streufeldkopplung ist bestimmt durch die Probengeometrie. *ii)* Ebenso können Streufelder durch periodische Rauigkeiten an den Grenzflächen zwischen magnetischen Schichten und nichtmagnetischen Schichten entstehen* [57]. Bei korrelierten Rauigkeiten kommt es so zu einer ferromagnetischen Kopplung zwischen

* *Orange peel coupling*

beiden Schichten. *Orange peel coupling* oder auch *Néel coupling* tritt sowohl in strukturierten als auch unstrukturierten Proben auf und wirkt der Streufeldkopplung entgegen. Hierbei bestimmt die Rauigkeit der Grenzflächen, welche durch den Herstellungsprozess beeinflusst wird, die Stärke der Kopplung [52]. *iii*) Neben den mikroskopischen Ursachen der Streufeldkopplung oder des *Orange peel coupling* führen auch rein quantenmechanische Phänomene zu einer Kopplung zwischen ferromagnetischen Schichten, welche durch eine nichtmagnetische Schicht voneinander getrennt sind. Die Ursache dieser als Interlagenaustauschkopplung (IEC*) bezeichneten Wechselwirkung sind Quanteninterferenzen der Elektronen in der Zwischenschicht [58, 59]. Dieser Kopplungsmechanismus zeigt ein oszillatorisches Verhalten zwischen ferromagnetischer und antiferromagnetischer Kopplung als Funktion der Zwischenschichtdicke [60].

* *Interlayer exchange coupling*

Der Beitrag zur Energiedichte durch die unidirektionalen Anisotropien lässt sich phänomenologisch durch

$$w_{\text{inter}} = \frac{J_{\text{inter}}}{d} \cos \phi = \frac{J_{\text{inter}}}{d} \vec{m} \vec{u}_p \quad (18)$$

ausdrücken. ϕ beschreibt den Winkel zwischen Magnetisierung und Richtung der unidirektionalen Anisotropie \vec{u}_p , welche hier entlang der positiven x-Achse gewählt wurde. J_{inter} ist die Kopplungskonstante und d die Dicke der Schicht. Das Vorzeichen von J_{inter} bestimmt, ob eine ferro- oder antiferromagnetische Kopplung vorliegt. Da es sich bei den angesprochenen Wechselwirkungen um Grenzflächeneffekte handelt, spricht man hier auch von einer Grenzflächenanisotropie. Im Gegensatz dazu handelt es sich bei der Formanisotropie um einen Volumenbeitrag zur Anisotropie. Grenzflächenbeiträge müssen auf die Schichtdicke d normiert werden.

Hinsichtlich der magnetischen Anisotropieenergie muss in magnetischen Datenspeichern ein Kompromiss gefunden werden zwischen der Langzeitstabilität der Magnetisierung (große Anisotropieenergie) und einem energieeffizienten Ummagnetisieren (kleine Anisotropieenergie). Phänomenologisch lassen sich die Anisotropieenergien über

$$H_{\text{ani}} = \frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial w_{\text{ani}}}{\partial \vec{m}} \quad (19)$$

auch als Felder ausdrücken.

2.4 UMMAGNETISIERUNGSKURVEN

In dem folgenden Abschnitt wird die Gleichgewichtsorientierung der Magnetisierung in einem äußeren statischen Feld beschrieben. Die Magnetisierung wird als räumlich homogen betrachtet*. Die Gleich-

* *in der Literatur auch als Makrospinmodell bezeichnet*

gewichtsorientierung der Magnetisierung ist bestimmt durch ein Minimum in der magnetischen Energiedichte w_{mag} .

$$w_{\text{mag}} = w_{\text{ani}} - \mu_0 \vec{H}_{\text{static}} \cdot \vec{M} \quad (20)$$

Die magnetische Energiedichte setzt sich zusammen aus den Anisotropiebeiträgen w_{ani} und dem Zeemann-Term $-\mu_0 \vec{H}_{\text{static}} \cdot \vec{M}$. Letzterer beschreibt die Wechselwirkung der Magnetisierung mit dem externen Magnetfeld.

Für ein qualitatives Verständnis wird im Folgenden eine dimensionslose Darstellung verwendet, indem Gleichung 20 durch die effektive Anisotropiekonstante K_{ani} geteilt wird. Das Problem der Gleichgewichtsorientierung kann somit ganz allgemein formuliert werden [61]:

$$\mathcal{F}(\vec{h}) = \min(\mathcal{F}(\vec{m}) = G(\vec{m}) - 2\vec{h} \cdot \vec{m}). \quad (21)$$

Hier ist $\vec{m} = \vec{M}/M_s$ der auf die Sättigungsmagnetisierung M_s normierte Einheitsvektor der Magnetisierung. $G(\vec{m})$ ist die magnetische Anisotropieenergiedichte geteilt durch K_{ani} . $\vec{h} = \vec{H}_{\text{static}}/H_{\text{ani}}$ beschreibt den Vektor des externen Feldes \vec{H}_{static} bezogen auf das effektive Anisotropiefeld $H_{\text{ani}} = 2K_{\text{ani}}/\mu_0 M_s$. \mathcal{F} ist die auf K_{ani} normierte magnetische Energiedichte des Körper. Die Beschreibung der Vektoren \vec{m} und \vec{h} erfolgt in Anlehnung an das in Abbildung 6 dargestellte Koordinatensystem, wobei hier nur der zweidimensionale Fall betrachtet wird. Das heißt, die Magnetisierung wie auch das externe Feld liegen in der x-y-Ebene* und $\theta = \theta_{\text{static}} = 90^\circ$. Grundlage dieser einfachen Modellierung ist das Stoner-Wolfahrt Modell [62]. Eine Erweiterung auf den dreidimensionalen Fall ist in [63] zu finden.

* „in-plane“
Konfiguration

Bedingt durch die Anisotropiebeiträge in Gleichung 21 ergeben sich für die Orientierung der Magnetisierung im externen Feld zwei charakteristische Besonderheiten: *i)* Bei einer kontinuierlichen Variation des äußeren Magnetfeldes kann bei Erreichen eines kritischen Schaltfeldes \vec{h}_c in der Orientierung der Magnetisierung ein unstetiger Sprung auftreten. *ii)* Die Gleichgewichtsorientierung der Magnetisierung ϕ stimmt im Allgemeinen nicht mit dem Winkel ϕ_{static} des externen Feldes überein. Der Unterschied $\phi - \phi_{\text{static}}$ wird für zunehmende Magnetfeldamplituden immer kleiner.

Das notwendige Kriterium für ein lokales Extremum in der magnetischen Energie ist nach Gleichung 21 gegeben durch

$$\frac{d\mathcal{F}(\vec{m})}{d\phi} = 0 = G'(\vec{m}) - 2\vec{h} \cdot \vec{e}. \quad (22)$$

Der Vektor \vec{e} ist der zu \vec{m} orthogonale Einheitsvektor. Für einen gegebenen Winkel ϕ repräsentiert Gleichung 22 eine Gerade in der h_x - h_y -Ebene entlang \vec{m} . Für jeden Punkt $\vec{h} = (h_x, h_y)$ auf der Geraden stellt ϕ somit eine mögliche Gleichgewichtsorientierung von \vec{m}

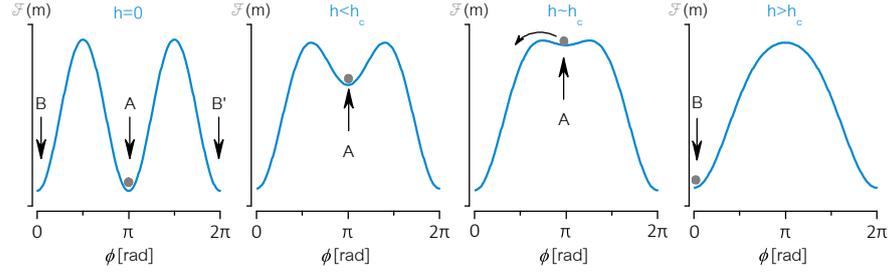


Abbildung 7: Die Darstellung der magnetischen Energie einer magnetischen Schicht mit uniaxialer Anisotropie für verschiedene externe Magnetfelder entlang der leichten Achse der magnetischen Schicht. Für $h = 0$ existieren zwei Gleichgewichtszustände entlang der leichten Achse. Mit zunehmenden h wird der Gleichgewichtszustand instabiler bis schließlich bei $h = h_c$ ein Übergang in den nächsten stabilen Zustand, und der damit verbundene un stetige Sprung in der Magnetisierungsorientierung auftritt.

dar. Entlang dieser Geraden existieren stabile und instabile Lösungen. Stabile und instabile Bereiche sind gegeben durch das Vorzeichen der zweiten Ableitung.

$$\frac{d^2 \mathcal{F}(\vec{m})}{d\phi^2} = G''(\vec{m}) + 2\vec{h} \cdot \vec{m} \quad (23)$$

Gilt $d^2 \mathcal{F}(\vec{m})/d\phi^2 > 0$ handelt es sich um eine stabile Lösung (lokales Minimum) und für $d^2 \mathcal{F}(\vec{m})/d\phi^2 < 0$ für eine instabile Lösung (lokales Maximum). Für ein bestimmtes Magnetfeld \vec{h}_c entlang der durch Gleichung 22 beschriebenen Geraden gilt:

$$\frac{d^2 \mathcal{F}(\vec{m})}{d\phi^2} = 0. \quad (24)$$

An diesem Punkt wird die Orientierung der Magnetisierung instabil und ein Sprung in der Orientierung der Magnetisierung tritt auf. Das Magnetfeld \vec{h}_c wird als kritisches Feld bezeichnet. Dieses Verhalten soll anhand des Energiefunktional nach Gleichung 21 im Falle einer uniaxialen Anisotropie veranschaulicht werden. In Abbildung 7 ist die reduzierte magnetische Energie des Systems über dem Winkel ϕ für verschiedene Feldstärken h und $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ abgetragen. Für $h = 0$ existieren zwei Gleichgewichtszustände bei $\phi = \pi$ (Punkt A) und $\phi = 0$ bzw. 2π (Punkt B und B'), wobei B und B' äquivalent sind. Die Magnetisierung befinde sich zunächst im Punkt A. Mit zunehmender Amplitude h verringert sich die Energiebarriere zwischen Punkt A und Punkt B, d.h. $d^2 \mathcal{F}(\vec{m})/d\phi^2$ geht gegen Null. Für $h = h_c$ bzw. $d^2 \mathcal{F}(\vec{m})/d\phi^2 = 0$ wird der Punkt A instabil und ein Schalten der Magnetisierung in den nächsten stabilen Zustand tritt auf. Dieses Schalten ist verbunden mit einem un stetigen Sprung der Magnetisierungsorientierung.

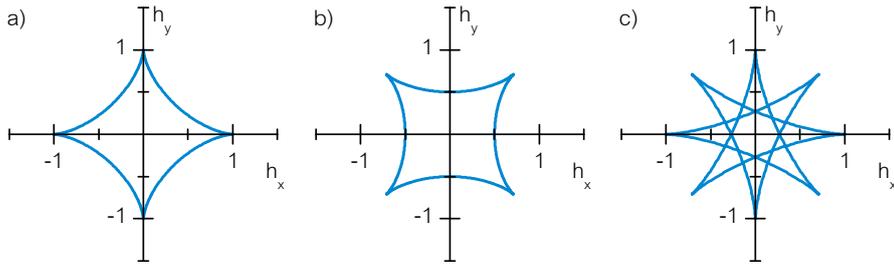


Abbildung 8: Die kritischen Kurven am Beispiel einer a) uniaxialen Anisotropie ($\sin^2 \phi$), b) einer verkippten uniaxialen Anisotropie ($\sin^2(\phi + \pi/4)$) und c) einer kubischen Anisotropie ($\sin^2 \phi \cdot \cos^2 \phi$).

Das kritische Feld \vec{h}_c ergibt sich durch Gleichsetzen von Gleichung 22 und Gleichung 24 zu [61]:

$$\vec{h}_c = \frac{1}{2} (G'(\vec{m}) \vec{e} - G''(\vec{m}) \vec{m}). \tag{25}$$

Die sich aus Gleichung 25 ergebenden Kurven werden kritische Kurven genannt. Sie hängen lediglich von der Anisotropiefunktion ab, womit ihre Form aussagen über die vorherrschende Anisotropiefunktion zulässt. Am Beispiel einer uniaxialen Anisotropie ergibt sich für die kritische Kurve

$$\vec{h}_c = (-\cos^3(\phi), \sin^3(\phi)). \tag{26}$$

In Abbildung 8 sind die kritischen Schaltkurven am Beispiel einer uniaxialen Anisotropie (Abb. 8 a), einer um 45° verkippten uniaxialen Anisotropie (Abb. 8 b) und einer kubischen Anisotropie (Abb. 8 c) gezeigt.

Aus der Kenntnis der Anisotropiefunktion kann die Magnetisierungsorientierung unter Verwendung von Gleichung 22 und Gleichung 24 für ein beliebiges äußeres Feld bestimmt werden. Damit lassen sich auch die Ummagnetisierungskurven (Hysteresekurven) bei einer kontinuierlichen Variation des externen Magnetfeldes* nachbilden. In Abbildung 9 sind die Hysteresekurven für einige Anisotropiefunktionen und für verschiedene Winkel ϕ_{static} abgebildet. Die erste Reihe zeigt nochmals die kritischen Kurven sowie die Richtung ϕ_{static} entlang der das externe Magnetfeld durchgeführt wurde. In Spalte a) in Abbildung 9 ist die Hysteresekurve entlang der leichten Achse $\phi_{static} = 0^\circ$ und entlang der schweren Achse $\phi_{static} = 90^\circ$ abgebildet. In Spalte b) wurde zusätzlich zur uniaxialen Anisotropie eine unidirektionale Anisotropie entlang der negativen x-Achse hinzugefügt. Dies zeigt sich in dem asymmetrischen Schalten in der Hysteresekurve für $\phi_{static} = 0^\circ$ und $\phi_{static} = 45^\circ$. In Spalte c) wurde eine uniaxiale Anisotropie mit einem Offsetwinkel von 45° bezüglich der x-Achse gewählt. Zu beachten ist, dass in den Hysteresekurven $m_{||}$ über h abgetragen ist. $m_{||}$ ist die zu \vec{h} parallele Komponente

* neudeutsch:
„Sweep“ oder
Magnetfeldsweep

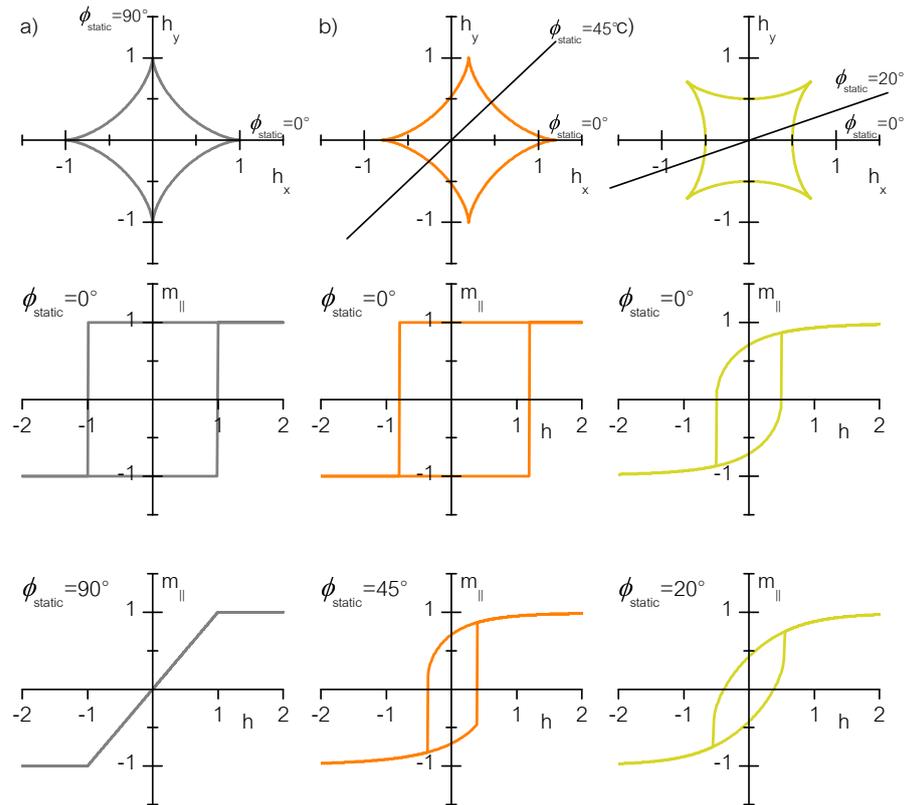


Abbildung 9: Einige Hysteresekurven für ausgewählte Anisotropiefunktionen. Spalte a) Uniaxiale Anisotropie und Magnetfeldsweep für $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ und $\phi_{\text{static}} = 90^\circ$. Spalte b) Uniaxiale Anisotropie plus unidirektionale Anisotropie und Magnetfeldsweep für $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ und $\phi_{\text{static}} = 45^\circ$. Spalte c) Uniaxiale Anisotropie mit einer um 45° verkippten leichten Achse und Magnetfeldsweep für $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ und $\phi_{\text{static}} = 20^\circ$.

von \vec{m} . Eine Abweichung von m_{\parallel} bezüglich $m_{\parallel} = \pm 1$ bedeutet somit eine Abweichung von ϕ bezüglich ϕ_{static} . Das bedeutet, dass im Allgemeinen die Gleichgewichtsorientierung der Magnetisierung ϕ aufgrund der Anisotropiebeiträge nicht mit dem Winkel ϕ_{static} des externen Feldes übereinstimmt. Besonders deutlich zeigt sich die Überlagerung von Anisotropiefeld und externem Feld im Falle der verkippten uniaxialen Anisotropie in Spalte c).

Anzumerken ist, dass die Breite (Koerzitivität) der Hysteresekurven nur dann direkt mit der Anisotropie verknüpft ist, wenn die Ummagnetisierung über eine kohärente Rotation aller magnetischen Momente erfolgt. Erfolgt die Ummagnetisierung durch die Bildung und das Wachstum magnetischer Domänen (in diesem Modell nicht berücksichtigt), so wird die Koerzitivität bei leichten Achsen vermindert und bei schweren Achsen erhöht. Diese Effekte können also mitunter die Interpretation von Hysteresekurven erschweren.

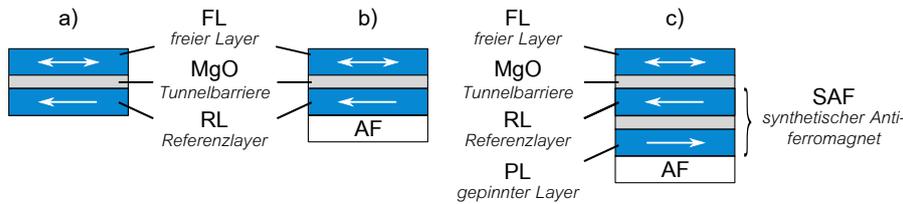


Abbildung 10: Der schematische Aufbau einer MTJ. a) Einfaches Dreilagenschichtsystem. b) Magnetisches Härten durch Kopplung an einen Antiferromagneten. c) Zusätzliche Verwendung eines SAF zur Reduktion von Streufeldern.

2.5 FUNKTIONALER AUFBAU EINER MTJ

Die theoretische Behandlung des TMR-Effekts in magnetischen Tunnelbarrieren im vorangegangenen Abschnitt 2.2 wurde stets an einem idealisierten Dreilagenschichtsystem mit identischen ferromagnetischen Elektroden durchgeführt (siehe Abbildung 10 a). Dabei wurde immer Bezug auf eine beliebige relative Orientierung der Magnetisierungen beider Elektroden genommen, die durch äußere Felder geändert werden kann. Anhand von Abschnitt 2.3 wird deutlich, dass sich eine beliebige Orientierung zwischen beiden Magnetisierungen im Falle von identischen ferromagnetischen Elektroden nicht realisieren lässt. Sieht man von Zwischenschichtkopplungen ab, so würde sich aufgrund des identischen Energiefunktionalen unabhängig vom äußeren Feld stets eine parallele Ausrichtung ergeben. In diesem Abschnitt wird auf eine für praktische Anwendungen relevante Struktur der magnetischen Tunnelbarrieren eingegangen, welches über das simple Dreilagenschichtsystem (FM/Ni/FM) hinaus geht und auch Grundlage der in dieser Arbeit untersuchten Proben ist.

Für eine beliebige Orientierung zwischen beiden Magnetisierungen in einem externen Feld benötigen beide ferromagnetischen Elektroden unterschiedliche Koerzitivfelder. Man spricht auch von einer unterschiedlichen magnetischen Härte. Die Magnetisierung der magnetisch härteren Schicht bildet die Referenzmagnetisierung. Dem entspricht wird die hartmagnetische Schicht als Referenzlayer (RL*) bezeichnet. Die weichmagnetischere Schicht wird als freier Layer (FL*) bezeichnet. Deren Magnetisierungsorientierung kann durch äußere Felder bezüglich des RL verändert werden. Die unterschiedliche magnetische Härte kann zum einen durch Veränderung der Anisotropie (z.B. der Formanisotropie) geschehen und zum anderen durch das magnetische Fixieren („Pinnen“) einer der ferromagnetischen Elektroden [64, 65, 66]. Hinsichtlich technologischer Anwendungen hat sich letzteres durchgesetzt. Die Fixierung der Magnetisierung erfolgt durch Kopplung der Magnetisierung des RL an einen Antiferromagneten (siehe Abbildung 10 b). Die bereits im vorherigen Abschnitt beschriebene Austauschkopplung (*Exchange Bias*) sorgt für eine starke Kopplung zwischen beiden magnetischen Layern mit einer unidi-

* *Reference Layer*

* *Free Layer*

rektionalen Anisotropie. Typische Austauschenergien liegen hier im Bereich von $\sim 100 \mu\text{J m}^{-1}$ [67]. Entsprechend der Dicke und der Sättigungsmagnetisierung entspricht das Kopplungsfeldern von einigen hundert Millitesla.

Aufgrund der Nettomagnetisierung des RL würden magnetostatische Wechselwirkungen zwischen den Polen beider ferromagnetischer Schichten die Magnetisierung des FL beeinflussen. Um diese zu reduzieren, wird zusätzlich ein sogenannter künstlicher Antiferromagnet (SAF*) verwendet (siehe Abbildung 10 c). Der SAF besteht aus zwei ferromagnetischen Metallen, dem Referenzlayer (RL) und dem Pinned-Layer (PL*), die durch einen nichtmagnetischen Metall (NM) voneinander getrennt sind. Durch die Anpassung der Dicke der nichtmagnetischen, metallischen Schicht zwischen PL und RL wird zusätzlich zur Streufeldkopplung eine antiferromagnetische Interlagenaustauschkopplung erzielt. Der PL koppelt an den Antiferromagneten und die Magnetisierung des RL bildet die Referenzmagnetisierung der hartmagnetischen Schicht, welche antiparallel zur Magnetisierung des PL ausgerichtet ist. Zusätzlich wird diese Multilagenschicht in eine elliptische Form strukturiert. Die Nanostrukturierung verringert zum einen die Bildung von magnetischen Domänen und zum anderen bedingt die elliptische Form homogene Entmagnetisierungsfelder und erzeugt eine Anisotropie in den einzelnen Schichten. Bei der Herstellung wird zudem darauf geachtet, dass die Gleichgewichtsorientierungen der Magnetisierungen des PL, des RL und des FL in Abwesenheit äußerer Felder kollinear zueinander sind.

Die Zweckmäßigkeit einer mit einem SAF gepinnten MTJ wird anhand der in Abbildung 11 schematisch dargestellten magneto-resitiven Hysteresekurven deutlich. Das Schaltverhalten der Magnetisierungen der einzelnen Schichten wird hier anhand der Widerstandsverläufe dargestellt. Der Magnetfeldsweep erfolgt von negativer Amplitude H_1 hin zu positiver Amplitude H_5 und umgekehrt, wobei die Orientierung des externen Magnetfeldes parallel zur Magnetisierung des RL ist. Man unterscheidet hier zwischen den TMR-Majorloops, bei denen eine Ummagnetisierung aller magnetischen Schichten zu beobachten ist, und den TMR-Minorloops bei denen nur die Ummagnetisierung des FL zu beobachten ist.

Für Feldstärken, die betragsmäßig größer als H_1 sind, sind alle Magnetisierungen parallel entlang des Feldes ausgerichtet und es wird der niedrigste Widerstandswert R_0 eingenommen. Die kleine Widerstandsänderung von R_P auf R_0 ist auf den Riesenmagnetowiderstand zurückzuführen der zwischen PL und RL auftritt. Bei zunehmender positiverer Amplitude des Magnetfeldes erfolgt zunächst die Ummagnetisierung des PL aufgrund des dominierenden *Exchange Bias*. Zwischen H_2 und 0 sind lediglich die Magnetisierungen des RL und des FL parallel zum Feld ausgerichtet und die MTJ befindet sich im parallelen Zustand mit R_P . Zwischen 0 und H_5 folgt erst die Magnetisie-

* *Synthetic Antiferromagnet*

* *Wird auch als Exchange-Biased-Layer bezeichnet.*

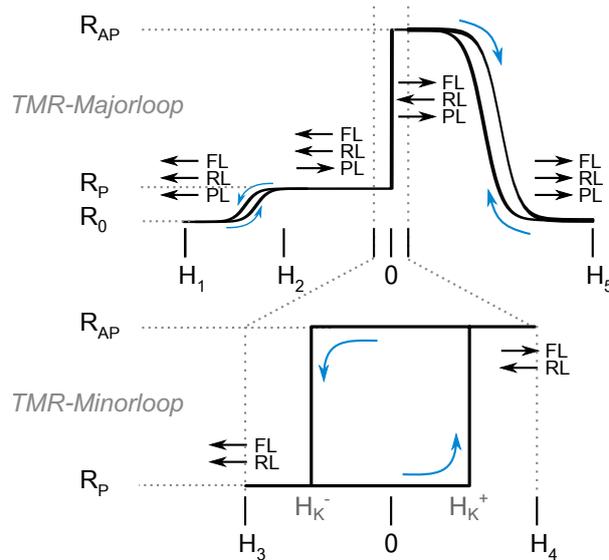


Abbildung 11: TMR-Majorloop und TMR-Minorloop einer MTJ Multilagenstruktur mit SAF. Der Kurvenverlauf ist bei einem kontinuierlich variierenden Magnetfeld von negativer zu positiver Amplitude ($H_1 \rightarrow H_5$) und umgekehrt ($H_5 \rightarrow H_1$) entlang der Pfeile.

ung der weichmagnetischen Schicht (FL) dem externen Feld, so dass der antiparallele Zustand mit R_{AP} eingenommen wird. Bei einer weiteren Erhöhung der Feldamplitude über die Streufeldkopplung und die Interlagenaustauschkopplung hinaus folgt dann auch die Magnetisierung des RL dem Feld und es wird wieder der vollständig parallele Zustand mit R_0 eingenommen. Grundsätzlich ist die Feldstärke H_1 betragsmäßig größer als die Feldstärke H_5 , da der *Exchange Bias* eine stärkere Kopplung bewirkt als die Streufeldkopplung oder die Interlagenaustauschkopplung zwischen PL und RL.

Im Gegensatz zu den TMR-Majorloops werden die magneto-resistiven Hysteresekurven, die alleine durch die Ummagnetisierung des FL hervorgerufen werden als TMR-Minorloops bezeichnet. Die weichmagnetische Schicht kann mit kleinen Feldstärken zwischen $|H_3| \ll |H_2|$ und $|H_4| \ll |H_5|$ beeinflusst werden. In diesem Feldbereich bleibt die Magnetisierungsorientierung des RL und des PL unbeeinflusst. Die Ummagnetisierung des FL bezüglich des RL ruft die größte Widerstandsänderung aufgrund des TMR-Effekts hervor. Hier zeigt sich der Vorteil einer mit einem SAF gepinnten MTJ. Die Magnetisierung des FL kann durch moderate Feldstärken im Bereich einiger Zehn Millitesla beliebig zur Magnetisierung des RL ausgerichtet werden, womit der TMR und somit die magneto-resistiven Hysteresekurve lediglich abhängig von der Orientierung des FL ist. Durch das „Pinnen“ der Magnetisierung des RL und Nanostrukturieren des FL kann das Verhalten der Magnetisierung im äußeren Magnetfeld gut durch das in Abschnitt 2.4 erläuterte Makrospinmodell beschrieben werden [67].

SEEBECK-EFFEKT

Im Allgemeinen ist ein Temperaturgradient ∇T in einem Leiter oder Halbleiter begleitet von einem elektrischen Feld \mathcal{E} . Eine sehr vereinfachte Erklärung dafür ist, dass die höherenergetischen Elektronen auf der wärmeren Seite niederenergetischere Zustände auf der kälteren Seite finden. Dadurch kommt es zum thermisch induzierten Transport von Elektronen. In einem elektrisch isolierten System resultiert daraus eine Ladungsansammlung auf der kälteren Seite und ein elektrisches Feld baut sich auf, welches dem Elektronenfluss entgegenwirkt. Dieser Effekt wird Seebeck-Effekt genannt. In linearer Näherung ist das elektrische Feld proportional zum Temperaturgradienten

$$\mathcal{E} = -S \cdot \nabla T. \quad (27)$$

Der Koeffizient S wird Seebeck-Koeffizient genannt. Der Seebeck-Effekt gehört neben dem Peltier-Effekt und dem Thomson-Effekt zu den thermoelektrischen Effekten. Die Thermoelektrizität beschreibt die Kopplung zwischen Wärme- und Ladungstransport. Die Transportprozesse können formal im Rahmen der irreversiblen Thermodynamik beschrieben werden. Die Postulate der irreversiblen Thermodynamik werden in Anlehnung an [68, 69] vorgestellt. Die Anwendung der Postulate bietet eine makroskopische, phänomenologische Beschreibung von thermoelektrischen Effekten. Die phänomenologischen Gleichungen beschreiben allerdings nicht die physikalische Ursache des Seebeck-Effekts. Beispielsweise sind sie unzureichend, wenn es darum geht die Größe und das Vorzeichen des Seebeck-Koeffizienten zu bestimmen. Daher wird anschließend auch auf die mikroskopische Beschreibung des Elektronentransports in der semiklassischen Näherung (nach [70]) eingegangen. Die mikroskopische Beschreibung des Seebeck-Effekts wird zeigen, welche Rolle die Energieabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit der Ladungsträger für den Seebeck-Koeffizienten spielt.

Bei der Untersuchung von thermoelektrischen Effekten speziell in magnetischen Nanostrukturen wurden in den letzten Jahren eine Reihe neuer Phänomene beobachtet, die das Forschungsgebiet *Spin-Kaloritronik* begründeten [6]. In der Spin-Kaloritronik werden thermoelektrische Effekte im Zusammenhang mit dem Elektronenspin untersucht [21]. Ein Beispiel aus diesem Gebiet ist der in dieser Arbeit untersuchte Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt in magnetischen Tunnelbarrieren. Dessen theoretische Beschreibung wird abschließend vorgestellt.

3.1 POSTULATE DER IRREVERSIBLEN THERMODYNAMIK

Die klassische Thermodynamik beschreibt Gleichgewichtsvorgänge sowie reversible Vorgänge, weshalb auch der Begriff der Thermostatik Verwendung findet. Reale Vorgänge sind allerdings mit endlicher Geschwindigkeit ablaufende Ausgleichsvorgänge infolge eines gestörten Gleichgewichts. Der Ablauf dieser Transportprozesse kann nicht mit der klassischen Thermodynamik beschrieben werden, weshalb hier die irreversible Thermodynamik als Erweiterung der klassischen Thermodynamik ansetzt. Basierend auf den Gesetzen der klassischen Thermodynamik bietet sie eine formale Theorie zur Beschreibung von komplexen Transportphänomenen [68, 69]. Um Transportprozesse im Festkörper mit den Methoden der irreversiblen Thermodynamik beschreiben zu können, bedient man sich der Hypothese des lokalen Gleichgewichts. Das heißt, das kontinuierliche, thermodynamische System wird in infinitesimale Bereiche unterteilt, in denen ein lokales Gleichgewicht herrscht. Damit behalten die Gesetze der klassischen Thermodynamik in diesen Bereichen ihre Gültigkeit trotz eines *räumlichen* Ungleichgewichts und den damit verbunden Austauschprozessen zwischen den einzelnen Bereichen. Dadurch bleibt die funktionale Abhängigkeit der Entropie $s = s(x_1, x_2, \dots, x_n)$ von den lokalen, extensiven Größen x_j nach dem ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik bestehen und die lokalen, intensiven Größen ξ_j bleiben eine Funktion der lokalen, extensiven Größen:

$$ds = \sum_j \xi_j dx_j \quad \xi_j = \frac{\partial s(x_1, \dots, x_n)}{\partial x_j}. \quad (28)$$

Weiterhin werden die Zustandsvariablen wie die Entropie als stetige Funktionen des Raums und der Zeit betrachtet.

Charakteristisch für einen irreversiblen Prozess ist eine treibende Kraft und die Wirkung dieser Kraft. Die thermodynamische Kraft $F_j = \nabla \xi_j$ beruht auf einem Ungleichgewicht einer inneren, intensiven Zustandsvariable ξ_j und wird als Affinität bezeichnet. Diese Kraft verursacht eine zeitlichen Änderung einer extensiven Zustandsgröße dx_j/dt , welche als Fluss bezeichnet wird:

$$J_j = \frac{dx_j}{dt}. \quad (29)$$

Um die treibenden Kräfte und korrespondierenden Flüsse zu identifizieren fasst man in der irreversiblen Thermodynamik die Entropie als Quantität auf, die mit ∇J_s aus dem System strömt oder innerhalb des Systems mit $\partial s/\partial t$ produziert wird. Sie unterliegt somit der folgenden Kontinuitätsgleichung:

$$\dot{s} = \frac{\partial s}{\partial t} + \nabla J_s. \quad (30)$$

Irreversible Prozesse sind verbunden mit einer Zunahme der Entropie, womit \dot{s} eine nichtnegative Größe ist. Je größer der Entropiezuwachs ist, desto schneller läuft der Prozess ab. Das Ziel der irreversiblen Thermodynamik ist es, den Zuwachs an Entropie \dot{s} in der obigen Entropiebilanzgleichung mit den verschiedenen irreversiblen Prozessen im System in Beziehung zu setzen [68, 69].

Durch das postulierte thermodynamische Gleichgewicht kann die Entropieflussdichte J_s definiert werden:

$$J_s = \sum_j \xi_j J_j. \quad (31)$$

Die extensiven Zustandsgrößen x_j sind Erhaltungsgrößen. Ihre Kontinuitätsgleichung lautet

$$0 = \frac{\partial x_j}{\partial t} + \nabla J_j. \quad (32)$$

Setzt man die zeitliche Ableitung von Gleichung 28 und die Entropieflussdichte (Gl. 31) in die Kontinuitätsgleichung für die Entropie (Gl. 30) ein und berücksichtigt die Erhaltung der extensiven Größen (Gl. 32), dann kann der Zuwachs an Entropie explizit als Produktsumme thermodynamischer Flüsse und korrespondierender, treibender Kräfte bestimmt werden

$$\dot{s} = \sum \nabla \xi_j J_j. \quad (33)$$

Jeder Fluss ist durch die ihm assoziierte Affinität dominiert. Jedoch ist jeder Fluss prinzipiell eine Funktion aller anliegenden Kräfte. Daher müssen auch Kreuzeffekte zwischen der Kraft F_j und dem Fluss J_k in der irreversiblen Thermodynamik berücksichtigt werden. Sind die anliegenden Kräfte klein, können die thermodynamischen Flüsse in linearer Näherung nach den treibenden Kräften entwickelt werden. Somit erhält man die Onsager-Definition der im System stattfindenden Austauschvorgänge*

$$J_k = \sum_j L_{jk} F_j. \quad (34)$$

Die Proportionalitätsfaktoren L_{jk} zwischen den thermodynamischen Kräften und Flüssen heißen kinetische Koeffizienten. Darüber hinaus existiert auch eine Symmetrie zwischen der verursachenden Kraft j auf den Fluss k und der Kraft k auf den Fluss j

$$L_{jk} = L_{kj}. \quad (35)$$

Diese Symmetrie in den kinetischen Koeffizienten ist auch als Onsagertheorem bekannt. Die Gleichungen 33, 34 sowie 35 sind die drei Postulate der irreversiblen Thermodynamik, mit deren Hilfe korrespondierende Flüsse und Kräfte als Ursache der Entropieänderung

* Konstante Terme treten in der Entwicklung nicht auf, da mit dem Verschwinden der treibenden Kräfte auch die Flüsse verschwinden und das System im Gleichgewicht ist.

im System identifiziert und mit Transportparametern verknüpft werden können [68, 69]. Die Bedingung kleiner Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht, die in Gleichung 34 zu einem linearen Zusammenhang zwischen Flüssen und ihren korrespondierenden Kräften führt wird im Experiment sehr häufig erfüllt. In einem weiten Bereich experimenteller Parameter können Gradienten in der Temperatur, in der Konzentration oder Gradienten des elektrischen Potentials als klein im Sinne von Gleichung 34 aufgefasst werden. Beispielfürhaft dafür ist das Fouriersche Gesetz der Wärmeleitung, das Ficksche Gesetz der Diffusion oder das ohmsche Gesetz.

3.2 ALLGEMEINE THERMODYNAMISCHE BESCHREIBUNG

Die vorgestellten Postulate sollen zunächst der phänomenologischen, makroskopischen Beschreibung von thermoelektrischen Effekten in Metallen dienen. Die thermoelektrischen Effekte sind verbunden mit dem simultanen Fluss von Wärme und elektrischer Ladung. Wir betrachten hier ein kontinuierliches, eindimensionales Elektronensystem mit konstantem Volumen. Die Entropieänderung innerhalb des Volumens ist verbunden mit einer Änderung der inneren Energie u sowie der Elektronenzahl n_{Teil}

$$ds = \frac{1}{T} du - \frac{\mu}{T} dn_{\text{Teil}}, \quad (36)$$

wobei μ das elektrochemische Potential ist. Atomkerne, die ebenfalls Bestandteil eines Festkörpers sind, werden hier als unbeweglich angesehen und tragen daher nicht zur Entropieproduktion bei. Genauso wenig werden Beiträge durch Elektronenstöße im Volumen berücksichtigt. Die Gleichung 36 kann mit Hilfe der Stromdichten für die innere Energie J_U , für die Teilchenzahl J_N sowie für die Entropie J_S umgeschrieben werden zu:

$$J_S = \frac{1}{T} J_U - \frac{\mu}{T} J_N \quad (37)$$

Aus dem Vergleich mit dem ersten Postulat der irreversiblen Thermodynamik (Gl. 33) lassen sich die Affinitäten und korrespondierenden Flüsse als Ursache der Entropieänderung \dot{s} identifizieren. Daraus ergibt sich

$$\dot{s} = \nabla \frac{1}{T} J_U - \nabla \frac{\mu}{T} J_N \quad (38)$$

In Analogie zum zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik $dQ = TdS$ kann die Stromdichte der inneren Energie J_U kann zu Gunsten der Wärmestromdichte J_Q ersetzt werden:

$$\dot{s} = \nabla \frac{1}{T} J_Q - \frac{1}{T} \nabla \mu \cdot J_N \quad (39)$$

So folgt entsprechend dem ersten Postulat der irreversiblen Thermodynamik, dass der Zuwachs an Entropie im vorgegebenen Volumen gegeben ist durch den Fluss von Wärme und Teilchen, hervorgerufen durch die assoziierten Affinitäten $\nabla(1/T)$ und $(1/T)\nabla\mu$. Die Entwicklung der Flüsse nach ihren Affinitäten, gemäß dem zweiten Postulat (Gl. 34), führt auf die dynamischen Gleichungen des Systems.

$$\begin{aligned} -J_N &= L_{11} \frac{1}{T} \nabla\mu + L_{12} \nabla \frac{1}{T} \\ J_Q &= L_{21} \frac{1}{T} \nabla\mu + L_{22} \nabla \frac{1}{T}. \end{aligned} \quad (40)$$

Das Symmetrieprinzip des Onsagertheorems, $L_{12} = L_{21}$, reduziert die Anzahl der kinetischen Koeffizienten dabei auf drei. Die dynamischen Gleichungen (Gl. 40) sind allgemein gültige Gleichungen zur Beschreibung des Transports von Ladung J_N und Wärme J_Q in einem System. Die Koeffizientenmatrix \hat{L} kann im Grunde beliebige viele Koeffizienten enthalten. Abhängig davon, welche Affinitäten und Flüsse im System identifiziert werden können und zur Entropieproduktion beitragen, können dadurch beispielsweise magnetothermoelektrische Effekt [22, 71] oder spinabhängige Transportprozesse [25] beschrieben werden.

Für die Modellierung eines ausgewählten Systems müssen die kinetischen Koeffizienten L_{ij} in den dynamischen Gleichungen in Beziehung zu intrinsischen Materialparametern gesetzt werden. Das sind die elektrischen Leitfähigkeit σ , die Wärmeleitfähigkeit κ und der Seebeck-Koeffizient S . Per Definition sind diese gegeben als [72]

$$\sigma \equiv \frac{-e \cdot J_N}{\mathcal{E}} \Big|_{\nabla T=0} \quad \kappa \equiv \frac{-J_Q}{\nabla T} \Big|_{J_N=0} \quad S \equiv \frac{\mathcal{E}}{-\nabla T} \Big|_{J_N=0}. \quad (41)$$

Hier ist \mathcal{E} das effektive elektrische Feld. Diese Feld ist gleich dem Gradienten des elektrochemischen Potentials pro Elementarladung e . Das elektrochemische Potential setzt sich zusammen aus einem chemischen Anteil μ_c und einem elektrischen Anteil μ_e . Das effektive, elektrische Feld \mathcal{E} ist daher die Summe aus dem elektrischen Feld des Stroms E und einem Korrekturbeitrag aufgrund eines Konzentrationsgradienten im chemischen Potential:

$$\frac{1}{e} \nabla\mu = \frac{1}{e} \nabla\mu_e + \frac{1}{e} \nabla\mu_c \quad \equiv \quad \mathcal{E} = E + \frac{1}{e} \nabla\mu_c. \quad (42)$$

Durch Einsetzen der Definitionen von σ , κ und S aus Gleichung 41 in die dynamischen Gleichungen erhält man

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{e^2 L_{11}}{T} \\ \kappa &= \frac{L_{11} L_{22} - L_{12}^2}{T^2 L_{11}} \\ S &= -\frac{L_{12}}{e T L_{11}}. \end{aligned} \quad (43)$$

Somit lassen sich die dynamischen Gleichungen durch die Materialparameter σ , κ und S ausdrücken [69]:

$$\begin{aligned} -e\mathbf{J}_N &= \sigma \frac{1}{e} \nabla \mu + \sigma S \nabla T \\ \mathbf{J}_Q &= -T \sigma S \frac{1}{e} \nabla \mu - (T \sigma S^2 + \kappa) \nabla T. \end{aligned} \quad (44)$$

Aus den Gleichungen ist zu entnehmen, dass sich der gesamte elektrische Strom $e \cdot \mathbf{J}_N$ zusammensetzt aus einem ohmschen Anteil σ , der durch ein elektrisches Feld $\mathcal{E} = \nabla \mu / e$ verursacht wird und einem thermoelektrischen Anteil σS , welcher durch einen Temperaturgradient ∇T hervorgerufen wird. Ähnlich verhält es sich mit der Wärmestromdichte \mathbf{J}_Q . Die Wärmestromdichte setzt sich zusammen aus der Konduktion, welche proportional zur Wärmeleitfähigkeit κ ist, und einem Beitrag aufgrund eines elektrischen Stroms. Letzterer beschreibt den sogenannten Peltier-Effekt.

3.3 SEMIKLASSISCHE BESCHREIBUNG IN METALLEN

Im letzten Abschnitt wurde der Wärme- und Ladungstransport phänomenologisch durch makroskopische Gleichungen beschrieben. Der physikalische Ursprung sowie Größe und Vorzeichen des Seebeck-Koeffizienten gehen allerdings aus diesen Gleichungen nicht hervor. Zur Klärung dessen, ist ein Blick auf die mikroskopische Theorie der Elektronenleitung notwendig [70].

Die elektrische Stromdichte $-e\vec{\mathbf{J}}_N$ mit der Teilchenstromdichte $\vec{\mathbf{J}}_N$ sowie die Wärmestromdichte $\vec{\mathbf{J}}_Q$ pro Band wird im Rahmen der semiklassischen Transporttheorie beschrieben durch

$$\begin{aligned} -e\vec{\mathbf{J}}_N(\vec{r}) &= \frac{-e}{4\pi^3} \iiint \vec{v} \cdot f d\vec{k} \\ \vec{\mathbf{J}}_Q(\vec{r}) &= \frac{1}{4\pi^3} \iiint [\epsilon(\vec{k}) - \mu] \vec{v} \cdot f d\vec{k}, \end{aligned} \quad (45)$$

mit $\vec{r} = x + y + z$ als Raumvektor, der Geschwindigkeit der Elektronen $\vec{v} = \vec{v}(\vec{k})$ und dem elektrochemischen Potential μ [70]. Die Stromdichten setzen sich aus den Beiträgen aller Bänder zusammen. Die Integration über \vec{k} erstreckt sich über eine primitive Zelle. Aus den Gleichungen ist zu sehen, dass der Anteil an Wärme, den ein Elektron transportiert, gleich $\epsilon(\vec{k}) - \mu$ ist. Die Verteilungsfunktion $f = f(\vec{r}, \vec{k})$ wird aus der Boltzmann-Transport-Gleichung berechnet, welche in der Relaxationszeitnäherung gegeben ist durch [70]

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f + \frac{e\vec{\mathcal{E}}}{\hbar} \vec{\nabla}_{\vec{k}} f = -\frac{f - f_{eq}}{\tau}. \quad (46)$$

Hier ist die $\tau(\epsilon)$ die von der Energie des Elektrons $\epsilon = \epsilon(\vec{k})$ abhängige Relaxationszeit, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum geteilt durch

2π und $\vec{\mathcal{E}}$ das effektive elektrische Feld. Die Verteilungsfunktion im Gleichgewichtszustand ist für Elektronen gegeben durch die Fermi-Verteilungsfunktion

$$f_{eq} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T(\vec{r})}\right)}, \quad (47)$$

mit $T = T(\vec{r})$ als lokale Temperatur und der Boltzmannkonstante k_B . Für kleine Störungen des Gleichgewichtszustands kann die Verteilungsfunktion f aus der linearisierten Boltzmann-Transportgleichung berechnet werden. Im stationären Zustand ergibt sich

$$f = f_{eq} + \tau \cdot \vec{v} \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) \left[-\frac{\epsilon - \mu}{T} \vec{\nabla}_{\vec{r}} T - e\vec{\mathcal{E}} \right]. \quad (48)$$

Die Substitution der Verteilungsfunktion f in den Stromdichten (Gleichung 45) führt zu den Gleichungen

$$\begin{aligned} -eJ_N &= \frac{e^2}{4\pi^3} \iiint d\vec{k} v^2 \tau \cdot \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) \mathcal{E} + \\ &\quad + \frac{e}{4\pi^3} \iiint d\vec{k} v^2 \tau \cdot \frac{\epsilon - \mu}{T} \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) \nabla T \\ J_Q &= -\frac{e}{4\pi^3} \iiint d\vec{k} v^2 \tau \cdot (\epsilon - \mu) \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) \mathcal{E} + \\ &\quad - \frac{1}{4\pi^3} \iiint d\vec{k} v^2 \tau \cdot (\epsilon - \mu) \frac{\epsilon - \mu}{T} \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) \nabla T, \end{aligned} \quad (49)$$

wobei hier nur der eindimensionale Fall angegeben ist. Durch den Vergleich mit den allgemeinen dynamischen Gleichungen (vgl. Gl. 40) können die Transportkoeffizienten

$$L_n = \frac{e^2}{4\pi^3} \iiint \tau \cdot v \cdot v \cdot (\epsilon - \mu)^n \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) d\vec{k}. \quad (50)$$

identifiziert werden und die Stromdichten ergeben sich zu

$$\begin{aligned} -eJ_N &= L_0 \mathcal{E} + \frac{1}{eT} L_1 \nabla T \\ J_Q &= -\frac{1}{e} L_1 \mathcal{E} - \frac{1}{e^2 T} L_2 \nabla T, \end{aligned} \quad (51)$$

wobei die hier eingeführten Transportkoeffizienten L_n mit denen aus den allgemeinen dynamischen Gleichungen 40 wie folgt in Beziehung stehen:

$$\begin{aligned} L_{11} &= \frac{L_0 \cdot T}{e^2} \\ L_{12} = L_{21} &= -\frac{L_1 \cdot T}{e^2} \\ L_{22} &= \frac{L_2 \cdot T}{e^2}. \end{aligned} \quad (52)$$

Damit können jetzt die makroskopischen Größen elektrische Leitfähigkeit σ , Wärmeleitfähigkeit κ sowie Seebeck-Koeffizient S mit Hilfe der Definitionen aus Gleichung 41 in Beziehung zu mikroskopischen Größen gesetzt werden.

$$\begin{aligned}\sigma &= \left. \frac{-eJ_N}{\mathcal{E}} \right|_{\nabla T=0} = L_0 \\ \kappa &= \left. \frac{J_Q}{-\nabla T} \right|_{J_N=0} = \frac{L_2 L_0 - L_1 L_1}{e^2 T L_0} \\ S &= \left. \frac{\mathcal{E}}{-\nabla T} \right|_{J_N=0} = -\frac{1}{eT} \frac{L_1}{L_0}\end{aligned}\quad (53)$$

Hauptaugenmerk liegt hierbei auf der elektrischen Leitfähigkeit und dem Seebeck-Koeffizienten. Durch die Einführung der „partiellen“ Leitfähigkeit $\sigma(\epsilon)$

$$\begin{aligned}\sigma(\epsilon) &= \frac{e^2}{4\pi^3} \cdot \tau \iiint \delta(\epsilon - \epsilon(\vec{k})) v^2 d\vec{k} \\ &\cong e^2 \tau \cdot \bar{v}^2 n(\epsilon),\end{aligned}\quad (54)$$

mit $n(\epsilon)$ für die Zustandsdichte können die Transportkoeffizienten L_n umgeschrieben werden

$$L_n = \int d\epsilon \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) (\epsilon - \mu)^n \sigma(\epsilon) \quad (55)$$

Die „partielle“ Leitfähigkeit $\sigma(\epsilon)$ ist ein Maß für den Beitrag von Elektronen mit der Energie ϵ zur Gleichstromleitfähigkeit. Bei Metallen mit endlicher Temperatur ist der Faktor $\partial f_{eq}/\partial \epsilon = \delta(\epsilon - \epsilon_f)$ vernachlässigbar außer um $\mu \approx \epsilon_f$. Daraus ergibt sich die Gleichstromleitfähigkeit sowie der Seebeck-Koeffizient unter Zuhilfenahme der „partiellen“ Leitfähigkeit als Integrale über die Elektronenenergie [72]

$$\begin{aligned}\sigma &= \int \sigma(\epsilon) \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \approx \sigma(\epsilon_f) \\ S &= \frac{k_B}{e} \frac{\int \sigma(\epsilon) \left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T} \right) \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon}{\int \sigma(\epsilon) \left(-\frac{\partial f_{eq}}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon} \propto \langle \epsilon - \mu \rangle.\end{aligned}\quad (56)$$

Aus der Darstellung des Seebeck-Koeffizienten in Gleichung 56 ist ersichtlich, dass der Seebeck-Koeffizienten proportional zu der durch Elektronen durchschnittlich transportierten Energie ist. Das bedeutet, dass für einen großen Seebeck-Koeffizienten die Energieabhängigkeit der Zustandsdichte $dn(\epsilon)/d\epsilon$ so groß wie möglich und gleichzeitig, mit Bezug auf das chemische Potential, so asymmetrisch wie möglich sein muss. Dies ist beispielsweise der Fall in Halbleitern, in welchen sich die Zustandsdichten für Elektronen und Löcher in der Umgebung des chemischen Potentials unterscheiden. Je nach Dotierung

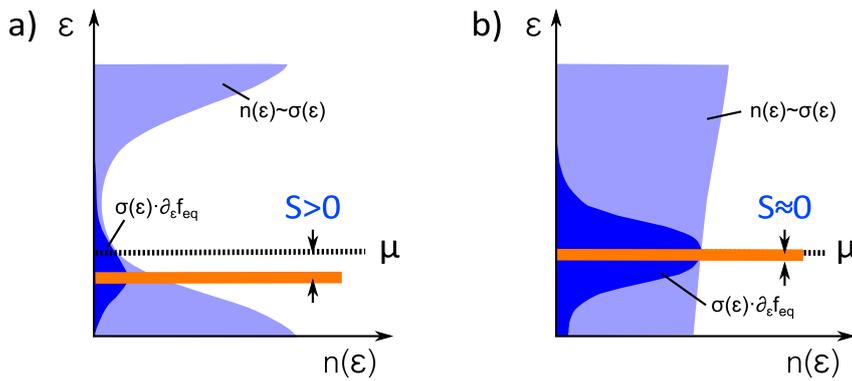


Abbildung 12: Grafische Veranschaulichung des Seebeck-Koeffizienten in a) Halbleitern und b) Metallen (modifiziert nach [33]). Die hellblauen Kurven veranschaulichen die Zustandsdichten in Abhängigkeit der Energie um μ . Die dunkelblauen Kurven sind gegeben durch $\sigma(\epsilon) \cdot \partial_{\epsilon} f_{eq}$. Die Flächeninhalte der dunkelblauen Kurven entsprechen somit den gesamten elektrischen Leitfähigkeiten. Orange eingezeichnet ist der geometrische Schwerpunkt der dunkelblauen Kurven. Der Abstand zu μ ist ein Maß für den Seebeck-Koeffizienten. Die geringere Besetzung führt in Halbleitern zu einer geringeren Leitfähigkeit im Vergleich zu Metallen. Jedoch ergibt sich aus der höheren Asymmetrie in $n(\epsilon)$ um μ ein höherer Seebeck-Koeffizient.

tragen mehr Löcher oder Elektronen zur Leitfähigkeit bei. Aus dieser Asymmetrie resultiert ein großer Seebeck-Koeffizient.

Die Zustandsdichte der Ladungsträger $n(\epsilon)$ in Abhängigkeit der Energie ϵ in der Umgebung des chemischen Potentials μ ist anhand der hellblauen Kurven in Abbildung 12 a für Halbleiter und in Abbildung 12 b für Metalle abgebildet. Die dunkelblaue Kurve ist die daraus abgeleitete Funktion $\sigma(\epsilon) \cdot \partial_{\epsilon} f_{eq}$ und gibt die Beiträge der besetzten Zustände in der Umgebung des chemischen Potentials zur elektrischen Leitfähigkeit an. Das Integral über diese Funktion, das heißt der Flächeninhalt der dunkelblauen Kurve, ist gleich der gesamten elektrischen Leitfähigkeit. Der geometrische Schwerpunkt dieser Kurve ist orange gekennzeichnet. Der Abstand des Schwerpunktes zu μ ist ein Maß für den Seebeck-Koeffizienten (vgl. Gl. 56). Je asymmetrischer $n(\epsilon)$ und damit $\sigma(\epsilon)$ in der Umgebung von μ ist, desto mehr ist der Schwerpunkt von μ verschieden und umso größer ist der Seebeck-Effekt. Zu erkennen ist, dass die geringere Besetzung um μ in Halbleitern im Vergleich zu Metallen zu einer geringeren Leitfähigkeit führt. Allerdings ergibt sich aus der ungleichmäßigeren Verteilung von $n(\epsilon)$ um μ ein größerer Seebeck-Effekt.

3.4 TUNNELMAGNETO-SEEBECK-EFFEKT

In Analogie zu dem in Metallen vorgestellten Vorgehen wird hier der Seebeck-Effekt in MTJs, der sogenannte Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt, vorgestellt. Ein allgemeiner Ansatz zur Beschreibung von kohärenten Transportphänomenen in Tunnelbarrieren ist der Landau-Büttiker-Formalismus [73, 74]. Der Transport zwischen zwei Elektronen-Reservoiren unterschiedlichen chemischen Potentials μ_1 bzw. μ_2 und unterschiedlicher Temperatur T_1 bzw. T_2 durch eine Barriere wird hier über eine Transmissions- $P_T(\epsilon) = \sum_{j=1}^N P_{T,ij}(\epsilon)$ und Reflexionswahrscheinlichkeit $R_T(\epsilon) = \sum_{j=1}^N R_{T,ij}(\epsilon)$ ausgedrückt. Dabei wird die Transmission bzw. die Reflexion des i -ten Kanals in den j -ten Kanal über N ideale Leitungskanäle aufsummiert. Der elektrische Strom $-eJ_N$ und der Wärmestrom J_Q durch die Barriere sind gegeben durch

$$\begin{aligned} -eJ_N &= \frac{e}{h} \int d\epsilon P_T(\epsilon) [f_1(\epsilon, \mu_1, T_1) - f_2(\epsilon, \mu_2, T_2)] \\ J_Q &= \frac{1}{h} \int d\epsilon P_T(\epsilon) (\epsilon - \mu) [f_1(\epsilon, \mu_1, T_1) - f_2(\epsilon, \mu_2, T_2)], \end{aligned} \quad (57)$$

wobei $f_{1,2}$ die Fermifunktion des jeweiligen Reservoirs ist. Ist der Unterschied im chemischen Potential $\mu_1 - \mu_2 = e\Delta V$ und in der Temperatur $T_1 - T_2 = \Delta T$ zwischen beiden Reservoiren klein, so kann $f_1(\epsilon, \mu_1, T_1) - f_2(\epsilon, \mu_2, T_2)$ linear entwickelt werden. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} -eJ_N &= \frac{e}{h} \int d\epsilon P_T(\epsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \left[e\Delta V + \left(\frac{\epsilon - \mu}{T} \right) \Delta T \right] \\ J_Q &= \frac{1}{h} \int d\epsilon (\epsilon - \mu) P_T(\epsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \left[e\Delta V + \left(\frac{\epsilon - \mu}{T} \right) \Delta T \right]. \end{aligned} \quad (58)$$

Die treibenden Kräfte beider Ströme sind die elektrische Spannung $e\Delta V$ und die Differenz in der Temperatur ΔT . Im Vergleich mit Gleichung 40 können die Transportkoeffizienten L_n [75]

$$L_n = \frac{1}{h} \int d\epsilon \left(\frac{-\partial f_{eq}(\epsilon, \mu, T)}{\partial \epsilon} \right) (\epsilon - \mu)^n P_T(\epsilon) \quad (59)$$

identifiziert werden. Man beachte, dass hier in linearer Näherung nicht mehr von Gradienten gesprochen werden kann. Mit den Definitionen für Leitwert G und Seebeck-Koeffizient S (vgl. Gleichung 53) ergeben sich beide aus

$$G = e^2 L_0 \quad S = -\frac{1}{e \cdot T} \frac{L_1}{L_0} \quad (60)$$

zu

$$\begin{aligned} G &= \frac{e^2}{h} \int P_T(\epsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \\ S &= -\frac{1}{eT} \frac{\int P_T(\epsilon) (\epsilon - \mu) \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon}{\int P_T(\epsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon} \end{aligned} \quad (61)$$

Diese Beschreibung des Seebeck-Koeffizienten ist analog zur semi-klassischen Beschreibung in Metallen in Gleichung 56. Allerdings bestimmt in Tunnelbarrieren die energieabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit die Transportprozesse anstelle der „partiellen“ Leitfähigkeit.

In magnetischen Tunnelbarrieren ist die Transmissionswahrscheinlichkeit $P_{T,MTJ}(\epsilon)$ unter anderem bestimmt durch die unterschiedlichen Zustandsdichten für Majoritäts- und Minoritätselektronen. Der Unterschied in der Transmissionswahrscheinlichkeit zwischen parallelem und antiparallelem Zustand sorgt für den bekannten TMR-Effekt. Die Asymmetrie in der Transmissionswahrscheinlichkeit führt darüber hinaus zu einem spinabhängigen Seebeck-Koeffizienten. Dieser Effekt wird Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt (TMS) genannt und beschreibt die Abhängigkeit des Seebeck-Koeffizienten in magnetischen Tunnelbarrieren von der relativen Orientierung der Magnetisierungen beider ferromagnetischer Elektroden. In Analogie zum TMR-Verhältnis wird das TMS-Verhältnis definiert als relative Änderung des Seebeck-Koeffizienten zwischen parallelem Zustand S_P und antiparallelem Zustand S_{AP}

$$\text{TMS} = \frac{S_{AP} - S_P}{S_P}. \quad (62)$$

Erstmalig wurde dieser Effekt theoretisch durch *ab initio* Berechnungen an MgO basierten Tunnelbarrieren mit Fe, Co und CoFe Elektroden [13] beschrieben. Allerdings macht die Komplexität der Bandstruktur und damit der Transmissionswahrscheinlichkeit in magnetischen Tunnelbarrieren eine systematische Beschreibung des TMS-Effekts praktisch unmöglich [51]. *Ab initio* Berechnungen zeigen, dass der TMS-Effekt stark von der Zusammensetzung der ferromagnetischen Elektroden und der Temperatur [76] sowie von der Beschaffenheit der Grenzflächen zwischen Barriere und ferromagnetischen Elektroden abhängt [77]. Der experimentelle Nachweis dieses Effekts ist Gegenstand von Kapitel 6.

Aus den unterschiedlichen Integralen (vgl. Gleichung 61) für G und S folgt, dass die Größen von TMR-Effekt und TMS-Effekt nicht korreliert sind. Ein phänomenologischer Zusammenhang zwischen TMR- und TMS-Effekt ist über die Winkelabhängigkeit beider Effekte gegeben [44]. Die Transmissionswahrscheinlichkeit variiert mit dem Kosinus des Winkels ϕ_{FM_1,FM_2} zwischen den Magnetisierung beider Elektroden [42]

$$P_{T,MTJ}(\epsilon, \phi_{FM_1,FM_2}) = \frac{P_P + P_{AP}}{2} + \frac{P_P - P_{AP}}{2} \cos \phi_{FM_1,FM_2}, \quad (63)$$

wobei $P_P = P_{T,MTJ}(\epsilon, 0^\circ)$ die Transmission im parallelen Zustand und $P_{AP} = P_{T,MTJ}(\epsilon, 180^\circ)$ die Transmission im antiparallelen Zu-

stand ist. Aus den Gleichungen 59-61 ergibt sich für die Winkelabhängigkeit des Leitwertes und des Seebeck-Koeffizienten

$$G_{MTJ}(\phi_{FM_1,FM_2}) = \frac{G_P + G_{AP}}{2} + \frac{G_P - G_{AP}}{2} \cos \phi_{FM_1,FM_2}$$

$$S_{MTJ}(\phi_{FM_1,FM_2}) = \frac{S_P G_P + S_{AP} G_{AP}}{G_P + G_{AP} + (G_P - G_{AP}) \cos \phi_{FM_1,FM_2}} + \frac{(S_P G_P - S_{AP} G_{AP}) \cos \phi_{FM_1,FM_2}}{G_P + G_{AP} + (G_P - G_{AP}) \cos \phi_{FM_1,FM_2}} \quad (64)$$

Mit Hilfe der Definition des TMR-Verhältnis aus Gleichung 1 kann die Winkelabhängigkeit des Seebeck-Koeffizienten wie folgt umgeschrieben werden [44]

$$S_{MTJ}(\phi_{FM_1,FM_2}) = \frac{S_P TMR + S_P + S_{AP}}{TMR + 2 + TMR \cos \phi_{FM_1,FM_2}} + \frac{(S_P TMR + S_P - S_{AP}) \cos \phi_{FM_1,FM_2}}{TMR + 2 + TMR \cos \phi_{FM_1,FM_2}}. \quad (65)$$

Betrachten wir Gleichung 65 für ein TMR-Verhältnis gegen Null, so ergibt sich

$$S_{MTJ}(\phi_{FM_1,FM_2}) = \frac{S_P + S_{AP}}{2} + \frac{S_P - S_{AP}}{2} \cos \phi_{FM_1,FM_2}. \quad (66)$$

Das heißt, dass für ein verschwindendes TMR-Verhältnis dennoch ein TMS-Effekt beobachtbar werden kann, welcher die gleiche Winkelabhängigkeit zeigt wie der TMR-Effekt. Für sehr hohe TMR-Verhältnisse geht die Gleichung 65 in eine Stufenfunktion über. Das heißt, dass bei stetiger Variation des Winkels ϕ_{FM_1,FM_2} ein unstetiger Sprung im spinabhängigen Seebeck-Koeffizienten auftritt. Gleichung 65 zeigt, dass sich aus winkelabhängigen Messungen der thermoelektrischen Spannung an magnetischen Tunnelbarrieren das TMR-Verhältnis ableiten lässt.

MAGNETOTRANSPORTMESSUNGEN

In diesem Kapitel wird zunächst der verwendete Messaufbau sowie das untersuchte Materialsystem vorgestellt. Die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der untersuchten MTJs werden anhand von Magnetotransportmessungen bestimmt. Magnetotransportmessungen sind Messungen des elektrischen Widerstandes der MTJs in Abhängigkeit von einem äußeren statischen Feldes.

4.1 MESSPLATZAUFBAU

Alle in dieser Arbeit gezeigten Messungen wurden bei Raumtemperatur an selben Magnetfeldmessplatz durchgeführt. Der Magnetfeldmessplatz (siehe Abbildung 13) zur Messung des Magnetotransports und der Magnetisierungsdynamik verfügt über zwei Elektromagnete, deren Joche senkrecht zueinander angeordnet sind. Beide Elektromagnete werden jeweils mit konstantem Strom durch bipolare Netzgeräte versorgt (Kepco BOP 10 – 10). Durch Superposition der Felder beider Elektromagnete wird ein magnetisches Feld in der x - y -Ebene („in-plane“, d.h. parallel zur Schichtebene der Strukturen) unter einem beliebigen Winkel ϕ_{static} bezüglich der x -Achse mit einer Flussdichte von maximal $\mu_0 H_{\text{static}} = 60 \text{ mT}$ angelegt. Die elektrische Kontaktierung der Proben geschieht mechanisch mittels HF-Prüfspitzen der Firma GGB Industries Inc. Die HF-Prüfspitzen der Modellreihe 40A sind vom Hersteller bis zu einer Frequenz von 40 GHz spezifiziert und werden über SMA-Steckverbindungen, Typ K (2.9 mm), angeschlossen. Für die Verbindung zu den einzelnen Messgeräten werden HF Mikrowellenkabel verwendet, welche bis 18 GHz spezifiziert sind. Auf die verwendeten Messgeräte und deren Konfiguration wird in den einzelnen Kapiteln eingegangen.

4.2 PROBENLAYOUT

In dieser Arbeit wurden CoFeB/MgO/CoFeB basierte Tunnelstrukturen mit einer durch einen synthetischen Antiferromagneten gepinnten Referenzelektrode untersucht. Derartige MTJs mit kristalliner MgO Barrierenschicht zeigen einen hohen TMR-Wert von über 100 % bei Raumtemperatur als Resultat des kohärenten Tunnelprozesses [78] und lassen sich durch Sputterdeposition reproduzierbar herstellen, was sie zu einem attraktiven Materialsystem in der Spintronik macht. Die Multilagen der untersuchten Proben wurden in einem Singulus NDT Timaris Cluster Tool durch Magnetronsputterdeposition herge-

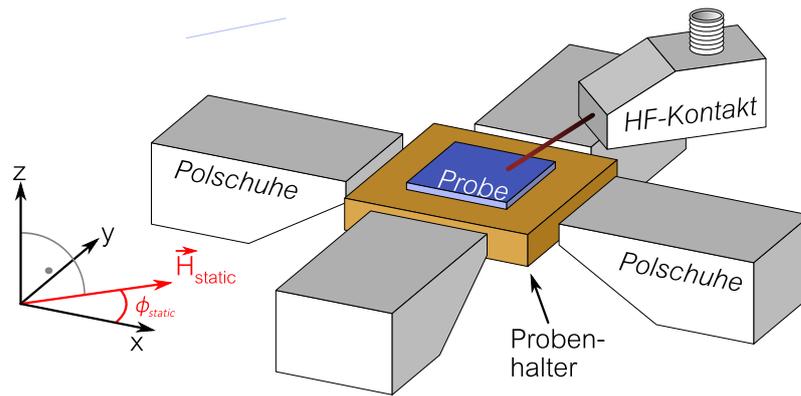


Abbildung 13: Prinzipskizze des Magnetfeldmessplatzes. Das Magnetfeld mit einer Flussdichte von bis zu $\mu_0 H_{\text{static}} = 60 \text{ mT}$ kann unter einem beliebigen Winkel ϕ_{static} in der x-y-Ebene (Probenebene) angelegt werden.

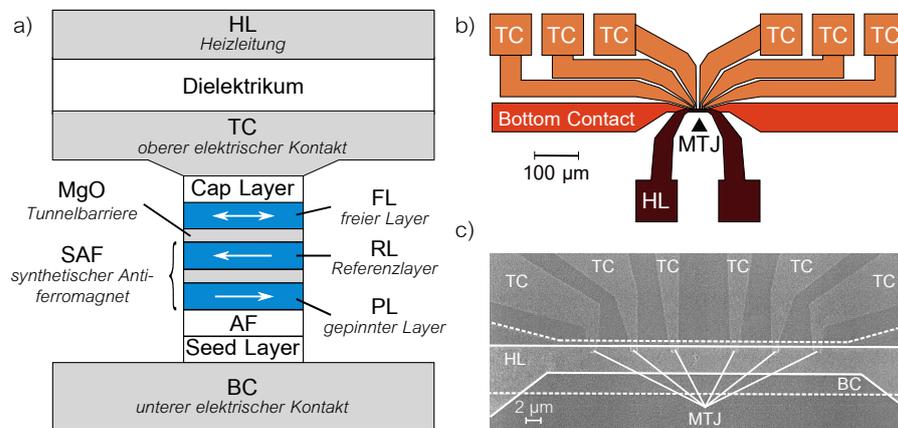


Abbildung 14: a) Ein schematischer Querschnitt durch die Multilagenstruktur. b) Das Kontaktlayout der magnetischen Tunnelbarrieren. c) SEM-Aufnahme der Proben.

stellt [79] und von Herrn Dr. Ocker und Herrn Dr. Langer von der Firma Singulus zur Verfügung gestellt. Ein schematischer Querschnitt durch die Schichtstruktur ist in Abbildung 14 a abgebildet. Der freie Layer (FL) und der hartmagnetische Referenzlayer (RL) bestehen aus CoFeB und die Barrierenschicht aus MgO. Der RL ist Teil eines dreilagigen, synthetischen Antiferromagneten (SAF), der über die Austauschkopplung an einen weiteren Antiferromagneten (AF) koppelt. Die Dünnschichten der magnetischen Tunnelbarriere wurden auf einem $450 \mu\text{m}$ dicken Silizium Wafer abgeschieden, welcher mit 100 nm dickem, thermisch oxidiertem SiO_2 bedeckt ist. Die gesamte Schichtstruktur setzt sich zusammen aus:

| | |
|----------------------|--|
| Capping-Layer | 10 nm Ta/30 nm Cu/8 nm Ru |
| FL | 3 nm Co ₆₀ Fe ₂₀ B ₂₀ |
| Barriere | 1.5 nm MgO |
| SAF | 2 nm Co ₆₀ Fe ₂₀ B ₂₀ /0.75 nm Ru / 2 nm Co ₆₀ Fe ₂₀ B ₂₀ |
| AF | 20 nm PtMn |
| Seed-Layer | 3 nm Ta/90 nm Cu/5 nm Ta |
| Substrat | 450 μ m Si/100 nm SiO ₂ |

Die Kupferschichten wurden für eine geringere Rauigkeit in einer Stickstoffatmosphäre abgeschieden. Die Tantal-Schichten dienen als Diffusionsblocker und das Ruthenium dem Schutz der Multilagen vor Oxidation.

Die kristalline MgO Barriere wird in drei Schritten hergestellt. Zunächst werden 0.9 nm metallisches Magnesium abgeschieden, welches in einer Sauerstoffatmosphäre von 0.01 Torr für 300 s oxidiert wird. Anschließend werden wieder 0.4 nm metallisches Magnesium abgeschieden. Die vollständige Multilagenstruktur wird bei 360 °C für 90 min in einem Magnetfeld mit einer Flussdichte von 1 T ausgeheilt. Das Ausheizen der Probe in einem Magnetfeld legt zum einen die Richtung der Magnetisierung des Pinned-Layer fest und zum anderen führt das Ausheizen zur Kristallisation des amorphen CoFeB mit einer an das MgO angepassten Gitterstruktur [80]. Die Gitteranpassung an den Grenzflächen von CoFeB und MgO in Verbindung mit kristallinem MgO ist ausschlaggebend für den kohärenten Tunnelprozess und das damit verbundene hohe TMR-Verhältnis. Neben der Kristallisation der Tunnelbarriere führt die Ausheilung auch zur Diffusion von Elementen wie Bor oder Kupfer. Diese diffundieren in andere Schichten und können zu Beeinträchtigung des TMR führen. Die Diffusion und ihr Einfluss auf die Eigenschaften der Tunnelstruktur ist noch Gegenstand aktueller experimenteller Untersuchungen [80, 81, 82, 83].

Aus den Multilagen wurden per Elektronenstrahlithografie und Ionenstrahlätzen mit Argonionen nanostrukturierte MTJs mit einer elliptischen Grundfläche der Größe 320 nm \times 160 nm hergestellt. Die Nanostrukturierung der MTJs sowie das Layout und die Herstellung der elektrischen Zuleitungen erfolgten durch Herrn Dr. Karsten Rott an der Universität Bielefeld. Durch die Nanostrukturierung des FL wird unter anderem die Orientierung der leichten Achse des FL, aufgrund der Formanisotropie, bezüglich der Magnetisierungsorientierung des Referenz-Layers festgelegt. Im Allgemeinen wird hier auf eine kollineare Orientierung geachtet.

Für die thermoelektrischen Messungen wurde mittels Elektronenstrahlithografie eine 4 μ m breite und 70 nm dicke Mikrostreifenleitung aus Gold über den Tunnelbarrieren strukturiert, die als ohmsche Heizleitung (HL) dient. Die Heizleitung ist vom oberen elektrischen

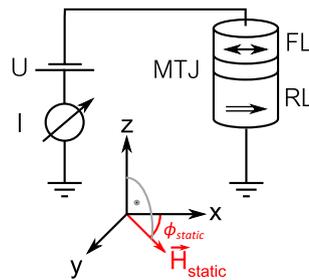


Abbildung 15: Prinzipskizze der Magnetotransportmessungen. Das externe Magnetfeld \vec{H}_{static} kann in der x - y -Ebene variiert werden. In Abhängigkeit des Magnetfeldes wird der Widerstand der MTJ gemessen.

* *Top contact*

Kontakt der Tunnelbarriere (TC*) galvanisch getrennt. Als Dielektrikum dient Ta_2O_5 . Die Schichtdicke des Dielektrikums zwischen HL und TC beträgt 160 nm bzw., in einem zweiten Satz Proben, 85 nm.

In Abbildung 14b ist das Layout der elektrischen Kontakte schematisch dargestellt. Die Abbildung 14c zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme des zentralen Bereichs der elektrischen Kontakte um die nanostrukturierten MTJs. Sechs nanostrukturierte magnetische Tunnelbarrieren sind nebeneinander angeordnet. Jede magnetische Tunnelbarriere besitzt einen separaten oberen elektrischen Kontakt (TC). Die untere elektrische Zuleitung (BC*) wird von allen Tunnelbarrieren gemeinsam verwendet. Der untere elektrische Kontakt ist $8\mu\text{m}$ breit und verläuft unterhalb der und parallel zur Heizleitung. Die elektrischen Kontakte wurden durch Elektronenstrahl-lithografie und Lift-off Prozesse hergestellt. Der untere elektrische Kontakt der Tunnelstruktur sowie der obere elektrische Kontakt bestehen aus 30 nm Gold. Zur elektrischen Kontaktierung der Proben durch HF-Prüfspitzen dienen die $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ großen quadratischen Kontaktpads.

* *Bottom contact*

4.3 MESSUNG DES TMR-EFFEKTS

Der experimentelle Nachweis des TMR-Effekts in Abschnitt 2.2 erfolgt durch Magnetotransportmessungen. Wie in Abbildung 15 dargestellt, handelt es sich dabei um Widerstandsmessungen an der MTJ in Abhängigkeit von einem externen Magnetfeld \vec{H}_{static} . Die Widerstandsmessungen wurden mit einem Keithley 2400 durchgeführt. Hier wurde ein kleiner DC-Probenstrom von $100\mu\text{A}$ vorgegeben, um Beiträge durch Eigenerwärmung oder spannungsabhängige Effekte auszuschließen. Die Proben werden so zwischen die Polschuhe platziert, dass die Magnetisierungsorientierung des RL mit der x -Achse des äußeren Magnetfeldes übereinstimmt. Dies hat den Vorteil, dass die leichte Achse des FL mit der x -Richtung des äußeren Feldes übereinstimmt.

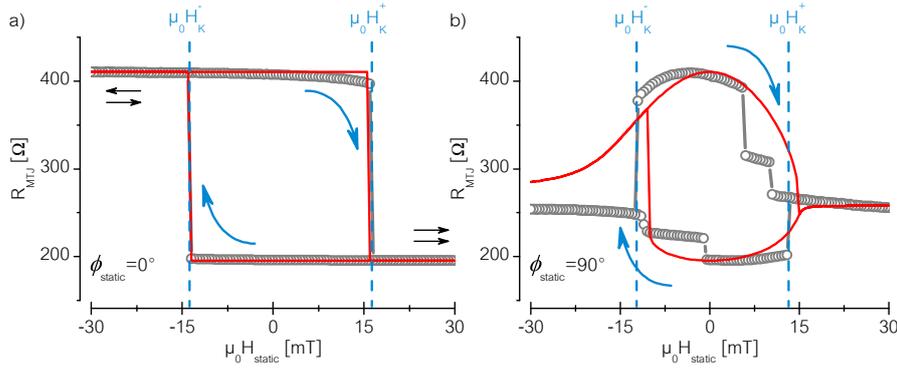


Abbildung 16: a) TMR-Minorloop für $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$. Es ist das Schalten des FL entlang der leichten Achse des FL zu beobachten. Die Doppelpfeile kennzeichnen den antiparallelen und parallelen Zustand. b) Der TMR-Minorloop für $\phi_{\text{static}} = 90^\circ$ zeigt die Ummagnetisierung des FL entlang der harten Achse des FL. Der Feldverlauf folgt den eingezeichneten blauen Pfeilen. Die Schaltfelder sind mit bei $\mu_0 H_K^\pm$ gekennzeichnet.

In Abbildung 16 sind die Widerstandsmessungen (graue Symbole) für $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ (Abb. 16 a) und $\phi_{\text{static}} = 90^\circ$ (Abb. 16 b) gezeigt. Das äußere Magnetfeld wurde von $\mu_0 H_{\text{static}} = \pm 30$ mT in 0.5 mT Schritten durchgeföhren.

Der TMR-Minorloop (Abb. 16 a) zeigt die magneto-resistive Hysteresis der MTJ aufgrund der Ummagnetisierung des FL entlang der leichten Achse des FL. Negative Feldamplituden favorisieren den antiparallelen Zustand mit R_{AP} und positive Feldamplituden favorisieren den parallelen Zustand mit R_{P} . Aus der relativen Widerstandsänderung zwischen $R_{\text{AP}} = 410 \Omega$ und $R_{\text{P}} = 195 \Omega$ ergibt sich durch Gleichung 7 ein TMR-Verhältnis von $\text{TMR} = 110\%$ und eine Spinpolarisation der ferromagnetischen Elektroden von $P \sim 0.6$. Das Schalten des FL und damit der Wechsel zwischen beiden magnetischen Konfigurationen tritt bei den Koerzitivfeldern $\mu_0 H_K^{+(-)} \approx \pm 15$ mT auf. Die scharf definierten Koerzitivfelder sprechen für ein eindomäniges Schalten der Magnetisierung des FL. Die leichte Verschiebung der gemessenen Hysteresis von etwa 2 mT hin zu positiven Feldern spricht für eine schwache antiferromagnetische Kopplung zwischen FL und RL. Allerdings ist die Verschiebung bezüglich der Koerzitivfelder als klein zu erachten, weshalb der Einfluss von Austauschwechselwirkungen oder Streufeldern auf das Schaltverhalten des FL vernachlässigt werden kann. Die Schaltfelder sind damit im Wesentlichen durch die Formanisotropie des FL bestimmt. Die rote Kurve in Abbildung 16 a zeigt die zu erwartende Messkurve in der Näherung einer homogenen Magnetisierung nach dem in Abschnitt 2.4 beschriebenen Makrospinmodell. Als Modellparameter wurde eine uniaxiale Anisotropiefunktion mit einer Anisotropiefeldstärke von 15 mT plus ei-

ner unidirektionalen Anisotropie mit einer Anisotropiefeldstärke von 2 mT gewählt.

Die magneto-resistive Hysterese in Abbildung 16 b spiegelt die Widerstandsänderung aufgrund der Ummagnetisierung des FL entlang der harten Achse wider. Im Gegensatz zum TMR-Minorloop entlang der leichten Achse in Abbildung 16 a zeigt sich hier eine Ummagnetisierung des FL durch Bildung von Domänen. Dies äußert sich durch die un stetigen Sprünge im Widerstand innerhalb der Hysterese bei -11 mT, -1 mT, 6 mT und 10 mT. Eine Beschreibung der magneto-resistiven Hysterese durch das Makrospinmodell (rote Kurve in Abbildung 16 b) liefert daher auch nur eine ungenügende Übereinstimmung. Außerhalb der Hysterese richtet sich die Magnetisierung des FL zunehmend entlang des äußeren Feldes, senkrecht zum RL , aus. Dies resultiert in einem mittleren Widerstand von rund 255Ω .

4.4 BESTIMMUNG DER ANISOTROPIEFUNKTION

Die Anisotropiefunktion des FL wird anhand der TMR-Minorloops (vgl. TMR-Minorloop in Abbildung 16) bei verschiedenen Winkeln ϕ_{static} des externen Feldes bestimmt. Trägt man die Koerzitivfelder $\mu_0 H_K^\pm$ aus den TMR-Minorloops über die x-Komponenten $\mu_0 H_{\text{static},x}$ und y-Komponenten $\mu_0 H_{\text{static},y}$ des externen Feldes ab, so ergibt sich die in Abbildung 17 (graue Punkte) dargestellte Schaltkurve des FL. Die kleineren Bilder um die Schaltkurve in Abbildung 17 zeigen nochmals die gemessenen TMR-Minorloops für ausgewählte Winkel $\phi_{\text{static}} = 0^\circ, 45^\circ, 135^\circ$ und 270° des äußeren statischen Feldes. Die Form der Schaltkurve ist bestimmt durch die Anisotropiefunktion des FL (siehe Kapitel 2.4). In diesem Fall zeigt sich die bekannte Sternkurve (Astroide) einer uniaxialen Anisotropie. Aufgrund der elliptischen Form des FL, und der damit verbundenen uniaxialen Formanisotropie, war solch eine Sternkurve zu erwarten. Nach Gleichung 14 ergeben sich aus den Dimensionen des FL Entmagnetisierungsfaktoren von $N_x = 0.006$, $N_y = 0.017$ und $N_z = 0.977$. Mit einer Sättigungsmagnetisierung für CoFeB von $M_s = 1.5$ T verursachen die Entmagnetisierungsfaktoren ein Entmagnetisierungsfeld (effektives Anisotropiefeld) von etwa 16 mT (vgl. Gl. 11). Die blaue Kurve in Abbildung 17 zeigt die Anpassung der Messkurve durch eine uniaxiale Anisotropiefunktion in der Näherung einer homogenen Magnetisierung nach dem in Abschnitt 2.4 beschriebenen Makrospinmodell. Eine gute Übereinstimmung zwischen Messwerten und Modell wurde für ein effektives Anisotropiefeld von 15 mT erreicht. Die Scheitelpunkte der Astroide kennzeichnen die Vorzugsrichtungen der Magnetisierung des FL. Die leichte Achse (e.a.) liegt bei $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ und die schwere Achse bei $\phi_{\text{static}} = 90^\circ$.

Innerhalb der Schaltkurve existieren mehrere Gleichgewichtszustände der Magnetisierung. Außerhalb existiert lediglich ein Gleichge-

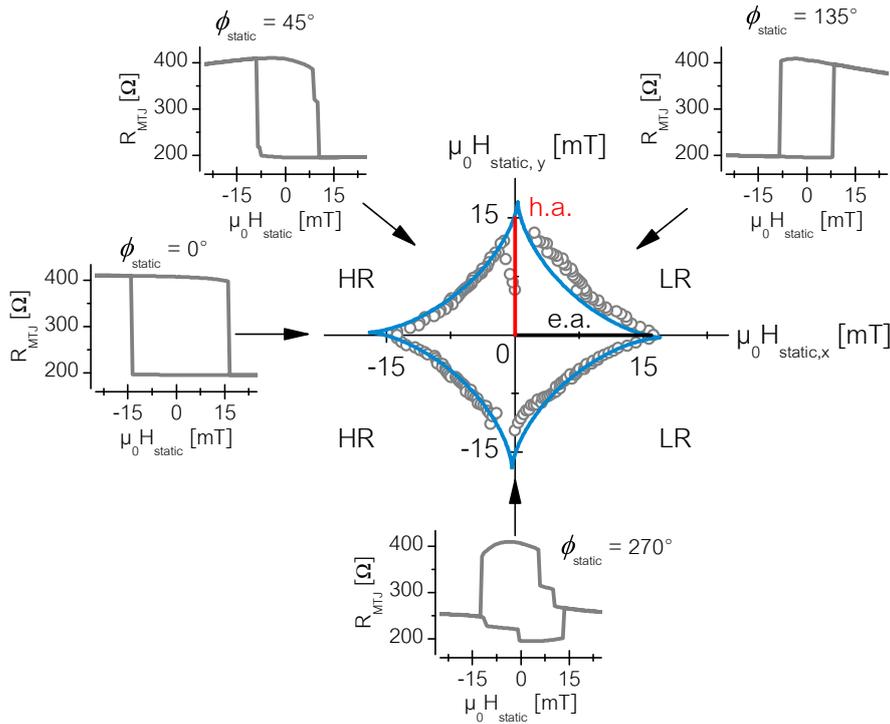


Abbildung 17: Die Schaltkurve (graue Punkte) des FL, bestimmt aus den Koerzitivfeldern in den TMR-Minorloops in Abhängigkeit von $\mu_0 H_{\text{static}}$ und ϕ_{static} . Die blaue Linie zeigt die Anpassung durch eine uniaxiale Anisotropiefunktion in der Näherung einer homogenen Magnetisierung. Die kleineren Bilder zeigen ausgewählte TMR-Loops für verschiedene Winkel ϕ_{static} .

wichtszustand (siehe Kapitel 2.4). An der Schaltkurve selber kann daher ein unstetiger Sprung in der Magnetisierung auftreten. Dieser ist verbunden mit dem Schalten des FL bei den Koerzitivfeldern $\mu_0 H_K^\pm$ (vgl. TMR-Minorloops in Abb. 17). Für $\mu_0 H_{\text{static},x} < 0$ mT bedeutet das, dass sich die MTJ im hochohmigen Zustand (HR) befindet und für $\mu_0 H_{\text{static},x} > 0$ mT befindet sich die MTJ im niederohmigen Zustand (LR). Der höchste Wert im HR-Zustand bzw. der niedrigste Wert im LR-Zustand wird für die Ummagnetisierung des FL entlang der leichten Achse erreicht. Entsprechend wird der antiparallele Zustand mit R_{AP} und der parallele Zustand mit R_{P} eingenommen.

4.5 WINKELABHÄNGIGKEIT DES TMR

In Abbildung 18 a ist der Tunnelmagnetowiderstand der MTJ in Abhängigkeit des Winkels ϕ_{static} des äußeren Feldes abgetragen. Dazu wurde das externe Feld mit einer festen Amplitude von $\mu_0 H_{\text{static}} = 30$ mT um $\phi_{\text{static}} = 360^\circ$ rotiert und in 5° -Schritten der Widerstand gemessen. Durch die Wahl einer Magnetfeldstärke größer als die Koer-

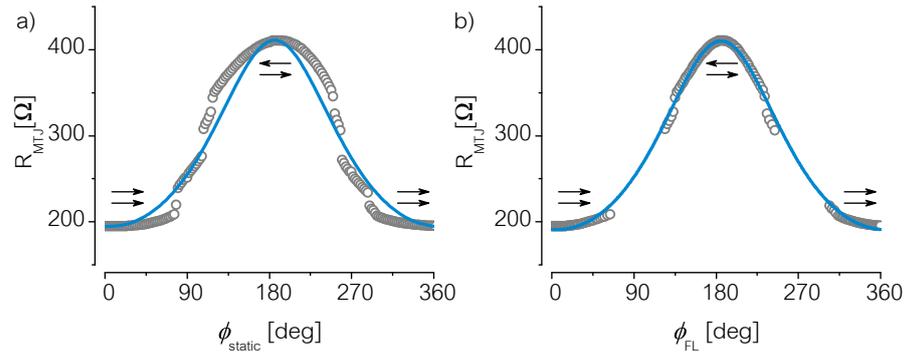


Abbildung 18: a) Winkelabhängigkeit des TMR bezüglich ϕ_{static} (graue Punkte). b) Die um die Anisotropiebeiträge korrigierte Winkelabhängigkeit über den tatsächlichen Winkel ϕ_{FL} des FL bezüglich des RL (graue Punkte). Die blauen Kurven stellen die Anpassung der Messdaten durch Gleichung 9 dar.

zitivfeldstärke kann von einer kohärenten Drehung der Magnetisierung im äußeren Magnetfeld ausgegangen werden. Die MTJ befindet sich bei $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ im parallelen Zustand mit $R_{\text{P}} = 195 \Omega$. Mit zunehmenden Winkel ϕ_{static} steigt der Widerstand der MTJ an. Bei $\phi_{\text{static}} = 90^\circ$ wird die schwere Achse des FL überwunden und die MTJ erreicht schließlich bei $\phi_{\text{static}} = 180^\circ$ den antiparallelen Zustand mit $R_{\text{AP}} = 411 \Omega$. Daraus resultiert ein TMR-Verhältnis von 110%. Mit weiter zunehmendem Winkel verkleinert sich der Widerstand, bis schließlich wieder der parallele Zustand bei $\phi_{\text{static}} = 360^\circ$ eingenommen wird. Passt man die Messdaten nach Gleichung 9 mit $R_{\text{AP}} = 411 \Omega$ und $\text{TMR} = 111\%$ an (blaue Kurve in Abbildung 18a), so zeigt sich bereits die zu erwartende Abhängigkeit des TMR vom Kosinus des Winkels zwischen den Magnetisierungen des FL und des RL in den Messdaten. Allerdings sind noch deutlich Abweichungen von dem kosinusförmigen Verlauf nahe der leichten Achse ($\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ bzw. $\phi_{\text{static}} = 180^\circ$) zu beobachten. Darüber hinaus treten Unstetigkeiten in den Messdaten nahe der schweren Achse bei $\phi_{\text{static}} = 90^\circ$ bzw. $\phi_{\text{static}} = 270^\circ$ aufgrund von Domänenbildung auf.

Beide Phänomene sind auf die intrinsischen Anisotropiebeiträge zurückzuführen, denn die tatsächliche Orientierung des FL ϕ_{FL} bezüglich des RL ist sowohl durch das externe Feld als auch durch das intrinsische Anisotropiefeld bestimmt. Aus der Kenntnis der Anisotropiefunktion kann für jeden Winkel ϕ_{static} des externen Feldes der tatsächliche Winkel ϕ_{FL} bestimmt werden. Die so korrigierten Messdaten sind in Abbildung 18b über dem tatsächlichen Winkel ϕ_{FL} abgetragen (graue Punkte). Hier fällt zunächst auf, dass die Messdaten speziell entlang der harten Achse vermeintlich „verschwinden“. Tatsächlich „rücken“ dieser aber näher an die leichte Achse. Eine eindeutige Ausrichtung der Magnetisierung entlang der schweren Ach-

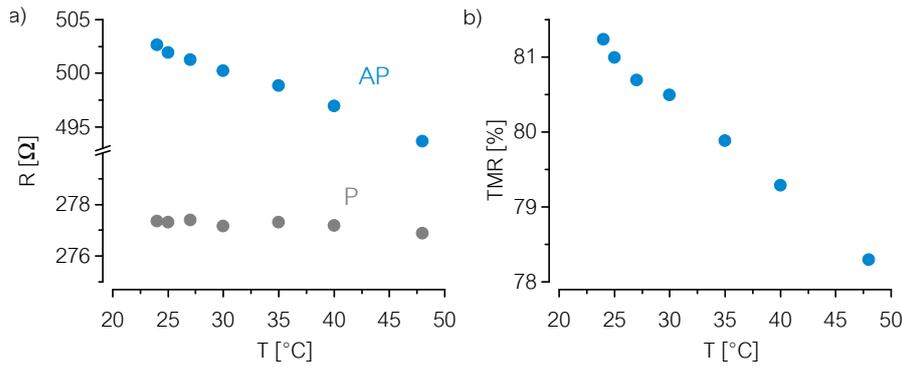


Abbildung 19: a) Widerstand im parallelen (P) und antiparallelen (AP) Zustand für unterschiedliche Temperaturen b) Temperaturverhalten des TMR-Verhältnisses.

se ist also mit der gegebenen Magnetfeldstärke nicht zu erreichen. Vielmehr ist das Schalten um die harte Achse durch die Bildung von Domänen bestimmt. Eine erneute Anpassung der korrigierten Messdaten nach Gleichung 9 mit $R_{AP} = 411 \Omega$ und $TMR = 111 \%$ (blaue Kurve in Abbildung 18b) zeigt nun die deutliche Übereinstimmung mit der zu erwartenden Abhängigkeit des TMR vom Kosinus des Winkels zwischen der Magnetisierung des FL und des RL.

4.6 TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DES TMR

Mit steigender Temperatur nimmt der TMR in magnetischen Tunnelbarrieren ab. Dabei existiert ein Unterschied zwischen AlO basierten MTJs und MgO basierten MTJs. Während in AlO basierten Tunnelbarrieren eine ähnliche Temperaturabhängigkeit für den parallelen und antiparallelen Widerstand zu finden ist [84], zeigt in MgO basierten MTJs lediglich der antiparallele Widerstand eine starke Temperaturabhängigkeit [48, 85, 86]. Der Widerstand im parallelen Zustand bleibt nahezu konstant.

Die Temperaturabhängigkeit des TMR in den untersuchten Proben wurde anhand von TMR-Minorloops bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Die Widerstandsmessungen an den MTJs wurden mit einem Keithley 2400 durchgeführt. Dabei wurde ein kleiner DC-Probenstrom von $100 \mu\text{A}$ vorgegeben um Beiträge durch Eigenerwärmung oder spannungsabhängige Effekte auszuschließen. Die Temperatur des Probenhalters wurde zwischen $T = 24 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und $T = 48 \text{ }^{\circ}\text{C}$ variiert. Der TMR-Minorloop entlang der leichten Achse für Magnetfelder zwischen $\mu_0 H_{\text{static}} = -60 \text{ mT}$ und 60 mT wurde für die verschiedenen Temperaturen aufgenommen. In Abbildung 19 a sind die aus den TMR-Minorloops ermittelten Widerstände im P ($\mu_0 H_{\text{static}} = 60 \text{ mT}$) und AP Zustand ($\mu_0 H_{\text{static}} = -60 \text{ mT}$) über der Temperatur des Probenhalters abgetragen. Man erkennt die ausgeprägte Temperaturabhängigkeit des antiparallelen Widerstands, der im untersuchten

Temperaturbereich linear mit steigender Temperatur um 9Ω abfällt. Im Gegensatz dazu zeigt der Widerstand im parallelen Zustand keine Temperaturabhängigkeit. Er bleibt konstant bei $R = 277 \Omega$. Das aus den Widerständen abgeleitete TMR-Verhältnis nach Gleichung 1 ist in Abbildung 19 b abgebildet. Es zeigt mit steigender Temperatur einen linearen Abfall von 3 %.

Ein Modell zur Erklärung der Temperaturabhängigkeit von R_P und R_{AP} ist das Magnon-Modell von Zhang [84]. Ein Tunnelelektron kann ein Magnon absorbieren oder emittieren. Bedingt durch die Drehimpulserhaltung kommt es dabei zu einem Wechsel der Spinausrichtung (Spin-Flip) des Elektrons, wodurch sich zusätzliche Leitungschanäle öffnen. Infolge dessen ist die Leitfähigkeit einer MTJ bei endlicher Temperatur eine Überlagerung von paralleler und antiparalleler Leitfähigkeit. Zusätzlich führen höhere Temperaturen zu einer thermischen Verbreiterung der Fermikante. Die thermische Verbreiterung des Ferminiveaus reduziert die effektive Höhe der Barriere mit steigender Temperatur. Drewello erweitert das Magnon-Modell um diesen Beitrag der thermischen Verbreiterung des Ferminiveaus und kann damit die Temperaturabhängigkeit des TMR, speziell von R_P , bei höheren Temperaturen wesentlich besser beschreiben als das Magnon-Modell alleine [87].

ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE

Die vorgestellten Ergebnisse der Magnetotransportmessungen sind charakteristisch für alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben. Sie sprechen für die hohe Qualität der untersuchten Proben. Die TMR-Verhältnisse bei Raumtemperatur liegen im Bereich zwischen 70 % und 140 %. Der freie Layer der MTJs zeigt in der Nähe der leichten Achse ein wohldefiniertes monodomänes Schalten der Magnetisierung bei Koerzitivfeldern von $8 \text{ mT} \leq \mu_0 H_K \leq 15 \text{ mT}$ mit der durch die Formanisotropie zu erwartenden uniaxialen Anisotropie. Die Symmetrie in den Koerzitivfeldstärken in den TMR-Minorloops spricht für einen zu vernachlässigenden Einfluss von Austauschkopplungen oder Streufeldern zwischen FL und RL auf das Schaltverhalten des FL. Die untersuchten MTJs haben einen Flächenwiderstand von $\sim 17 \Omega \mu\text{m}^2$. Die Winkelabhängigkeit des TMR entspricht dem theoretisch vorhergesagten kosinusförmigen Verhalten. Die abgeschätzte Spinpolarisation liegt im Bereich des zu erwartenden Wertes von ~ 0.6 [88].

RESISTOMETRISCHE MESSUNGEN DER TEMPERATUR

Etwa zeitgleich erfolgte der experimentelle Nachweis des Tunnelmagneto-Seebeck-Effekts in MgO basierten magnetischen Tunnelbarrieren in zwei verschiedenen Arbeitsgruppen, der Universität Göttingen [89] und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig [89]. Die experimentelle Vorgehensweise beider Arbeitsgruppen unterscheidet sich jedoch in der Art der Erzeugung des Temperaturgradienten entlang der Tunnelbarriere. Walter *et al.* nutzen einen modulierten Titan:Saphir-Laser, um durch optisches Heizen den Temperaturgradienten zu erzeugen [33]. Um eine gute Ankopplung der Photonen an das Phononen- und Elektronensystem zu erreichen, ist bei dieser Vorgehensweise über der Probe ein geeignetes Material abzuschneiden. Darüber hinaus ist die Dicke des Materials an die Modulationsfrequenz des Lasers anzupassen, um eine Temperaturerhöhung in einer gewünschten Materialtiefe zu erzielen. Der Vorteil dieser Methode ist es, dass durch optisches Heizen sehr schnell sehr hohe Temperaturgradienten über der Probe erzeugt werden können [90]. Die Herausforderung bei dieser Methode liegt allerdings in der Bestimmung der Temperatur und des Temperaturgradienten.

In dieser Arbeit wird der Temperaturgradient durch resistives Heizen einer 4 μm breiten und 70 nm dicken Mikrostreifenleitung aus Gold erzeugt. Diese Heizleitung (siehe Kapitel 4.2) wurde über der magnetischen Tunnelbarriere abgeschieden und ist vom oberen elektrischen Kontakt der Tunnelbarriere (TC) galvanisch getrennt. Wie in Abbildung 20a gezeigt wird, generiert ein Heizstrom I_{heat} eine Wärmemenge Q_{HL} , die zu einer Erhöhung der Temperatur T_{HL} der Heizleitung führt. Über den unteren elektrischen Kontakt der MTJ wird die Wärmemenge Q_{out} an das Substrat abgeführt. Der Temperaturunterschied zwischen T_{HL} und T_{BC} erzeugt einen Temperaturgradienten ∇T entlang der MTJ. Der Vorteil des resistiven Heizens ist, dass über Widerstandsmessungen an den elektrischen Kontakten und an der MTJ die Temperatur und der Temperaturgradient direkt zugänglich sind. Diese resistometrischen Messungen werden in diesem Kapitel beschrieben. Sie werden verwendet, um die stationäre Temperaturverteilung zu bestimmen. Im Anhang der Arbeit werden auch Messungen der zeitlichen Entwicklung der Temperatur vorgestellt.

Nachteilig ist das mit I_{heat} erzeugte Magnetfeld \vec{H}_{HL} um die Heizleitung. Je nach Ausrichtung der Heizleitung zur Tunnelbarriere generiert der Heizstrom ein zusätzliches Magnetfeld parallel oder senk-

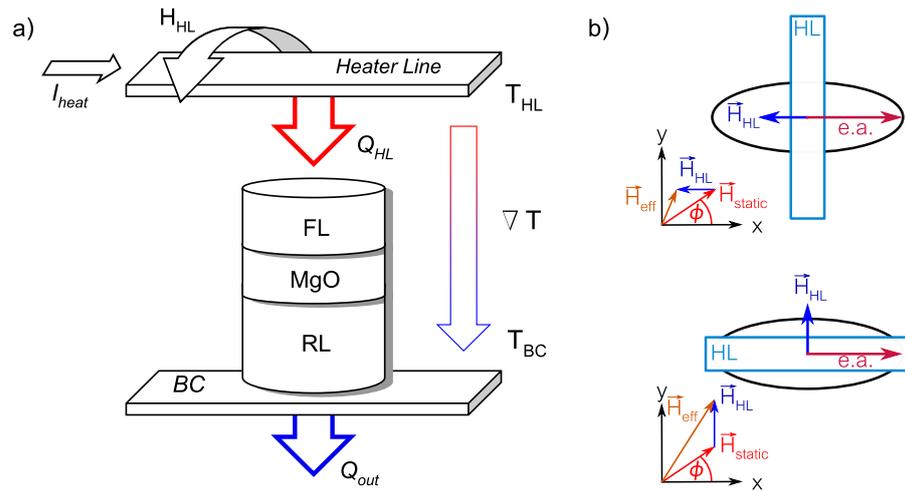


Abbildung 20: a) Prinzipskizze des resistiven Heizens. Durch die Wärmezufuhr Q_{HL} und die Wärmeabfuhr Q_{out} wird ein Temperaturgradienten ∇T entlang der MTJ erzeugt. b) Das durch I_{heat} generierte Magnetfeld \vec{H}_{HL} um die Heizleitung überlagert sich mit dem externen statischen Feld \vec{H}_{static} zu einem effektiven Feld \vec{H}_{eff} . Die Richtung von \vec{H}_{HL} ist von der Ausrichtung der Heizleitung abhängig (oben: $\vec{H}_{HL} \parallel$ leichte Achse, unten: $\vec{H}_{HL} \perp$ leichte Achse).

recht zur leichten Achse des freien Layers (siehe Abb. 20 b). Die Überlagerung von \vec{H}_{HL} und statischem Feld \vec{H}_{static} führt zu einem effektiven Feld \vec{H}_{eff} . Das Feld der Heizleitung gilt es durch ein geeignetes externes Feld zu kompensieren, um dessen Einfluss auf die nachfolgenden Messungen ausschließen zu können. Daher wird zunächst auf die experimentelle Bestimmung von \vec{H}_{HL} in Abschnitt 5.1 eingegangen.

5.1 MAGNETFELD DES HEIZELEMENTS

Zur Bestimmung des Feldes der Heizleitung wurden entlang der leichten Achse TMR-Minorloops bei verschiedenen Heizströmen aufgenommen. Die Ausrichtung der Heizleitung war dabei senkrecht zur leichten Achse, d.h. die leichte Achse, das externe Magnetfeld und das Feld der Heizleitung verlaufen parallel zueinander. Bei diesen Messungen wurden Gleich- und Wechselströme an die Heizleitung angelegt. In dieser Konfiguration wirkt das generierte Magnetfeld je nach Polarität des Heizstroms bzw. der Halbwelle in Richtung statisches Feld oder dem entgegen.

Wie in Abbildung 21 a gezeigt, bewirkt das statische Feld, hervorgerufen durch den Gleichstrom, daher eine scheinbare Verschiebung der TMR-Minorloops entlang des externen Feldes. Ein Wechselstrom in Abbildung 21 d führt hingegen zu einer scheinbaren Reduktion beider Koerzitivfelder. Grund dafür ist, dass die Periodendauer des

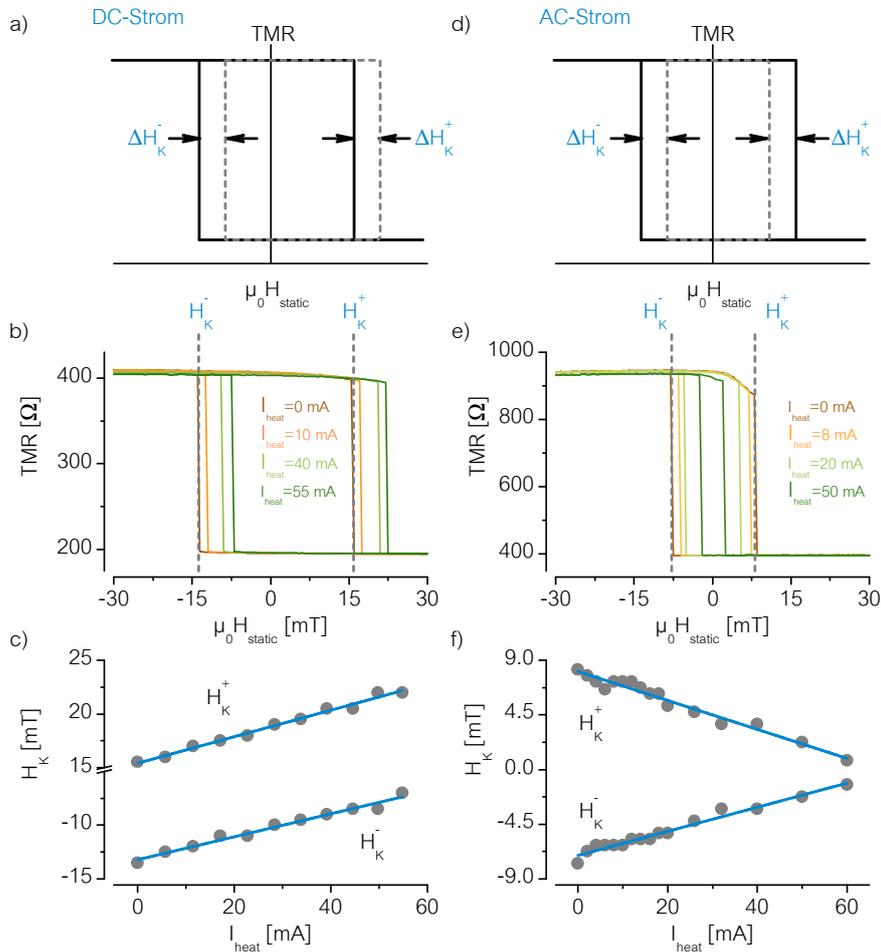


Abbildung 21: Auswirkung und Bestimmungen des durch den Heizstrom induzierten Magnetfeldes. a)-c) behandelt den DC-Strom und d)-f) den AC-Strom. a) Schematische Darstellung der Verschiebung des TMR-Minorloops bei einem DC-Heizstrom. b) Messungen der TMR-Minorloops entlang der leichten Achse für verschiedene DC-Heizströme. c) Plot der Koerzitivfelder als Funktion des DC-Heizstroms (graue Punkte) sowie die lineare Anpassung (blaue Linie). d) Schematische Darstellung der Verschiebung der TMR-Minorloop bei einem AC-Heizstrom. e) Messungen der TMR-Minorloops entlang der leichten Achse für verschiedene AC-Heizströme f) Plot der Koerzitivfelder als Funktion des AC-Heizstroms (graue Punkte) sowie die lineare Anpassung (blaue Linie).

generierten Wechselfeldes wesentlich kleiner ist als die Messzeit zwischen zwei Feldschritten. Eine Halbwelle erhöht damit immer den Betrag des statischen Feldes und es kommt zu einem früheren Schaltvorgang. Aus der Verschiebung beider Koerzitivfelder (ΔH_K^- und ΔH_K^+) wird die Größe des Magnetfeldes abgeleitet.

In Abbildung 21 b und 21 e sind TMR-Minorloops entlang der leichten Achse für verschiedene Gleich- und Wechselströme dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Veränderung der Schaltfelder entsprechend dem oben genannten Schema. Die Schaltfelder wurden bestimmt und über die Amplitude des Gleichstroms (graue Punkte in Abbildung 21 c) sowie über die Amplitude des Wechselstroms (graue Punkte in Abbildung 21 f) aufgetragen. Das Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters skaliert linear mit der Stromstärke. Dies spiegelt sich auch in dem linearen Verlauf der Koerzitivfelder in Abhängigkeit der Amplitude des Heizstroms wieder. Aus der Steigung der linearen Anpassung (blaue Linien) ergibt sich eine Änderung der Magnetfeldstärke mit dem Heizstrom von $\mu_0 H_{HL}/I_{heat} \sim 0.1 \text{ mT mA}^{-1}$. In guter Näherung kann die Heizleitung als dünne Platte der Breite $b_{HL} = 4 \mu\text{m}$ mit einer homogenen Stromverteilung betrachtet werden. Die Magnetfeldstärke des durch I_{heat} um die Platte generierten Magnetfeldes ist gegeben durch [91]

$$\mu_0 H_{HL} = \frac{1}{2} \mu_0 I_{heat} / b_{HL}, \quad (67)$$

womit sich eine Änderung der Magnetfeldstärke mit dem Heizstrom von $\mu_0 H_{HL}/I_{heat} = 0.15 \text{ mT mA}^{-1}$ ergibt. Diese einfache Abschätzung zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Wert. An dieser Stelle sei angemerkt, dass eine Temperaturerhöhung durch den Heizstrom zu einer Reduktion der Anisotropie führt und damit ebenfalls zu einer Reduktion der Schaltfelder [92]. Die Parallelität der Schaltfelder H_K^- und H_K^+ in Abhängigkeit des Heizstroms in Abbildung 21 c) spricht jedoch dafür, dass eine mögliche Temperaturerhöhung nur sehr schwach ausgeprägt ist.

Aufgrund des experimentellen Aufbaus kann dieses zusätzliche Magnetfeld durch die Wahl eines geeigneten Magnetfeldes nur im Fall eines Gleichstroms kompensiert werden. Für einen Wechselstrom ist dies nicht möglich. Allerdings ist die Amplitude des magnetischen Wechselfeldes im Vergleich zum externen Magnetfeld als klein zu betrachten, weshalb der Einfluss des magnetischen Wechselfeldes im wohldefinierten ($|\mu_0 H_{static}| > 30 \text{ mT}$) parallelen bzw. antiparallelen Zustand gering ist und zu vernachlässigen ist.

5.2 STATISCHE MESSUNG DER TEMPERATUR

Fließt ein elektrischer Strom durch einen Festkörper mit endlicher Leitfähigkeit, so wird die elektrische Energie durch resistive Verluste

in Wärme umgewandelt. Dies ist auch bekannt als Joulesche Erwärmung. Die resistiven Verluste werden hauptsächlich durch Elektron-Phonon-Streuung verursacht. Nach dem Jouleschen Gesetz ist die umgesetzte Wärme proportional zur elektrischen Leistung. Die frei werdende Wärme, die im elektrischen Leiter produziert wird, wird durch den Leiter und seine Umgebung absorbiert und führt zu einem Anstieg in der Temperatur.

Zur Ermittlung der Temperatur existieren unterschiedlichste Verfahren [93]. All diese Verfahren nutzen die relative Änderung einer physikalischen Größe bei sich ändernder Temperatur aus. Ein Standardverfahren zur Bestimmung der Temperatur eines stromdurchflossenen Leiters ist die Bestimmung des elektrischen Widerstandes unter Ausnutzung der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes [94]:

$$R(\Delta T) = R_{T_0} \cdot (1 + \alpha \Delta T + \beta \Delta T^2). \quad (68)$$

Hierbei ist R_{T_0} ein Referenzwert des elektrischen Widerstandes bei einer Temperatur T_0 , $\Delta T = T - T_0$ ist die Veränderung der Temperatur und α und β sind materialspezifische Temperaturkoeffizienten. Im Allgemeinen gilt für metallische Leiter $\beta \ll \alpha$, womit die Widerstandsänderung in Abhängigkeit der Temperatur über einen großen Temperaturbereich als linear angenommen werden kann.

Um über die Widerstandsänderung Rückschlüsse auf die Temperaturerhöhung zu erzielen, muss der Temperaturkoeffizient α zuvor bestimmt werden. Auf einer Suss PM-5 Wafer-Probe-Station wurde dazu der gesamte Wafer der untersuchten Proben von 298 K bis hin zu 333 K erwärmt und simultan der Widerstand der Heizleitung R_{HL} bestimmt. Für die Messung von R_{HL} wurde ein kleiner Strom von 50 μA verwendet, um eine Eigenerwärmung bei der Widerstandsmessung zu verhindern. Bei Raumtemperatur ($T_0 = 298 \text{ K}$) zeigten die untersuchten Proben einen Widerstandswert von $R_{HL,T_0} \approx 16 \Omega$. In Abbildung 22 wird die Veränderung des Widerstandes $\Delta R_{HL} = R_{HL}(T) - R_{HL,T_0}$ als Funktion der Temperaturveränderung $\Delta T = T - T_0$ gezeigt. Durch lineare Anpassung der Messdaten nach Gleichung 68 ergibt sich für die untersuchten Proben ein Temperaturkoeffizient von $\alpha_{\text{exp}} = 2.5(3) \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Mit $\alpha_{\text{bulk}} = 3.9 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ für Gold ist der Temperaturkoeffizient für Volumen-Material somit fast doppelt so groß wie der für die Dünnschichtstruktur experimentell bestimmte Wert. Dieses Verhalten ist aber aus der Literatur bekannt [95]. Mit dem gemessenen Temperaturkoeffizienten wird aus Messungen des elektrischen Widerstandes die Temperatur der Heizleitung T_{HL} und der unteren elektrischen Zuleitung der Tunnelbarrieren T_{BC} in Abhängigkeit von der in der Heizleitung umgesetzten elektrischen Leistung P_{heat} im stationären Zustand bestimmt. Diese resistometrischen Messungen werden beispielhaft für eine Gold-Heizleitung beschrieben, die durch 160 nm Ta_2O_5 von den oberen elektrischen Kontakten getrennt ist.

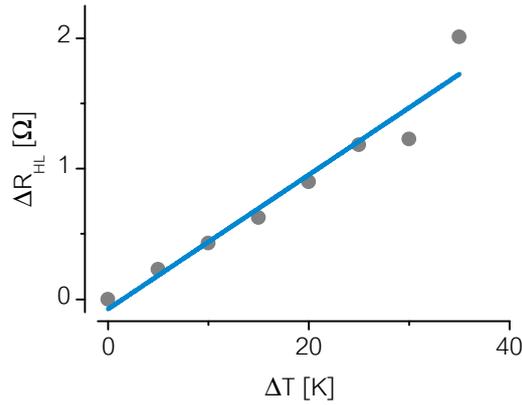


Abbildung 22: Die experimentell bestimmte absolute Widerstandsänderung der Heizleitung in Abhängigkeit der Temperaturerhöhung (graue Punkte). Aus dem linearen Fit nach Gleichung 68 (blaue Linie) wird der Temperaturkoeffizient α bestimmt.

An den Kontaktpads der Heizleitung wurde ein DC-Heizstrom I_{heat} angelegt und zeitgleich der Widerstand der Heizleitung R_{HL} über eine Zeit von 120 s gemessen. Für die Strom-Spannungs-Messung diente eine Source-Measure-Unit (SMU) von Keithley, Modell 2400. Die Messungen wurden für verschiedene Heizströme wiederholt, wobei zwischen den Messungen eine Abkühlzeit von 240 s eingehalten wurde. Die Anstiegszeit des Heizstroms beim Keithley 2400 liegt bei etwa 1 μs . Die Spannungsmessung selbst benötigt jedoch abhängig von der gewählten Genauigkeit einige hundert Mikrosekunden. Das heißt, dass der schnelle Aufheizprozess der Heizleitung nach Einschalten des Heizstroms nicht zu beobachten ist.

In Abbildung 23 wird der zeitliche Anstieg des Widerstandes R_{HL} für Heizströme von $I_{\text{heat}} = 1, 20, 40$ und 55 mA dargestellt. Für Heizströme $I_{\text{heat}} > 1$ mA ist ein exponentieller Anstieg im Widerstand der Heizleitung zu beobachten, der nach etwa 50 s in Sättigung geht. Der Anstieg im Widerstand R_{HL} über die Zeit spiegelt den Anstieg in der Temperatur durch joulesche Erwärmung wieder. Dieser Anstieg im Widerstand wird für Heizströme $I_{\text{heat}} \leq 1$ mA nicht gesehen, was für eine zu vernachlässigende Erwärmung durch den Stromfluss spricht. Die Widerstandswerte $R_{\text{HL}}(I_{\text{heat}} \leq 1 \text{ mA})$ wurden gemittelt und als Referenzwert R_{HL,T_0} für den Widerstand der Heizleitung bei Raumtemperatur T_0 genommen. Im vorliegenden Fall beträgt $R_{\text{HL},T_0} = 15.56 \Omega$ bei einer Raumtemperatur von $T_0 = 298 \text{ K}$. Es zeigt sich, dass die Widerstände $R_{\text{HL}}(t = 0)$ zu Beginn jeder Messung mit dem angelegten Heizstrom I_{heat} ansteigen und nicht bei $R_{\text{HL},T_0} = 15.56 \Omega$ liegen. Dies ist der ungenügenden Zeitauflösung in der Strom-Spannungsmessung geschuldet. Die Kurven für $I_{\text{heat}} > 1$ mA wurden durch einen exponentiellen Fit angenähert, um den Sättigungswiderstand $R_{\text{HL}}^{\text{sat}}$ zu bestimmen (siehe Abb. 24 a am Beispiel für $I_{\text{heat}} = 55 \text{ mA}$). Ist der Sättigungswiderstand

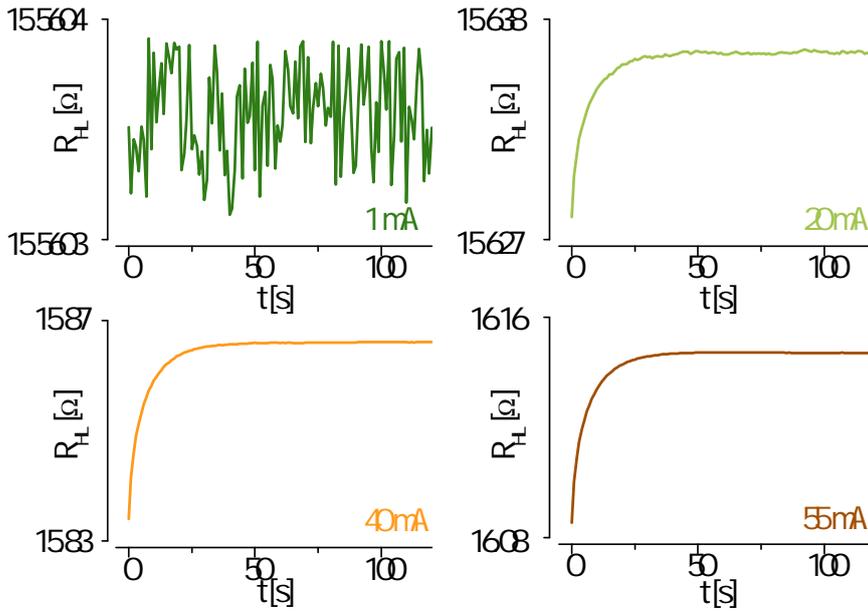


Abbildung 23: Exponentieller Anstieg von R_{HL} mit der Zeit für verschiedene Heizströme I_{heat} .

erreicht, befindet sich das System im quasistationären Zustand. Die aus dem exponentiellen Fit ermittelte thermische Zeitkonstante τ_{heat} ist in Abbildung 24 b über der Heizleistung abgetragen. Sie gibt an, wann $\sim 63\%$ des quasistationären Zustands erreicht sind. Die Zeitkonstante beträgt unabhängig von der Heizleistung $\tau_{heat} \sim 7$ s.

Der Temperaturanstieg ΔT_{HL} in der Heizleitung ergibt sich aus Gleichung 68 unter Berücksichtigung von α_{exp} und R_{HL}^{sat} zu

$$\Delta T_{HL} = \frac{R_{HL}^{sat} - R_{HL,T_0}}{\alpha_{exp} R_{HL,T_0}}. \quad (69)$$

In Abbildung 25 ist R_{HL}^{sat} (graue Punkte) und der daraus abgeleitete Temperaturanstieg ΔT_{HL} (blaue Linie) in der Heizleitung über der umgesetzten Heizleistung P_{heat} abgetragen. Sowohl der Widerstand der Heizleitung als auch der Temperaturanstieg zeigen eine lineare Abhängigkeit von der elektrischen Leistung. Bei einer maximalen elektrischen Leistung von $P_{heat} = 55$ mW wird ein Temperaturanstieg von $\Delta T_{HL} = 15$ K beobachtet. Das bedeutet, eine relative Veränderung im Widerstand von $\Delta R_{HL}/R_{HL,T_0} = 1\%$ entspricht einem Temperaturanstieg von $\Delta T_{HL} = 4$ K. Der lineare Zusammenhang zwischen ΔT_{HL} und P_{heat} ergibt sich aus dem Jouleschen Gesetz [96]:

$$Q_{HL} \propto \Delta T_{HL} = R_{th} P_{heat}, \quad (70)$$

wobei die Proportionalitätskonstante R_{th} die Wärmeabfuhr an die Umgebung berücksichtigt. R_{th} ist stark abhängig von der Multilagenstruktur und deren Zusammensetzung und beträgt ~ 0.3 K mW $^{-1}$.

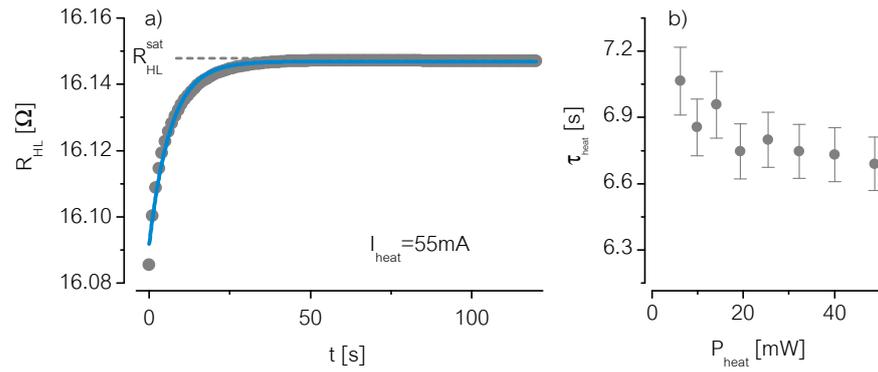


Abbildung 24: a) Exponentieller Fit (blaue Linie) der experimentellen Daten (graue Punkte) am Beispiel von $I_{heat} = 55 \text{ mA}$. b) Die daraus bestimmte thermische Zeitkonstante für verschiedene elektrische Leistungen.

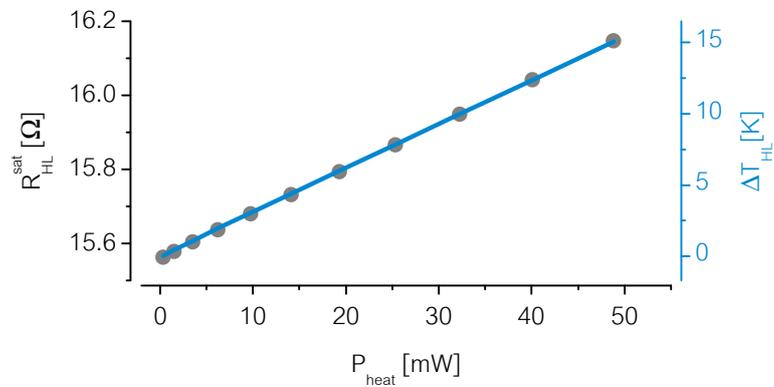


Abbildung 25: Der lineare Anstieg von R_{HL}^{sat} in Abhängigkeit von P_{heat} (graue Punkte, linke y-Achse) spiegelt die Zunahme in der Temperatur der Heizleitung wider. Der durch α bestimmte Temperaturanstieg ΔT_{HL} (blaue Linie, rechte y-Achse) ist proportional zur Heizleistung P_{heat} .

Wird durch resistometrische Messungen parallel zum Temperaturanstieg der Heizleitung ΔT_{HL} der Temperaturanstieg in der unteren elektrischen Zuleitung ΔT_{BC} gemessen, dann kann eine Abschätzung des Temperaturgradienten über die Multilagenstruktur erfolgen. Die Widerstandsmessungen der unteren elektrischen Zuleitung wurden mit kleinen Strömen von $I = 100 \mu\text{A}$ durchgeführt, um eine Eigenwärmung auszuschließen. Aufgrund der Geometrie der unteren Zuleitung gestaltete sich eine präzise elektrische Kontaktierung als schwierig, was zu einer größeren Unsicherheit der einzelnen Messpunkten führte.

In Abbildung 26a und 26b sind für eine zweite Probe die Widerstandsänderung und die Temperaturerhöhung in der Heizleitung und in der unteren elektrischen Zuleitung als Funktion der in der Heizleitung umgesetzten elektrischen Leistung abgebildet. Bei einer

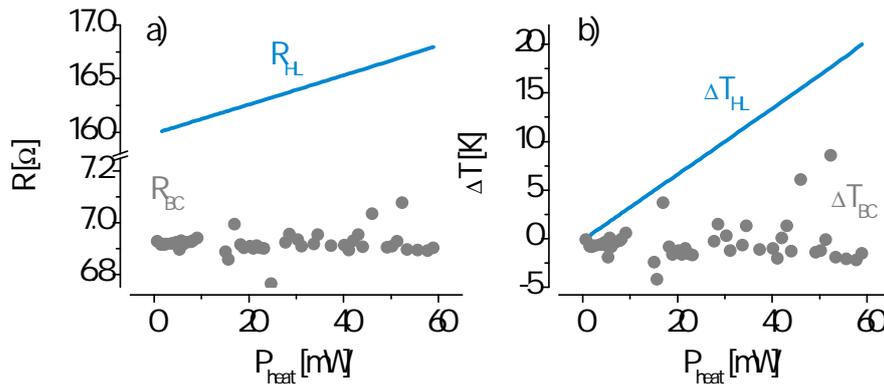


Abbildung 26: a) Widerstandsänderung der Heizleitung R_{HL} und der unteren Zuleitung R_{BC} in Abhängigkeit der umgesetzten Leistung P_{heat} in der Heizleitung. b) Die aus den Widerstandsmessungen abgeleiteten Temperaturerhöhungen zeigen den großen Temperaturunterschied zwischen Heizleitung und elektrischer Zuleitung.

maximalen elektrischen Leistung von $P_{\text{heat}} = 59 \text{ mW}$ ergibt sich eine maximale relative Widerstandsänderung der Heizleitung von 5%. Im Vergleich dazu zeigt der Widerstand der unteren elektrischen Zuleitung keine signifikante Abhängigkeit von der umgesetzten Heizleistung. Er bleibt konstant bei etwa $R_{BC} = 6.9 \Omega$. Leitet man aus der Veränderung des Widerstandes die Temperaturänderung ab (siehe Abb. 26 b), so ergibt sich ein linearer Anstieg in der Temperatur der Heizleitung von bis zu $\Delta T_{HL} = 20 \text{ K}$. Im Gegensatz dazu ist, wie aus der Widerstandsänderung zu ersehen, keine signifikante Temperaturerhöhung in der unteren elektrischen Zuleitung zu beobachten. Dies führt zu einer guten Abschätzung des Temperaturunterschiedes von $\Delta T_{HL,BC} \approx 20 \text{ K}$ zwischen HL und BC. Eine zusätzliche Temperaturbestimmung durch resistometrische Messungen an der oberen elektrischen Zuleitung war aufgrund der Geometrie der Kontakte nicht möglich. Ergänzend zu den Messungen der stationären Temperaturverteilung wird im Anhang A dieser Arbeit die zeitliche Entwicklung der Temperatur in der MTJ bestimmt.

DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Mit $\alpha_{\text{exp}} = 2.5(3) \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ fällt in den resistometrischen Messungen zunächst der gegenüber Volumen-Material kleinere Temperaturkoeffizient auf. Dieser verringerte Temperaturkoeffizient ist nicht ungewöhnlich für Dünnschichtstrukturen und in guter Übereinstimmung mit experimentellen Messergebnissen für Goldnanodrähte mit ähnlicher Geometrie [97]. Die Heizleitung ist durch Sputterdeposition von Gold hergestellt worden und ist daher polykristallin. Polykristalline Dünnschichten zeigen eine Erhöhung im spezifischen Widerstand im

* Korngrößen für polykristallines Gold liegen im Bereich von 20 – 40 nm.

Vergleich zum Volumen-Material, verursacht durch die zunehmende Bedeutung von Oberflächenstreuung und Korngrenzenstreuung von Elektronen*. Die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von beiden Effekten ist durch die Matthiessen-Regel beschrieben. Aus den gemessenen Widerständen der einzelnen Heizleitungen lässt sich ein spezifischer Widerstand von $\rho_R \sim 4 \mu\Omega \text{ cm}$ abschätzen. Der Temperaturkoeffizient wiederum ist eine Funktion des spezifischen Widerstandes [96]:

$$\alpha = \frac{1}{\rho_R} \frac{d \rho_R}{dT}. \quad (71)$$

Eine Variation in α für verschiedene Heizleitungen wurde nicht gemessen, kann allerdings nicht gänzlich vernachlässigt werden, da eine Veränderung in α eher durch intrinsische Materialparameter als durch geometrische Größen beeinflusst wird. Ein zusätzlicher Fehler in der Bestimmung von α besteht in der akkuraten Bestimmung der Temperatur der Heizleitung. Im direkten Kontakt mit der Heizplatte der Suss PM-5 Wafer-Probe-Station befindet sich nur die Unterseite des Si-Wafers. Die Heizleitung selbst, als oberste Lage, befindet sich auf einer geringfügig anderen Temperatur, da an dieser Stelle die Konvektion für die Wärmeabfuhr eine größere Rolle spielt.

Des Weiteren sticht die aus dem bestimmten Temperaturkoeffizienten ermittelte geringe Temperaturerhöhung hervor. Die angelegten Heizströme von bis zu 100 mA entsprechen Stromdichten im Bereich von 10^7 A cm^{-2} und ergeben bei der vorgegebenen Geometrie Leistungsdichten von einigen $\text{mW } \mu\text{m}^{-3}$. Einfache Berechnungen der jouleschen Erwärmung unter Berücksichtigung solcher Stromdichten bzw. Leistungsdichten würden zu weitaus höheren Temperaturen führen [98, 99]. Da ein solch extremer Anstieg in der Temperatur nicht beobachtet wird, stellt sich die Frage nach einer effektiven und ausreichend dimensionierten Wärmeabfuhr. Für den Wärmetransport stehen die drei grundlegenden Transportprozesse Konduktion, Konvektion und Wärmestrahlung zur Verfügung. In den vorgestellten Messungen bei Raumtemperatur und unter Atmosphärendruck liefern alle drei Prozesse einen Beitrag zur Wärmeabfuhr. Nach Abschätzungen durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz kann der Beitrag durch Wärmestrahlung als gering angesehen werden. Grund dafür ist der geringe Emissionsgrad von Gold von etwa $\epsilon \sim 0.1$. Zudem ist die Oberfläche der Heizleitung für eine ausreichende Abstrahlung der Wärme als klein zu betrachten. Im Vergleich liefert die Wärmeabstrahlung durch den Si-Wafer aufgrund des größeren Emissionsgrades von Silizium ($\epsilon \sim 0.6$) [100] und der wesentlich größeren Oberfläche von etwa 1 cm^2 einen höheren Beitrag*. Allerdings würde dies alleine nicht den geringen Temperaturanstieg erklären. Eine Kühlung durch Konvektion der umgebenden Luft kann ebenfalls als gering angesehen werden. Der Wärmeübergangskoeffizient für stehende Luft wird in der Literatur mit etwa $5\text{--}10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ angegeben [101] und ist

* Der Emissionsgrad ist stark abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit und der betrachteten Wellenlänge der Wärmestrahlung.

damit im Vergleich zur Leistungsdichte mehrere Größenordnungen kleiner. Zudem spricht auch hier die geringe Oberfläche für einen vergleichsweise kleinen Beitrag zur Wärmeabfuhr. Um die Beiträge durch Wärmestrahlung und Konvektion der Luft genau zu bestimmen, wären Messungen im Vakuum bei verschiedenen Drücken erforderlich. Eine ausreichend dimensionierte Wärmeabfuhr ist somit nur noch durch den Wärmeübertrag durch Konduktion an das Substrat bzw. den Si-Wafer zu erklären. Der Si-Wafer selbst wird durch Unterdruck am Probenhalter fixiert und steht damit in gutem thermischen Kontakt zum gesamten Aufbau, wobei hier sicherlich Grenzflächenwiderstände bei der Wärmeübertragung berücksichtigt werden müssen [102]. Silizium ist als sehr gute Wärmesenke bekannt und findet wegen seiner hohen Wärmeleitfähigkeit Verwendung in integrierten Schaltkreisen [103]. Besonders in strukturierter Form von Mikrokanälen oder in Kombination mit anderen Materialien werden Wärmeflüsse von 1000 W m^{-2} erzielt [104, 105, 106]. Begünstigt wird der Wärmeübertrag an das Substrat durch das sehr große Oberflächen-Volumenverhältnis der Heizleitung. Da Gold ein sehr guter Wärmeleiter ist, wird es innerhalb der Heizleiterstruktur zwischen der Heizleitung und deren elektrischer Zuführung zu einem großen Wärmeabfluss hin zu den Kontaktpads kommen. Deren Oberflächen von $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ sorgt für eine noch bessere Wärmeankopplung an das Substrat.

Ein wichtiger Aspekt beim ohmschen Heizen und den resistometrischen Messungen ist die Elektromigration. Die Elektromigration beschreibt den Materialtransport in einem stromdurchflossenen Leiter, der durch den Impulsübertrag von Leitungselektronen auf Metallionen verursacht wird [107]. Mit kleiner werdender Geometrie des elektrischen Leiters und den damit verbundenen hohen Stromdichten gewinnt dieser Effekt zunehmend an Bedeutung. Dieser durch Stromumkehr nur teilweise reversible Prozess führt zu morphologischen Veränderungen des Leiters. Die morphologischen Veränderungen sind die Hauptursache für die Unsicherheit in der Widerstands- und Temperaturbestimmung. Durch den Materialtransport können sich „Hot Spots“ bilden, die lokal zu einer höheren Temperatur führen. Um solche „Hot Spots“ zu identifizieren, eignen sich ortsaufgelöste Temperaturmessungen, zum Beispiel durch Thermo-AFM. Der Materialtransport aufgrund von Elektromigration ist auch eine Möglichkeit der Energiedissipation, die allerdings zu keiner Erwärmung führt.

Mögliche Ausheilungseffekte durch den Temperaturanstieg werden durch Stahlmecke et al. erwähnt [97, 108]. Diese führen wiederum zu einer Verringerung im spezifischen Widerstand und somit zu einer Reduktion der jouleschen Erwärmung. Eine Ausheilung von Defekten würde auch zu einer Erhöhung im Temperaturkoeffizienten

α führen und damit zu einem geringeren Temperaturanstieg als aus Berechnungen hervorgeht [96].

5.3 MODELLIERUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG

Die aus den resistometrischen Messungen bestimmten Temperaturen für die obere und untere elektrische Zuleitung werden als Grundlage für die Modellierung der Wärmeverteilung in den untersuchten magnetischen Tunnelbarrieren verwendet. Die FEM-Simulationen wurden mit der kommerziellen Software COMSOL Multiphysics durchgeführt. Die Simulation des Wärmetransports erfolgt unter Verwendung des „Heat Transfer“-Moduls. Dieses beinhaltet den Transport durch Konvektion, Wärmestrahlung und Konduktion in der Geometrie. Grundlage der Simulation ist die Wärmeleitungsgleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} \nabla \cdot (\kappa \nabla T), \quad (72)$$

wobei c_p , κ und ρ die Wärmekapazität, die Wärmeleitfähigkeit und die Dichte der verwendeten Materialien sind. Eine Vielzahl analytischer Lösungen der Wärmeleitungsgleichung mit verschiedenen Anfangsbedingungen und Randbedingungen mit Hinblick auf physikalische Phänomene wird von Carslaw und Jaeger [109] sowie von Sandner [110] präsentiert. In einer komplexen Struktur wie der hier untersuchten bietet die FEM-Simulation eine detailliertere Darstellung der Wärmeverteilung, die für die Auswertung der thermoelektrischen Messungen nötig ist. Ziel ist es, eine bessere Abschätzung der Temperatur und des Temperaturgradienten entlang der magnetischen Tunnelbarriere zu bekommen.

Die Abbildung 27 zeigt die Geometrie des 2D-Modells. Die Simulationen wurden für zwei verschiedene Schichtdicken von 85 nm und 160 nm des Dielektrikums zwischen HL und TC durchgeführt. Aufgrund des großen Aspektverhältnisses handelt es sich um eine Prinzipskizze. Tatsächlich simuliert das 2D-Modell einen Schnitt durch die MTJ entlang der oberen Zuleitung (TC) senkrecht zur Oberfläche (vgl. rote, gestrichelte Linie in der SEM-Aufnahme in Abbildung 27). Die linke und rechte Grenze sind als offene Randbedingungen definiert. Die untere Grenze wird mit einer konstanten Temperatur von $T_0 = 300$ K simuliert, während die Heizleitung mit einer konstanten Anfangstemperatur von $300 \text{ K} < T_{\text{HL}} < 330 \text{ K}$ modelliert wird. Die Anfangstemperatur der restlichen Multilagen beträgt $T_0 = 300$ K. Diese Anfangswertbedingungen entsprechen den aus den statischen Messungen der Temperatur bestimmten Werten. In dieser Simulation wird lediglich der Wärmetransport durch Wärmeleitung berücksichtigt.

Die physikalischen Materialparameter der einzelnen Lagen (z.B.: Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität und Dichte) wurden aus der Literatur entnommen und sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Wenn

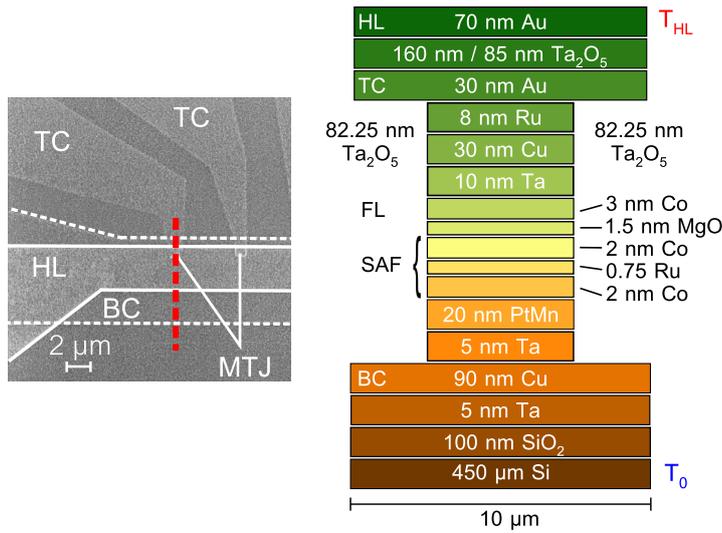


Abbildung 27: Prinzipskizze des 2D-Modells. Die angenommene Geometrie beruht auf der tatsächlichen Geometrie der untersuchten Probe und ist ein Querschnitt durch die Multilagstruktur entlang der roten Linie in der nebenstehenden SEM-Aufnahme.

Tabelle 2: Die in der Simulation verwendeten Materialparameter der einzelnen Lagen.

| Material | ρ [10^3 kg m^{-3}] | c_p [$\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$] | κ [$\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$] |
|---|--|--|--|
| Cu | 8.96 | 384 | 401 |
| Ru | 1.53 | 364 | 58.2 |
| Ta | 16.4 | 140 | 57.5 |
| Au | 19.3 | 129 | 317 |
| Pt | 21.5 | 133 | 71.6 |
| Mn | 7.3 | 479 | 7.8 |
| SiO ₂ | 2.2 | 730 | 1.4 |
| Si | 2.3 | 700 | 130 |
| <i>Werte aus [111]</i> | | | |
| MgO | 3.6 | 935 | 4* [112] |
| Co ₆₀ Fe ₂₀ B ₂₀ | 8.2 | 440 | 87 |
| <i>Werte aus [33]</i> | | | |
| Ta ₂ O ₅ | 8.2 [113] | 322.9 [114] | 0.2* [115] |
| PtMn | 12.5 | 247 | 4.9 |
| <i>Werte aus [116]</i> | | | |

* Werte für Dünnschichten, die vom Volumen-Material abweichen.

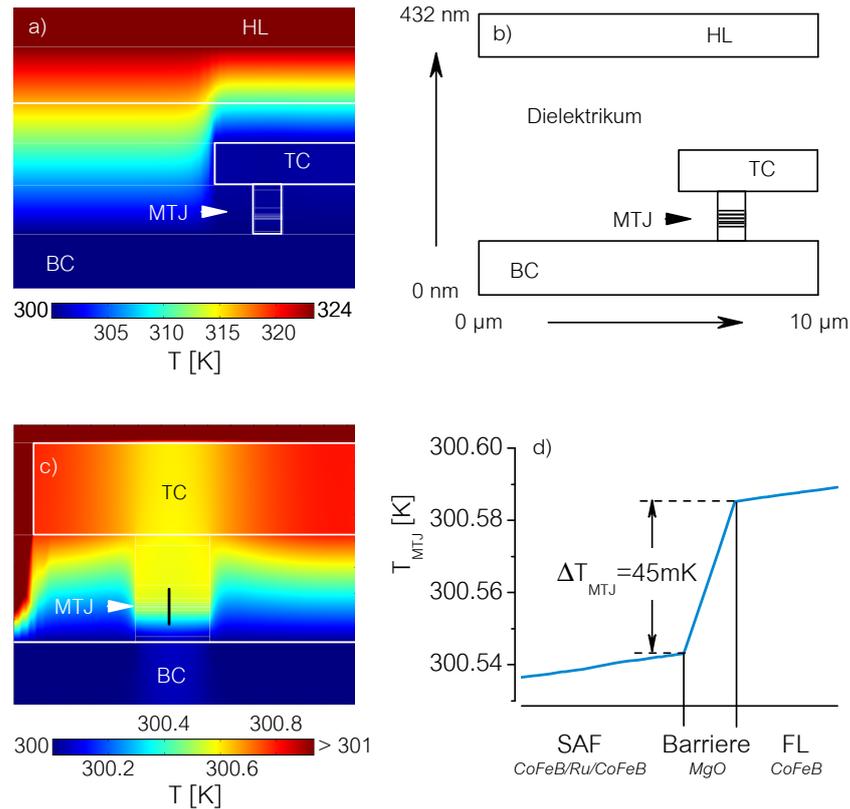


Abbildung 28: Temperaturverteilung in der simulierten Geometrie mit 160 nm Dielektrikum bei einer Temperatur der Heizleitung von $T_{\text{HL}} = 324 \text{ K}$. a) Farbdarstellung der Temperatur in der gesamten Geometrie. b) Geometrie des Ausschnitts. c) Bereich um die MTJ und d) der Temperaturverlauf entlang der MTJ.

in der Literatur vorhanden, so wurden explizit Werte für Dünnschichten entnommen, die zum Teil stark von den Werten für Volumenmaterial abweichen. Die Wärmeleitung in der Simulation ist mit konstanten Materialeigenschaften beschrieben. Das heißt, sie werden als unabhängig von der Temperatur oder anderen simulierten Größen angenommen. Diese Annahme berücksichtigt keine thermischen Veränderungen der Materialeigenschaften, wie Phasenübergänge oder morphologische Veränderungen im Material selber oder an Grenzflächen.

In Abbildung 28 a ist eine Farbdarstellung der simulierten Temperaturverteilung in den Proben am Beispiel von $T_{\text{HL}} = 324 \text{ K}$ und 160 nm Dielektrikum gezeigt. Die Farbskala variiert dabei von rot ($T = 324 \text{ K}$) bis hin zu blau ($T = 300 \text{ K}$). Die weiß umrandeten Bereiche kennzeichnen die Heizleitung (HL) am oberen Rand der Abbildung, die obere elektrische Zuleitung (TC) am rechten Rand, die MTJ im mittleren Bereich und die untere elektrische Zuleitung (BC) am unteren Rand der Abbildung (vgl. Abbildung 28 b). Zwischen Heizleitung und obere

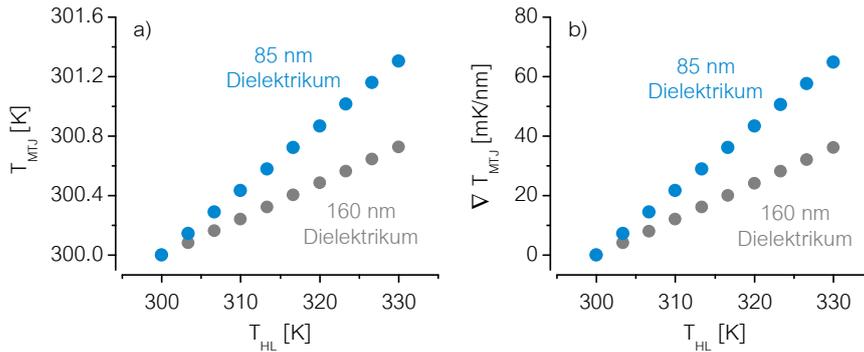


Abbildung 29: a) Temperaturerhöhung in der MgO-Barriere mit zunehmender Temperatur der Heizleitung. b) Anstieg im Temperaturgradienten über die MgO-Barriere mit zunehmender Temperatur der Heizleitung. Die grauen Punkte repräsentieren die Simulationsergebnisse für 160 nm Dielektrikum zwischen HL und TC und die blauen Punkte für 85 nm Dielektrikum.

rem elektrischen Kontakt befindet sich das Dielektrikum. Zu erkennen ist, dass der größte Abfall in der Temperatur im Dielektrikum auftaucht. Das ist aufgrund der schlechten Wärmeleitfähigkeit und der Dicke von 160 nm auch zu erwarten. In Abbildung 28 c wird der Bereich um die MTJ nochmals mit einer geänderten Farbskala dargestellt. Der Temperaturverlauf über die Tunnelbarriere (entlang der schwarzen Linie in Abbildung 28 c) wird in Abbildung 28 d abgebildet. Während der Temperaturabfall in den ferromagnetischen Layern (FL und SAF) klein ist, ist als Resultat der schlechten Wärmeleitfähigkeit der größte Temperaturunterschied von $\Delta T_{MTJ} = 45 \text{ mK}$ bei $T_{HL} = 324 \text{ K}$ über der MgO-Barriere zu sehen.

Aus den Simulationen in Abhängigkeit von T_{HL} zeigt sich die lineare Zunahme der Temperatur der MTJ in Abbildung 29 a und die lineare Zunahme des Temperaturgradienten in Abbildung 29 b. Neben den Simulationsergebnissen für 160 nm Dielektrikum (graue Punkte) sind hier ebenfalls die Ergebnisse der Simulationen für 85 nm Dielektrikum zwischen HL und TC (blaue Punkte) abgebildet. Die Temperatur wie auch der Temperaturgradient entsprechen den mittleren Werten in der MgO-Barriere. In Übereinstimmung mit den Experimenten ist die Temperaturerhöhung für 160 nm Dielektrikum nahe 0,7 K bei $T_{HL} = 330 \text{ K}$ vernachlässigbar. Der Temperaturgradient erreicht bei $T_{HL} = 330 \text{ K}$ einen Wert von $\nabla T_{MTJ} = 36 \text{ mK nm}^{-1}$. Bei einer Barrierendicke von 1,5 nm entspricht das einem Temperaturunterschied von $\Delta T_{MTJ} = 54 \text{ mK}$. Bei 85 nm Dielektrikum zwischen HL und TC zeigt sich eine stärkere Erwärmung der MTJ bis zu 1,3 K bei $T_{HL} = 330 \text{ K}$. Ebenso steigt aber auch der Temperaturgradient auf $\nabla T_{MTJ} = 65 \text{ mK nm}^{-1}$. Wie in Kapitel 6.3 gezeigt, können allerdings bei entsprechenden Heizleistungen aufgrund von „Hot Spots“ noch deutlich höhere Temperaturen in der MTJ beobachtet werden.

ANMERKUNGEN ZUR SIMULATION

Aus den Simulationen ergibt sich, dass der Temperaturgradient über die Barrierenschicht linear mit der Temperatur der Heizleitung ansteigt. Bei einer Temperatur der Heizleitung von $T_{HL} = 324 \text{ K}$ stellt sich über die Barriere ein Temperaturunterschied von $\Delta T_{MTJ} = 45 \text{ mK}$ ein. Die Ergebnisse der Simulation sind die Grundlage für die Berechnung des Seebeck-Koeffizienten in den späteren thermoelektrischen Messungen. Im Folgenden sollen die Grenzen der Simulation diskutiert werden, die den qualitativen und quantitativen Verlauf der Temperaturverteilung und damit die Temperaturdifferenz über die Barriere beeinflussen.

Grundlage der Simulation ist das Fouriersche Gesetz der Wärmeleitung, welches den rein diffusiven Wärmetransport in makroskopischen Systemen beschreibt. Die Wärmeleitfähigkeit κ ist dabei unabhängig von der Größe der Struktur. Reduziert sich allerdings die Größe des Systems auf die Mikro- oder Nanometerskala, so sind die Welleneigenschaften der Elektronen und Phononen zu beachten. Ist die Strukturgröße kleiner als die freie Weglänge der Teilchen, so ist der Transport von Wärme durch Elektronen und Phononen aufgrund ihrer Welleneigenschaften nicht mehr rein diffusiv sondern teilweise ballistisch. Konsequenz dessen ist, dass die Beschreibung der Wärmeverteilung durch das Fouriersche Gesetz der Wärmeleitung in Nanostrukturen inadäquat ist. Ebenso verhält es sich mit dem Wärmetransport auf kurzen Zeitskalen. Das Fouriersche Gesetz setzt eine unendlich hohe Propagationsgeschwindigkeit der Wärmewelle voraus. Aus der Wärmeleitungsgleichung geht hervor, dass sich große Temperaturänderungen am schnellsten ausgleichen. Das heißt, dass sich Temperaturunterschiede unmittelbar im System ausbreiten und sich eine stetige Temperaturverteilung im System ergibt. Es zeigt sich, dass auf kurzen Zeit- und Längenskalen die Wärmeverteilung Unstetigkeiten aufweist und dass für einen rein ballistischen Transport die Wärmeleitung besser durch die Wärmestrahlung beschrieben werden kann [117].

Ein anderer Gesichtspunkt sind thermische Grenzflächenwiderstände, die in Nanostrukturen, besonders aber in Multilagenstrukturen einen dominanten Beitrag zur Wärmeleitung liefern [118]. Der Grund dafür ist, dass sich die zwei Vermittler der Wärme, Elektronen und Phononen, an Grenzflächen unterschiedlich verhalten, was zu Unstetigkeiten im Temperaturverlauf an den Grenzflächen führen kann. Speziell an Grenzflächen zwischen Metallen und Isolatoren muss der elektronische Wärmetransport von dem phononischen Wärmetransport getrennt behandelt werden. Der gesamte thermische Widerstand der Grenzfläche setzt sich dann zusammen aus dem Anteil des thermischen Widerstands des Metalls, des Isolators und Beiträgen durch Elektronen-Phononen- und Phononen-Phononen-Wechselwirkung an

der Grenzfläche [119, 120]. Im Gegensatz zu tiefen Temperaturen spielen Grenzflächeneffekte bei Raumtemperatur eine untergeordnete Rolle. Daher ist die Modellierung der Wärmeverteilung durch die Wärmeleitungsgleichung in erster Näherung angemessen. Die obigen Effekte können lediglich zu einer Verschlechterung der Wärmeleitung führen und somit zu einer Erhöhung des Temperaturgradienten über die Tunnelbarriere. Die Ergebnisse der Simulation liefern somit nur eine untere Grenze in der Temperaturdifferenz über die Tunnelbarriere.

Im folgenden Kapitel werden die magneto-thermoelektrischen Messungen an MTJs vorgestellt. Magneto-thermoelektrische Messungen sind Messungen der thermoelektrischen Größen, wie der thermoelektrischen Spannung und des thermoelektrischen Stroms, in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Solche magneto-thermoelektrischen Messungen sind bereits an magnetischen Multilagen [24, 25], Nanodrähten [121] sowie Nanopartikeln [122, 123, 124] durchgeführt worden. In diesen Experimenten zeigte sich, dass sich durch Selektion des Elektronenspins auch die thermoelektrischen Eigenschaften verändern lassen.

Zunächst werden die Messungen der thermoelektrischen Spannung vorgestellt. Mit der gemessenen und simulierten Temperaturverteilung aus Kapitel 5 wird der spinabhängige Seebeck-Koeffizient in den untersuchten MTJs bestimmt. Zusätzlich wird gezeigt, dass die Winkelabhängigkeit der thermoelektrischen Spannung im Zusammenhang mit dem TMR-Verhältnis steht. Des Weiteren werden Messungen des thermoelektrischen Stroms vorgestellt. Diese Messungen des thermoelektrischen Stroms wurden an einem zweiten Satz Proben mit lediglich 85 nm Dielektrikums zwischen HL und TC durchgeführt. Mit der geringeren Schichtdicke des Dielektrikums zeigt sich auch eine zunehmende Erhöhung der mittleren Temperatur in der MTJ und die damit verbundene Reduktion des TMR und der thermoelektrischen Spannung. Abschließend wird gezeigt, dass sich die experimentell bestimmten, elektrischen und thermoelektrischen Größen mittels der Onsagerschen phänomenologischen Gleichungen für Transportphänomene beschreiben lassen.

6.1 THERMOELEKTRISCHE SPANNUNG

Eine Prinzipskizze des Messaufbaus ist in Abbildung 30 abgebildet. Der thermische Gradient entlang der MTJ wird durch Anlegen eines Gleich- bzw. Wechselstroms mit einer Amplitude bzw. einem Effektivwert von I_{heat} an die Heizleitung generiert. Die thermoelektrische Spannung V_{TP} wird zwischen TC und BC der MTJ für verschiedene Heizleistungen P_{heat} in Abhängigkeit des in der Schichtebene angelegten Magnetfeldes $\mu_0 \vec{H}_{\text{static}}$ gemessen. Eine positive thermoelektrische Spannung entspricht einem positiven Potential am Pluspol. Für DC-Heizströme wird die thermoelektrische Spannung mit einem Nanovoltmeter (Keithley 182) gemessen. Im Fall eines AC-

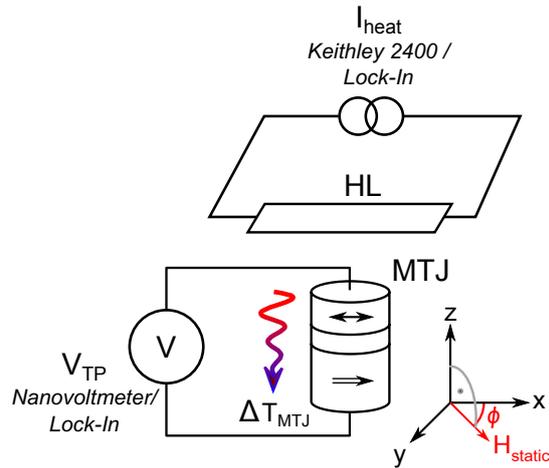


Abbildung 30: Prinzipskizze des experimentellen Messaufbaus zur Messung der thermoelektrischen Spannung. Im DC-Fall wird mit einem DC-Stromquelle geheizt und V_{TP} mit einem Nanovoltmeter gemessen. Im AC-Fall wird mit einem AC-Strom geheizt und V_{TP} mit einem Lock-In Verstärker gemessen.

Stroms $I_{AC}(t) = \sqrt{2}I_{heat} \cos(\omega t)$ mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot f$ entspricht die eingespeiste Heizleistung:

$$P_{heat}(t) = I_{AC}^2(t) \cdot R_{HL} = I_{heat}^2 R_{HL} \cdot (1 + \cos(2 \cdot \omega \cdot t)) \quad (73)$$

Die Temperatur der Heizleitung ist proportional zu P_{heat} und ändert sich mit der gleichen Frequenz wie das Leistungssignal:

$$T_{HL}(t) = T_0 + \Delta T_{HL} \cdot (1 + \cos(2 \cdot \omega \cdot t + \phi)) \quad (74)$$

Daher wurde für AC-Heizströme mit einer Frequenz von $f = 80$ Hz das thermoelektrische Signal V_{TP} auf der zweiten Harmonischen von I_{AC} mit einem Lock-In Verstärker (SR 830) gemessen. Das durch den Heizstrom generierte Magnetfeld wurde im DC-Fall mit einem zusätzlichen externen Feld senkrecht zur Heizleitung kompensiert. Im AC-Fall ist solch eine Kompensation nicht möglich gewesen (siehe Abschnitt 5.1). Im AC-Fall wurde V_{TP} im wohldefinierten parallelen und antiparallelen Zustand ($\mu_0 H_{static} = \pm 30$ mT und $\phi = 0^\circ$) gemessen. In diesem Fall ist der Einfluss des AC-Feldes in erster Näherung vernachlässigbar. Entsprechend spiegeln die Messwerte für AC-Heizleistungen einen Mittelwert über mehrere Perioden des zusätzlichen Magnetfeldes der Heizleitung wieder. Der Vorteil der Lock-In Technik liegt in einer Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnis.

Typische Messergebnisse der thermoelektrischen Spannung sind in Abbildung 31 b für drei verschiedenen DC-Heizleistungen von $P_{heat} = 21, 38$ und 58 mW abgebildet. Den TMS-Minorloops ist zum Vergleich die entsprechende TMR-Minorloop in Abbildung 31 a gegenübergestellt. Die TMR- sowie die TMS-Minorloops wurden für eine kontinuierliche Variation des Magnetfeldes zwischen -30 mT $\leq \mu_0 H_{static} \leq$

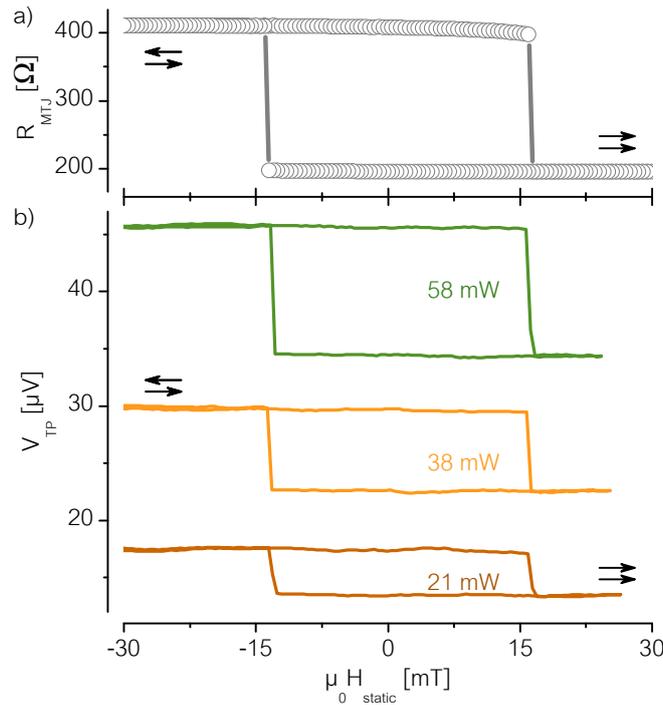


Abbildung 31: Magnetfeldabhängige TMR- und TMS-Minorloops einer untersuchten Probe. a) TMR-Minorloop entlang der leichten Achse der MTJ. b) TMS-Minorloop entlang der leichten Achse für verschiedene DC-Heizleistungen $P_{heat} = 21, 38$ und 58 mW mit kompensierten Heizleistungsfeld.

30 mT entlang der leichten Achse ($\phi_{static} = 0^\circ$) des FL aufgenommen, wobei bei den TMS-Messungen das Magnetfeld der Heizleitung kompensiert wurde. Der TMR ändert sich um 110 % beim Wechsel vom antiparallelen Zustand in den parallelen Zustand. Die scharf definierten Schaltfelder bei etwa ± 15 mT zeigen das domänenfreie Schalten der Magnetisierung der freien weichmagnetischen Schicht (FL). Die TMS-Minorloops in Abbildung 31 b zeigen das gleiche qualitative Verhalten wie der TMR. Mit zunehmender Heizleistung nimmt auch V_{TP} für den parallelen und antiparallelen Zustand zu. Die thermoelektrische Spannung $V_{TP,AP}$ im antiparallelen Zustand ist stets größer als im parallelen Zustand $V_{TP,P}$. Bei einer maximalen Heizleistung von $P_{heat} = 58$ mW wird im antiparallelen Zustand eine maximale thermoelektrische Spannung von $V_{TP,AP} = 46 \mu V$ erreicht. Das Schalten der Magnetisierung vom parallelen in den antiparallelen Zustand und umgekehrt führt zu einer maximalen Änderung in der thermoelektrischen Spannung von $\Delta V_{TP} = 11 \mu V$ bei $P_{heat} = 58$ mW. Die qualitative Übereinstimmung zwischen TMR- und TMS-Minorloops ist nicht verwunderlich, da der parallele und antiparallele Zustand Gleichgewichtszustände sind. Erst eine relative Veränderung der Magnetisierungsorientierung führt zu einem Wechsel der Spinkonfiguration und so zu einer Veränderung der Transporteigenschaften. Die

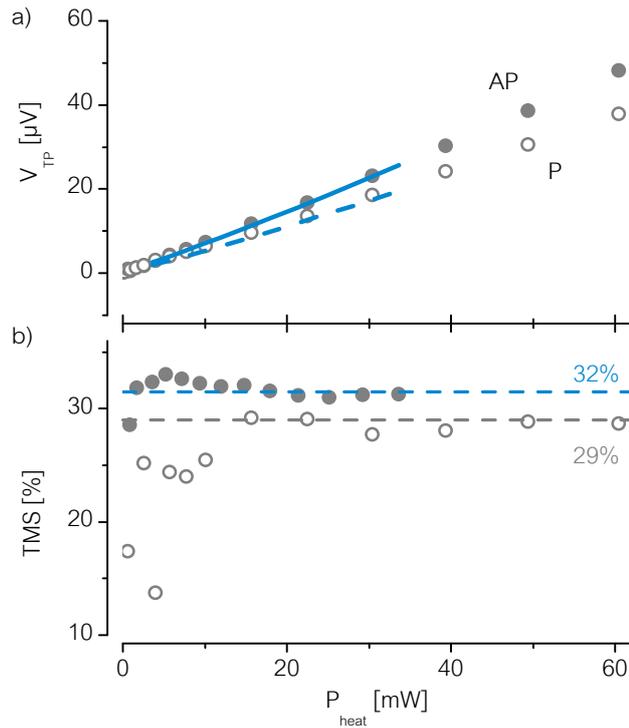


Abbildung 32: a) V_{TP} als Funktion von P_{heat} für AC- (Linien) und DC-Messungen (Symbole) im parallelen (P, offene Kreise bzw. gestrichelte Linie) und antiparallelen (AP, geschlossene Kreise bzw. kompakte Linie) Zustand. b) TMS-Verhältnis in Abhängigkeit von P_{heat} für AC- (gefüllte Kreise) und DC-Messungen (offenen Kreise).

Koerzitivfelder in den thermoelektrischen Messungen zeigen ebenfalls ein eindomäniges Schalten der Magnetisierung. Eine signifikante Veränderung der Koerzitivfelder während der thermoelektrischen Messungen wurde nicht festgestellt, weshalb ein thermisch induziertes Schalten oder ein Einfluss der Temperatur auf die magnetische Ordnung zu vernachlässigen ist. Das Schaltverhalten von V_{TP} ist auch bei den niedrigen Heizleistungen zu beobachten.

In Abbildung 32 a sind die Werte für $V_{\text{TP,P}}$ im parallelen Zustand und $V_{\text{TP,AP}}$ im antiparallelen Zustand ($\mu_0 H_{\text{static}} = \pm 30 \text{ mT}$ und $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$) über der Heizleistung abgetragen. Die Symbole in Abbildung 32 a repräsentieren die Werte der DC-Messungen und die Linien zeigen die Ergebnisse der AC-Messungen. Die Werte der DC-Messungen für $V_{\text{TP,P}}$ (offene Kreise) und $V_{\text{TP,AP}}$ (gefüllte Kreise) wurden aus den TMS-Loops entnommen. Bei den AC-Messungen wurden $V_{\text{TP,P}}$ (gestrichelte Linie) und $V_{\text{TP,AP}}$ (kompakte Linie) im wohldefinierten parallelen und antiparallelen Zustand, das heißt bei $\mu_0 H_{\text{static}} = \pm 30 \text{ mT}$ und $\phi_{\text{static}} = 0^\circ$ aufgenommen. Die maximale Heizleistung im AC-Fall betrug lediglich 34 mW. Zwischen beiden Messmethoden ist eine gute Übereinstimmung in den Mess-

gebnissen zu erkennen. Die thermoelektrischen Spannung $V_{TP,P}$ und $V_{TP,AP}$ skalieren linear mit P_{heat} und entsprechend mit dem Temperaturgradienten über der Tunnelbarriere, wobei die thermoelektrische Spannung $V_{TP,AP}$ stets größer ist als $V_{TP,P}$.

Unter der Annahme einer für den P und AP Zustand gleichen Temperaturdifferenz ΔT_{MTJ} ergibt sich das TMS-Verhältnis aus Gleichung 62 zu

$$\text{TMS} = \frac{V_{TP,AP} - V_{TP,P}}{V_{TP,P}}. \quad (75)$$

Das aus den DC- (offene Symbole) und AC-Messungen (gefüllte Symbole) ermittelte TMS-Verhältnis in Abhängigkeit von P_{heat} ist in Abbildung 32 b dargestellt. Für kleinere DC-Heizleistungen ist eine große Schwankung in den TMS-Verhältnissen zu erkennen. Die Abweichungen in den DC-Messungen für $P_{\text{heat}} \leq 20 \text{ mW}$ sind eine Folge von Offsetspannungen verschiedener, unkorrelierter Quellen, die bei DC-Messungen stärker zum Tragen kommen als bei Lock-In Messungen. Die Werte der DC-Messungen nähern sich für zunehmende Heizleistungen den Werten der AC-Messung an. Im Mittel ergibt sich bei den AC-Messungen eine relative Änderung in der thermoelektrischen Spannung von $\text{TMS} \approx 32\%$ bei Umkehr der Magnetisierungsorientierung. Im Fall der DC-Messungen werden Werte von $\text{TMS} \approx 29\%$ bei $P_{\text{heat}} \geq 20 \text{ mW}$ erreicht. Im Rahmen der Messunsicherheit können die TMR- und TMS-Verhältnisse aus den AC- und DC-Messungen als übereinstimmend angesehen werden.

Ein gleiches qualitatives Verhalten zeigen TMR und TMS auch in ihrer Winkelabhängigkeit. In Abbildung 33 a und 33 b sind die Messungen von TMR und V_{TP} in Abhängigkeit vom Winkel ϕ_{FL} zwischen der Magnetisierung des freien Layers und des Referenzlayers gezeigt. Die Amplitude des Magnetfeldes wurde mit $\mu_0 H_{\text{static}} = 30 \text{ mT}$ größer als die Koerzitivfeldstärke von $\mu_0 H_k \approx 15 \text{ mT}$ gewählt, so dass von einer kohärenten Rotation der Magnetisierung des FL ausgegangen werden kann. Der Gleichgewichtswinkel ϕ_{FL} ergibt sich nach Korrektur der Anisotropiebeiträge. Wie auch schon in den TMS-Minorloops zeigt sich, dass im parallelen Zustand ($\phi_{\text{FL}} = 0^\circ$) die thermoelektrische Spannung kleiner als im antiparallelen Zustand ($\phi_{\text{FL}} = \pm 180^\circ$) ist. Zwischen beiden Gleichgewichtszuständen zeigt die thermoelektrische Spannung eine in etwa kosinusförmige Abhängigkeit von ϕ_{FL} . Die in den winkelabhängigen Messungen des TMR eingezeichnete blaue Linien stellt die Anpassung der Messdaten durch das Slonczewski-Modell dar (siehe Kapitel 4.5, Gleichung 9). Aus der Anpassung der Widerstandsmessung ergibt sich ein TMR-

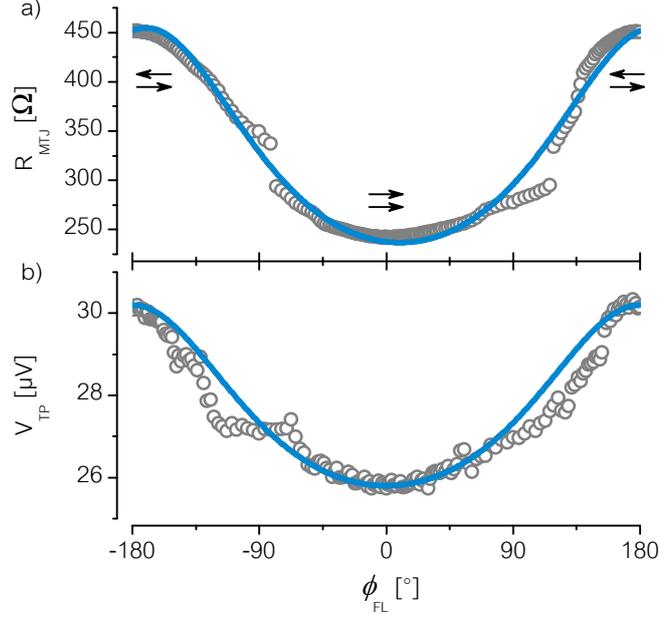


Abbildung 33: a) TMR-Messungen (Symbole) in Abhängigkeit des Winkels des FL bezüglich des RL (externes Magnetfeld mit einer Amplitude von $\mu_0 H_{static} = 30 \text{ mT}$). b) Entsprechende TMS Messungen (Symbole) für dieselbe Magnetfeldkonfiguration. Die TMS Kurve wurde bei einer AC-Heizleistung von $P_{heat} = 35.2 \text{ mW}$ aufgenommen. Die Linien in a) und b) repräsentieren die Anpassung der Messdaten an die theoretischen Modelle.

Verhältnis von 117%. Die winkelabhängige Messung der thermoelektrischen Spannung wird durch [44]

$$\begin{aligned}
 V_{TP}(\phi_{FL}) = & \frac{V_{TP,P} \text{TMR} + V_{TP,P} + V_{TP,AP}}{\text{TMR} + 2 + \text{TMR} \cos(\phi_{FL})} + \\
 & + \frac{V_{TP,P} \text{TMR} + V_{TP,P} - V_{TP,AP}}{\text{TMR} + 2 + \text{TMR} \cos(\phi_{FL})} \cos(\phi_{FL})
 \end{aligned} \tag{76}$$

beschrieben. Es zeigt sich, dass die Winkelabhängigkeit des TMS unter Berücksichtigung des TMR-Verhältnisses in weiten Winkelbereichen sehr gut durch Gleichung 76 beschrieben werden kann. Abweichungen zeigen sich nur in der Nähe des Schaltens der Magnetisierung über die harte Achse. Hier kommt es vermutlich zur Bildung von mehrdomänen magnetischen Zuständen im FL, die vom monodomänen Modell nicht beschrieben werden. Diese Messung bestätigt somit die theoretische Vorhersage, dass aus der Winkelabhängigkeit der thermoelektrischen Spannung auf das TMR-Verhältnis geschlossen werden kann [44].

Tabelle 3: Zusammenfassung der thermoelektrischen und magnetoelektrischen Eigenschaften der untersuchten MTJs: R_P Widerstand im parallelen Zustand, TMR-Verhältnis, TMS-Verhältnis und ΔS_{MTJ} spinabhängiger Seebeck-Koeffizient.

| MTJ | R_P [Ω] | TMR [%] | TMS [%] | TMS_{MTJ} [%] | ΔS_{MTJ} [$\mu V K^{-1}$] |
|-----|-----------------------|------------|------------|--------------------|--|
| 1 | 322 | 79 | 32 | - | 250 ± 40 |
| 2 | 243 | 88 | 17 | 72 | 120 ± 20 |
| 3 | 195 | 110 | 32 | 90 | 270 ± 40 |
| 4 | 389 | 134 | 41 | - | 390 ± 60 |
| 5 | 397 | 137 | 30 | - | 210 ± 30 |
| 6 | 213 | 116 | 37 | - | 330 ± 50 |
| 7 | 216 | 88 | 9 | - | 60 ± 10 |
| 8 | 207 | 95 | 31 | - | 190 ± 50 |

6.2 AUSWERTUNG DER ERGEBNISSE

Derartige Messungen des TMS wurden an mehreren, nominell identischen, magnetischen Tunnelbarrieren wiederholt. Die charakteristischen Größen wie der Widerstand im parallelen Zustand, das TMR-Verhältnis, das TMS-Verhältnis und der daraus abgeleitete spinabhängige Seebeck-Koeffizient sind für die untersuchten Proben in Tabelle 3 zusammengefasst. In den Proben ist die Heizleitung durch 160 nm Ta_2O_5 von der oberen elektrischen Zuleitung getrennt. Für jede Probe wurden TMR- und TMS-Minorloops entlang der leichten Achse für verschiedene Heizleistungen sowie winkelabhängige Messungen durchgeführt. Alle untersuchten Proben zeigen das gleiche qualitative Verhalten. Die Magnetfeldabhängigkeit der thermoelektrischen Spannung einer MTJ ist analog zum Verhalten des TMR. Beide Größen, $V_{TP,AP}$ und $V_{TP,P}$, skalieren linear mit der umgesetzten Heizleistung und daher mit der Temperaturdifferenz ΔT_{MTJ} über der Tunnelbarriere. Unabhängig von der Heizleistung ist die thermoelektrische Spannung im antiparallelen Zustand stets größer als im parallelen Zustand.

Basierend auf diesen magneto-thermoelektrischen Messungen und den aus den Simulationen der Wärmeverteilung ermittelten Temperaturdifferenzen über der MTJ kann der spinabhängige Seebeck-Koeffizient

$$\Delta S_{MTJ} = S_{AP} - S_P = \frac{V_{TP,AP} - V_{TP,P}}{\Delta T_{MTJ}} = \frac{\Delta V_{TP}}{\Delta T_{MTJ}} \quad (77)$$

berechnet werden. S_P und S_{AP} sind die Seebeck-Koeffizienten im parallelen und antiparallelen Zustand, unter der Annahme einer für

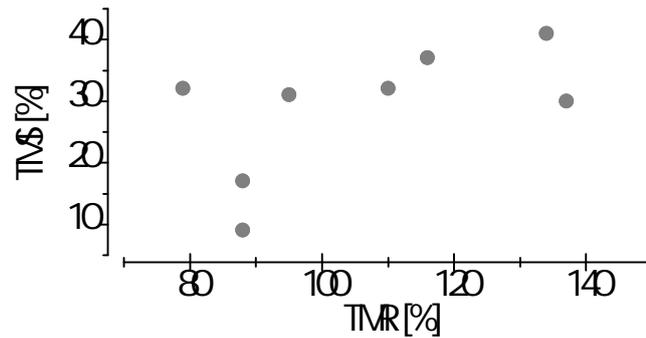


Abbildung 34: Die relative Veränderung der thermoelektrischen Spannung als Funktion der relativen Veränderung des elektrischen Widerstandes.

den parallelen und antiparallelen Zustand konstanten Temperaturdifferenz ΔT_{MTJ} . Eine Mittelung über die nominell identischen Proben ergibt einen spinabhängigen Seebeck-Koeffizienten von $\Delta S_{\text{MTJ}} = 227 \mu\text{V K}^{-1}$ mit einer Standardabweichung von $107 \mu\text{V K}^{-1}$. Dieser Wert ist in der Größenordnung mit dem Wert von $150 \mu\text{V K}^{-1}$ aus *ab initio* Berechnungen für MgO basierte MTJs mit Fe und Co Elektroden vergleichbar [13]. Der spinabhängige Seebeck-Koeffizient ist mit einer großen Unsicherheit belegt. Der dominante Beitrag zum Unsicherheitsbudget ist der Fehler in der Bestimmung des Temperaturgradienten. Sowohl die Unsicherheit bei den resistometrischen Messungen der Temperatur wie auch die Unsicherheit in der Simulation ergeben einen Beitrag von 40 %. Ein zusätzlicher Beitrag resultiert aus der tatsächlichen Zusammensetzung der einzelnen Proben. Trotz gleicher Herstellungsbedingungen variieren einige Materialparameter wie die Dicke der einzelnen Schichten, die effektiven Barrierendicke oder die Geometrie. *Ab initio* Berechnungen für MgO basierte MTJs haben gezeigt, dass der spinabhängige Seebeck-Koeffizient zudem sehr sensitiv auf Grenzflächeneffekte und Materialkompositionen reagiert [77].

Nach Tabelle 3 zeigen die untersuchten MTJs TMR-Verhältnisse von 79 %-137 % bei einem Flächenwiderstand von $\sim 17 \Omega \mu\text{m}^2$. Die relative Veränderung der Thermospannung liegt zwischen 9 % und 41 %. Trotz unterschiedlicher Mechanismen stehen beide Phänomene im Zusammenhang über den spinabhängigen Transport von Ladung. In Abbildung 34 ist das TMS-Verhältnis als Funktion des TMR-Verhältnisses veranschaulicht. Anders als die theoretische Beschreibung und der experimentelle Nachweis des TMS-Effektes vermuten lassen, zeigt sich zwischen TMR- und TMS-Verhältnis kein funktionaler Zusammenhang. Die Ursache für den Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt ist eine asymmetrische Verteilung der Zustandsdichten um die Fermienergie. Ist diese Asymmetrie in der Zustandsdichte für Majoritäts- und Minoritätselektronen unterschiedlich, so ergibt sich ein spinabhängiger Seebeck-Effekt. Dagegen ist der TMR-Effekt le-

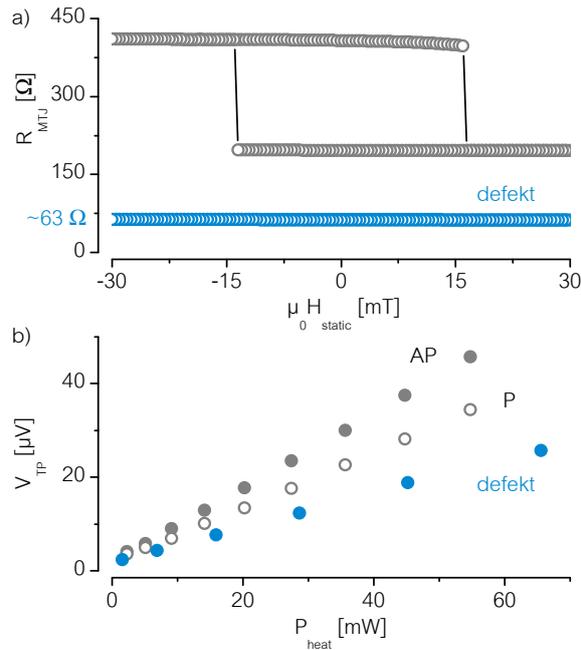


Abbildung 35: a) TMR-Minorloop entlang der leichten Achse (TMR $\sim 110\%$) einer unbeschädigten Probe (graue Symbole) und nach Zerstörung der Tunnelbarriere (blaue Symbole). b) Die thermoelektrische Spannung in Abhängigkeit von der Heizleistung im P- und AP-Zustand an der unbeschädigten Probe (graue Symbole) und nach Zerstörung der Barrierenschicht (blaue Symbole).

diglich von dem Unterschied in der Zustandsdichte beider Spinkanäle an der Fermikante abhängig. Daher ist es theoretisch auch möglich bei verschwindenden TMR-Effekt einen Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt und umgekehrt, bei verschwindenden TMS-Effekt einen TMR-Effekt, zu messen [13].

Zu beachten ist, dass die gemessenen thermoelektrischen Spannungen Beiträge aus den Zuleitungen und den übrigen metallischen Layern der MTJ enthalten. Um diesen Untergrund zu bestimmen sind einige Tunnelbarrieren gezielt zerstört worden. Bei Stromdichten im Bereich von 10^8 A cm^{-2} bzw. Spannungen zwischen 1 – 2 V kommt es zur Zerstörung der Barrierenschicht. Die genaue Durchbruchspannung ist von Probe zu Probe verschieden und hängt von intrinsischen Eigenschaften der Probe, wie der Beschaffenheit der Barrierenschicht, und extrinsischen Eigenschaften, wie der Polarität und Anstiegszeit der angelegten Spannung, ab [125, 126]. Bei Überschreiten der Durchbruchspannung bilden sich in der Barrierenschicht mikroskopische Leitungskanäle, sogenannte Pinholes [127, 128]. In diesem Fall reduziert sich der elektrische Widerstand der hier untersuchten Tunnellelemente auf etwa 60Ω und ein TMR-Effekt ist nicht mehr beobachtbar (siehe Abb. 35 a). In den zerstörten MTJs ist dennoch eine thermoelek-

trische Spannung $V_{TP,defekt}$ messbar. Wie in Abbildung 35b dargestellt, ist $V_{TP,defekt}$ unabhängig vom Magnetfeld und skaliert linear mit der Heizleistung. $V_{TP,defekt}$ kann somit zur Abschätzung der Beiträge aller nichtmagnetischen Schichten zum Seebeck-Koeffizienten der MTJ verwendet werden. Zieht man diese nichtmagnetischen Beiträge von V_{TP} ab, so ergibt sich

$$TMS_{MTJ} = \frac{\Delta V_{TP}}{V_{TP,P} - V_{TP,defekt}}. \quad (78)$$

TMS_{MTJ} sollte somit einen verbesserten Messwert des TMS-Verhältnisses der CoFeB/MgO/CoFeB MTJs liefern. Für TMS_{MTJ} ergibt sich für die Proben MTJ-2 und MTJ-3 (vgl. Tabelle 3) eine deutlich höhere relative Änderung der thermoelektrischen Spannung von 72 % bzw. 90 %. Unter Berücksichtigung des Referenzabzugs in der thermoelektrischen Spannung ergibt sich der Seebeck-Koeffizient für den parallelen und antiparallelen Zustand zu

$$S_{(P,AP)} = \frac{V_{TP,(P,AP)} - V_{TP,defekt}}{\Delta T_{MTJ}}. \quad (79)$$

Daraus ergeben sich Seebeck-Koeffizienten für die Probe MTJ-2 von $S_P = 166 \mu\text{V K}^{-1}$ sowie $S_{AP} = 284 \mu\text{V K}^{-1}$ und für die Probe MTJ-3 $S_P = 379 \mu\text{V K}^{-1}$ sowie $S_{AP} = 651 \mu\text{V K}^{-1}$. Allerdings resultiert die Zerstörung der Tunnelbarriere durch eine elektrische Überlastung nicht in einer zuverlässigen und reproduzierbaren „Beseitigung“ der Tunnelbarrierschicht. Hierfür müssten Referenzproben ohne Tunnelbarrieren gewachsen werden an denen der Beitrag der Zuleitung sowie der anderen metallischen Schichten ermittelt werden kann. Derartige Proben standen im Rahmen der Arbeit nicht zur Verfügung.

6.3 THERMOELEKTRISCHER STROM

* Tunnel
Magneto
Thermal
Current

Der Temperaturgradient über die Tunnelbarriere treibt auch einen elektrischen Strom I_{TP} . Dieser thermisch induzierte Strom (TMTC*) kann in einem kurzgeschlossenen Stromkreis mit einem Amperemeter gemessen werden. Der thermoelektrische Strom zeigt ähnlich V_{TP} eine Abhängigkeit von der magnetischen Konfiguration der MTJ.

Der experimentelle Aufbau entspricht im Prinzip dem Aufbau zur Messung der thermoelektrischen Spannung (Abb. 30). Der thermische Gradient über die Tunnelbarriere wird, wie im vorhergehenden Abschnitt, durch resistives Heizen der Mikrostreifenleitung erzeugt. Anders als bei den vorangegangenen Messungen der thermoelektrischen Spannung ist die Heizleitung bei den für diese Experimente verwendeten Proben durch 85 nm Ta_2O_5 von der oberen elektrischen Zuleitung des MTJ getrennt. Zum Heizen wurden DC-Heizströme bis zu $I_{heat} = 110 \text{ mA}$ verwendet wurden. Dies entspricht einer elektrischen Heizleistung von bis zu $P_{heat} = 124 \text{ mW}$. Der thermisch

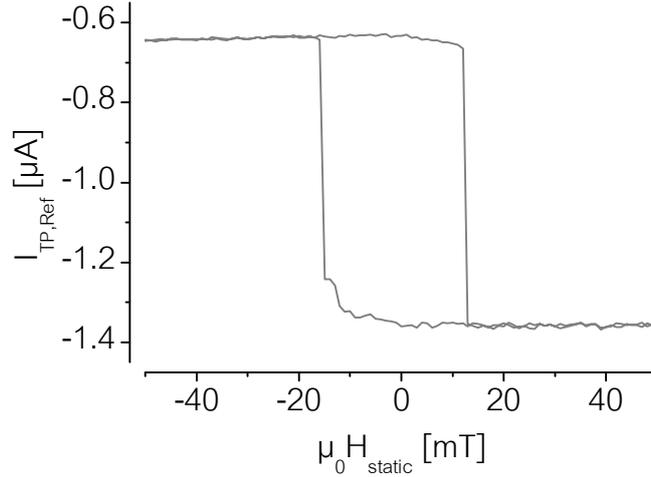


Abbildung 36: Referenzmessung des thermoelektrischen Stroms bei $P_{heat} = 0 \text{ mW}$.

generierte Strom I_{TP} wurde zwischen TC und BC mit einem Elektrometer (Keithley 6514) gemessen. Das externe Magnetfeld wurde entlang der leichten Achse von $\mu_0 H_{static} = \pm 50 \text{ mT}$ durchgeführt. Wie bereits beschrieben, wurde das um die Heizleitung generierte Feld durch ein geeignetes externes Feld kompensiert.

Bei den Messungen des thermoelektrischen Stroms im Bereich von Sub-Mikroampere muss der Einfluss des Elektrometers auf die Strommessung berücksichtigt werden. Den größten Beitrag zum Fehler in der Strommessung liefert die durch den Shunt-Widerstand im Messgerät verursachte Offsetspannung V_{burden} . Unter Berücksichtigung dieser Offset-Spannung ergibt sich der gemessene Strom I_{meas} zu [129]:

$$I_{meas} = \frac{V_{TP} - V_{burden}}{R_{MTJ}} = I_{TP,Ref} + I_{TP} \quad (80)$$

In Abwesenheit eines thermischen Gradienten ($V_{TP} = 0$) ergibt sich als Konsequenz von V_{burden} ein Offsetstrom. Die Messung des Offsetstroms bei $P_{heat} = 0 \text{ mW}$ ist in Abbildung 36 gezeigt. Die Größenordnung des Offsetstroms liegt im Bereich von $-1 \mu\text{A}$. Die Abhängigkeit des Offsetstroms vom Magnetfeld resultiert aus der Abhängigkeit vom angeschlossenen Lastwiderstand (vgl. Gl. 80), welcher sich beim Schalten der Magnetisierung ändert. Die Messung des Offsetstroms bei $P_{heat} = 0 \text{ mW}$ dient im Folgenden als Referenzmessung.

Die Ergebnisse der Messungen des thermisch getriebenen Stroms I_{TP} nach Abzug der Referenzmessung und Korrektur des durch I_{heat} generierten Magnetfeldes sind in Abbildung 37a für drei verschiedenen Heizleistungen von $P_{heat} = 9, 48$ und 124 mW abgebildet. Ähnlich den TMR- und TMS-Messungen zeigt sich auch hier eine Hysterese und eine Veränderung der thermoelektrischen Größe bei Um-

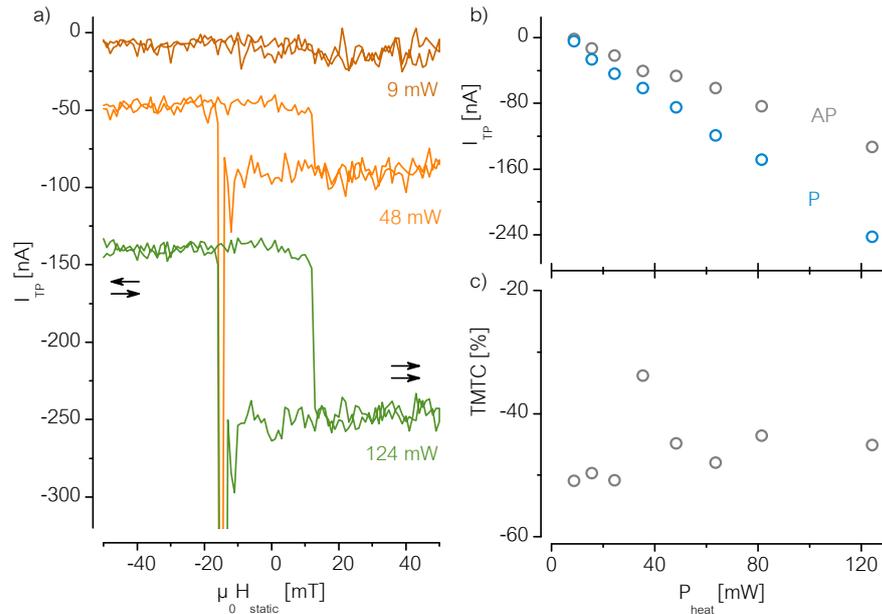


Abbildung 37: Experimentelle Ergebnisse des thermoelektrischen Stroms. a) TMTC-Minorloops entlang der leichten Achse bei verschiedenen Heizleistungen. b) Der thermoelektrische Strom für den parallelen (blau) und antiparallelen Zustand (grau) in Abhängigkeit der Heizleistung. c) TMTC-Verhältnis in Abhängigkeit der Heizleistung.

magnetisierung des freien Layers. Gegenüber der thermoelektrischen Spannung sind die Amplituden des thermoelektrischen Stroms negativ. Wie auch die TMS-Minorloops zeigen die TMTC-Minorloops mit zunehmender Heizleistung eine Zunahme in der mittleren Amplitude. Die in den Kurven auftretenden Überhöhungen in I_{TP} beim $P \rightarrow AP$ Übergang sind Artefakte durch den Abzug der Referenzmessung bei $P_{heat} = 0$ mW als Resultat einer Temperaturerhöhung in der MTJ. Auf diese Temperaturerhöhung wird später noch genauer eingegangen.

In Abbildung 37 b sind die aus den TMTC-Minorloops entnommenen Werte von I_{TP} für den parallelen und $I_{TP,P}$ und antiparallelen Zustand $I_{TP,AP}$ über der Heizleistung abgetragen. Die Werte steigen linear mit der Heizleistung von $I_{TP,P} = -4$ nA bzw. $I_{TP,AP} = -2$ nA bei $P_{heat} = 9$ mW zu $I_{TP,P} = -242$ nA bzw. $I_{TP,AP} = -133$ nA bei $P_{heat} = 124$ mW an. Dies entspricht einer maximalen Änderung im thermoelektrischen Strom von $\Delta I_{TP} = 109$ nA bei $P_{heat} = 124$ mW. Im Gegensatz zum Verhalten von V_{TP} gilt über den gesamten Bereich der Heizleistung $|I_{TP,AP}| < |I_{TP,P}|$. Definiert man analog zum TMR- und TMS-Verhältnis ein TMTC-Verhältnis zur Beschreibung der relati-

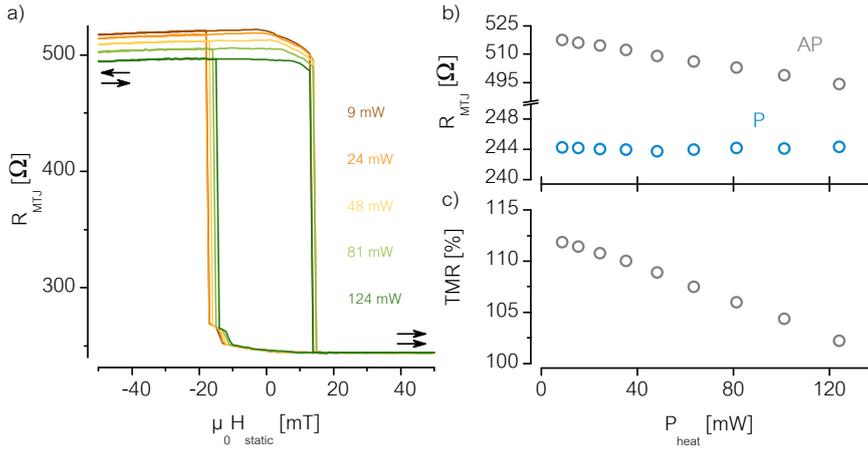


Abbildung 38: a) TMR-Minorloops entlang der leichten Achse bei verschiedenen Heizleistungen. b) Widerstand im P (blaue Kreise) und AP Zustand (graue Kreise) in Abhängigkeit der Heizleistung. c) TMR-Verhältnis in Abhängigkeit der Heizleistung.

ven Veränderung des thermoelektrischen Stroms zwischen paralleler und antiparalleler Orientierung

$$TMTC = \frac{I_{TP,AP} - I_{TP,P}}{I_{TP,P}}, \quad (81)$$

so ergeben sich aufgrund der kleineren Werte im antiparallelen Zustand negative TMTC-Verhältnisse. Die TMTC-Verhältnisse sind in Abbildung 37 über der Heizleistung abgetragen. Gemittelt über alle Heizleistungen ergibt sich ein TMTC-Verhältnis von $TMTC \sim -46\%$.

Zusätzlich wurden an dieser Probe TMR- und TMS-Messungen bei verschiedenen Heizleistungen durchgeführt. Das externe Magnetfeld wurde dabei entlang der leichten Achse des FL von $\mu_0 H_{static} = \pm 50$ mT durchgeföhrt. Ziel dieser Messungen ist es die thermoelektrischen Größen V_{TP} und I_{TP} sowie die elektrische Größe R_{MTJ} formal mit den Gesetzen der Thermodynamik irreversibler Prozesse zu beschreiben.

In Abbildung 38 a) sind zunächst wieder die TMR-Minorloops entlang der leichten Achse für verschiedene Heizleistungen gezeigt. Zu erkennen ist die erhebliche Veränderung des Widerstandes im AP Zustand mit steigender Heizleistung während der Widerstand im P Zustand keine signifikante Veränderung zeigt. Dieses Verhalten ist auf eine Temperaturerhöhung in der magnetischen Tunnelbarriere mit steigender Heizleistung zurückzuführen (vgl. Kapitel 4.6). Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer Verringerung des TMR-Verhältnisses, was vorwiegend bedingt ist durch eine starke Temperaturabhängigkeit des Widerstandes im antiparallelen Zustand [48, 85, 86, 87]. Aufgrund der höheren Heizleistungen und der Halbierung der Dicke des Dielektrikums ist im Vergleich zu den vorhergehenden Messungen der thermoelektrischen Spannung an Proben mit

160 nm Dielektrikum eine Erhöhung der mittleren Temperatur in der Tunnelbarriere zu erwarten gewesen (vgl. Kapitel 5.3). Der in Abbildung 38b gezeigte Abfall des Widerstandes im AP Zustand um 23Ω kann für diesen Temperaturbereich als linear angesehen werden. Dagegen bleibt der Widerstand im P Zustand unabhängig von P_{heat} bei $\sim 244 \Omega$. Die aus der Abnahme von R_{AP} bedingte Reduktion des TMR-Verhältnis mit zunehmender Heizleistung um 10 % zeigt sich in Abbildung 38c. Aus den Vergleichsmessungen der TMR-Minorloops bei verschiedenen Temperaturen mit Hilfe der Suss PM-5 Wafer Probe Station (vgl. Kapitel 4.6) lässt sich bei dieser Probe und einer Heizleistung von $P_{\text{heat}} = 125 \text{ mW}$ eine Temperaturerhöhung von 50 K ableiten. Dieser Anstieg in der Temperatur ist deutlich höher als aus den Simulationen in Kapitel 5.3 zu erwarten wäre. Zudem ist die Erwärmung deutlich höher als die Temperatur der Heizleitung von $T_{\text{HL}} = 34 \text{ K}$ bei $P_{\text{heat}} = 125 \text{ mW}$ (vgl. Kapitel 5.2). Zu Erklärung dieser Diskrepanz sind folgende Aspekte zu berücksichtigen: Zum Ersten wurde variiert die Temperaturabhängigkeit von Probe zu Probe. Da die Temperaturkalibrierung an anderen Proben durchgeführt wurde stellt die Erwärmung von 50 K lediglich eine grobe Abschätzung dar. Des Weiteren kann es durch morphologische Veränderungen in der Heizleitung zu „Hot Spots“ kommen, die lokal zu einer höheren Temperatur führen.

Der Einfluss der Temperatur auf die Koerzitivfelder ist lediglich beim $P \rightarrow \text{AP}$ Übergang zu beobachten. Allerdings ist dieser gering, weshalb die Auswirkung der Temperaturerhöhung auf die Sättigungsmagnetisierung und die Austauschkopplungen der einzelnen Schichten bzw. zwischen den einzelnen Schichten vernachlässigt werden kann. Jedoch führt die Verschiebung der Koerzitivfelder zu den angesprochenen Überhöhungen in den TMTC-Minorloops in Abbildung 37 infolge des Referenzabzuges.

In Abbildung 39 sind die Ergebnisse der TMS-Messungen an dieser Probe abgebildet. Abbildung 39a zeigt die TMS-Minorloops für Heizleistungen von $P_{\text{heat}} = 9, 48, 81$ und 124 mW . Wie bereits bekannt ist, zeigen die TMS-Minorloops ein qualitativ ähnliches Verhalten wie die TMR-Minorloops. Die aus den Minorloops extrahierten Werte für $V_{\text{TP,P}}$ und $V_{\text{TP,AP}}$ sind in 39b über der Heizleistung abgetragen. Die thermoelektrische Spannung im AP Zustand ist größer als im P Zustand und beide skalieren linear mit der Heizleistung. Hier werden Wert von $V_{\text{TP,AP}} = 81.5 \mu\text{V}$ und $V_{\text{TP,P}} = 58.5 \mu\text{V}$ bei $P_{\text{heat}} = 124 \text{ mW}$ erreicht. Das daraus abgeleitete TMS-Verhältnis in Abbildung 39c zeigt eine Abnahme mit steigender Heizleistung von 55 % bei $P_{\text{heat}} = 9 \text{ mW}$ auf 39 % bei $P_{\text{heat}} = 124 \text{ mW}$. Ausgehend von der Reduktion des TMR-Verhältnisses aufgrund einer Temperaturerhöhung ist die Abnahme des TMS-Verhältnisses ebenfalls auf eine Temperaturerhöhung zurückzuführen. Tatsächlich wird eine derartige Temperaturabhängigkeit des Tunnelmagneto-Seebeck-Effekts

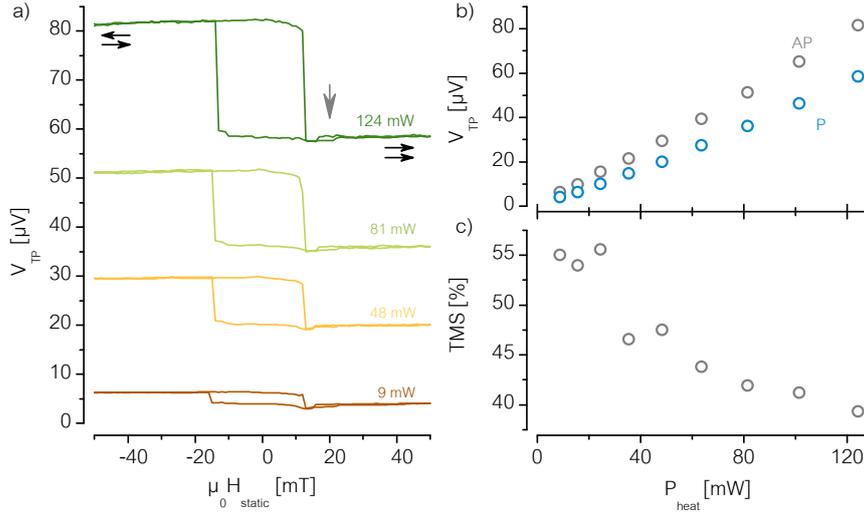


Abbildung 39: a) TMS-Minorloops entlang der leichten Achse bei verschiedenen Heizleistungen. b) Die thermoelektrische Spannung für den parallelen (blaue Kreise) und antiparallelen Zustand (graue Kreise) in Abhängigkeit der Heizleistung. c) TMS-Verhältnis in Abhängigkeit der Heizleistung.

durch *ab initio* Berechnungen in MgO Barrieren vorhergesagt, welche auf der energieabhängigen Transmissionswahrscheinlichkeit der tunnelnden Elektronen beruht [13]. Interessant ist, dass in der Messung der thermoelektrischen Spannung eine zusätzliche Hysterese im parallelen Zustand bei $\mu_0 H_{\text{static}} = 20$ mT (grauer Pfeil in Abbildung 39a) zu beobachten ist. Dies ist möglicherweise auf das Schalten einer Domäne in der SAF-Struktur zurückzuführen, welches durch die Widerstandsmessungen (Abb. 38a) nicht zu beobachten ist. Eventuell zeigt sich hier, dass der Seebeck-Effekt auch als eine sensitive Sonde der magnetischen Konfiguration genutzt werden kann.

Formal lassen sich die Ergebnisse der elektrischen und thermoelektrischen Messungen im Rahmen der Thermodynamik irreversibler Prozesse beschreiben [22, 69, 71]. Entsprechend der Onsagerschen phänomenologischen Gleichungen für Transportphänomene (vgl. Gl. 44) ergibt sich der Gesamtstrom I durch die Probe zu

$$I = G_{\text{MTJ}}V - G_{\text{MTJ}}S_{\text{MTJ}}\Delta T_{\text{MTJ}}. \quad (82)$$

Der erste Term auf der linken Seite von Gleichung 82 beschreibt den ohmschen Beitrag zum Gesamtstrom, hervorgerufen durch eine Spannung V und proportional zum Leitwert G_{MTJ} der MTJ. Der zweite Term beschreibt den thermoelektrischen Beitrag, hervorgerufen durch eine Temperaturdifferenz ΔT_{MTJ} und proportional zum Produkt aus Leitwert und Seebeck-Koeffizient.

Aus den Messungen der thermoelektrischen Spannung im offenen Stromkreis, d.h. bei $I = 0$ und $\Delta T_{\text{MTJ}} \neq 0$, folgt:

$$V_{\text{TP}} = S_{\text{MTJ}} \cdot \Delta T_{\text{MTJ}}. \quad (83)$$

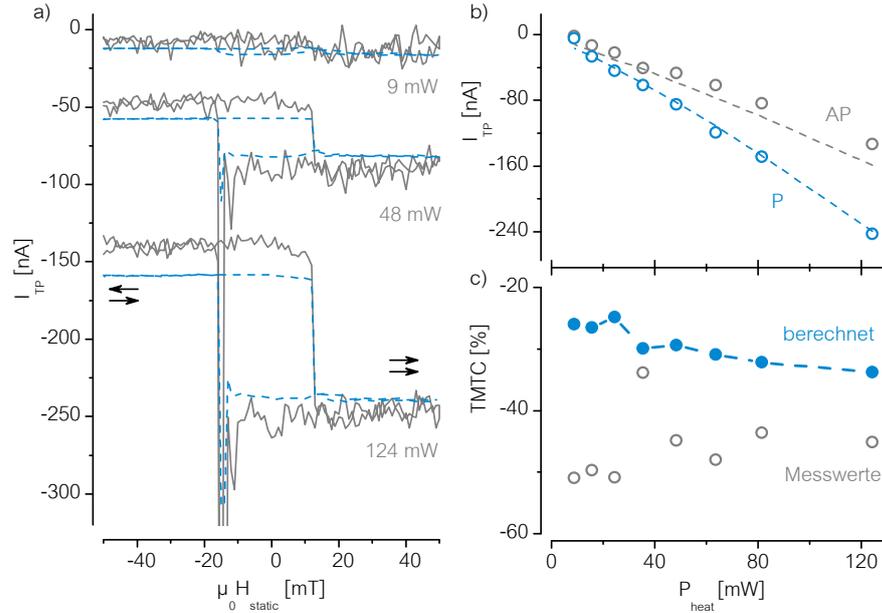


Abbildung 40: Experimentelle Ergebnisse des thermoelektrischen Stroms. a) TMTc-Minorloops entlang der leichten Achse bei verschiedenen Heizleistungen. b) Der thermoelektrische Strom für den parallelen (blau) und antiparallelen Zustand (grau) in Abhängigkeit der Heizleistung. c) TMTc-Verhältnis in Abhängigkeit der Heizleistung.

Der Leitwert G_{MTJ} ergibt sich aus den TMR-Messungen bei $\Delta T_{MTJ} = 0$ K ($P_{heat} = 0$ mW) zu:

$$G_{MTJ} = \frac{1}{R_{MTJ}}. \quad (84)$$

Setzt man die Ausdrücke für die thermoelektrische Spannung und den thermoelektrischen Strom in Gleichung 82 ein, so ergibt sich der thermoelektrische Strom für $V = 0$ zu:

$$I_{TP} = -\frac{V_{TP}}{R_{MTJ}}. \quad (85)$$

Der aus Gleichung 85 und unter Berücksichtigung der experimentellen Ergebnisse aus den TMR- und TMS-Messungen (vgl. Abb. 38 und 39) berechnete thermoelektrische Strom wird in Abbildung 40 mit den Messergebnissen für I_{TP} (vgl. Abb. 37) verglichen. Die gestrichelten Linien stellen jeweils die berechneten Werte dar. Es zeigt sich in den TMTc-Minorloops (Abbildungen 40a) und in den daraus abgeleiteten Werten für $I_{TP,P}$ und $I_{TP,AP}$ in Abhängigkeit von P_{heat} (Abbildung 40b), dass dieses einfache Modell die Messdaten im Wesentlichen beschreibt, wobei im parallelen Zustand eine bessere Übereinstimmung zu sehen ist. Die gemessenen Werte für den antiparallelen Zustand liegen dahingegen leicht unter den berechneten Werten.

Das aus den Berechnungen abgeleitete TMTC-Verhältnis ist in Abbildung 40c (gestrichelte blaue Linie) gezeigt. Das berechnete, durchschnittliche TMTC-Verhältnis ist mit -30% kleiner als das gemessene mit -45% . Dieser Unterschied resultiert hauptsächlich aus dem Unterschied zwischen der Messung und der Berechnung von $I_{TP,AP}$. Trotz des Abfalls des TMR- und TMS-Verhältnisses mit steigender Heizleistung zeigen das berechnete TMTC-Verhältnis wie auch das experimentell bestimmte TMTC-Verhältnis keine so deutliche Abhängigkeit von der Heizleistung. Dies ist darin begründet, dass sich die Temperaturabhängigkeit von TMR und TMS bei der Berechnung kompensieren.

6.4 AUSWERTUNG DER ERGEBNISSE

Analog zu den TMS-Messungen im vorhergehenden Abschnitt wurde in diesem Abschnitt der thermisch getriebene Strom in magnetischen Tunnelbarrieren experimentell nachgewiesen. Im Vergleich zu den untersuchten Proben im vorangegangenen Abschnitt ist in diesen Proben die Heizleitung lediglich durch $85\text{ nm Ta}_2\text{O}_5$ von der oberen elektrischen Zuleitung getrennt. Wie auch bei den TMS-Messungen zeigt sich hier eine Abhängigkeit von I_{TP} von der magnetischen Konfiguration der MTJ. $I_{TP,P}$ und $I_{TP,AP}$ skalieren linear mit der Heizleistung. Allerdings sind die Amplituden des thermoelektrischen Stroms negativ, und vom Betrag her im parallelen Zustand größer als im antiparallelen Zustand, was in einem TMTC-Verhältnis von etwa -46% resultiert. Zusätzlich wurden der elektrische Widerstand und die thermoelektrische Spannung in Abhängigkeit von P_{heat} untersucht. Bedingt durch das dünnere Dielektrikum und die höhere Heizleistung zeigt sich in den TMR- und TMS-Minorloops ein Anstieg in der mittleren Temperatur der MTJ von 50 K . Der experimentell beobachtete Temperaturanstieg ist damit höher als der in den FEM-Simulationen in Kapitel 5.3 berechnete. Dieser Unterschied könnte zum einen in der vereinfachten Modellierung des 2D-Modells begründet liegen und zum anderen in einer lokal erhöhten Temperatur aufgrund morphologischer Veränderungen in der Heizleitung. Weiterhin wurde gezeigt, dass die TMR-, TMS- und TMTC-Messungen über die Onsagerschen phänomenologischen Gleichungen für Transportphänomene in Beziehung zueinander stehen.

Wie *ab initio* Berechnung des Tunnelmagneto-Seebeck-Effekts in Co-Fe/MgO/CoFe basierten MTJs zeigen, können TMR- und TMS-Effekt unabhängig voneinander beobachtet werden [77]. Das heißt, dass bei verschwindendem TMR dennoch eine spinabhängige thermoelektrische Spannung beobachtet werden kann und umgekehrt geht ein hoher TMR nicht notwendigerweise mit einem spinabhängigen Seebeck-Koeffizienten einher. Ursächlich dafür sind die unterschiedlichen Mechanismen auf denen beide Effekte beruhen. Allerdings ist zu erwar-

ten, dass bei einem vorhandenen TMS-Effekt auch der thermoelektrische Strom eine Abhängigkeit von der magnetischen Konfiguration der MTJ zeigt.

Dies konnte in der Literatur bei Untersuchung der thermoelektrischen Größen in AIO basierten MTJs nicht bestätigt werden [32]. Die Ergebnisse von Lin *et al.* zeigen, dass die thermoelektrische Spannung proportional zum Leitwert der MTJ ist und der thermoelektrische Strom damit unabhängig von der relativen Magnetisierungsorientierung. Hier bleibt zu klären, welchen Einfluss die Barrierenschicht auf die Energieabhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen hat. Denn sowohl der absolute Wert als auch die Ableitung der Transmissionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie der tunnelnden Elektronen liefern einen Beitrag zu den thermodynamischen Größen.

Eine phänomenologische Beschreibung des Auftretens eines spinabhängigen thermoelektrischen Stroms erhält man, wenn man TMR-, TMS- und TMTC-Verhältnis in Beziehung zueinander setzt. Mit den eingeführten Definitionen für die relative Änderung des Widerstandes, der thermoelektrischen Spannung und des thermoelektrischen Stroms

$$\text{TMR} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{R_{AP}}{R_P} - 1 \quad (86)$$

$$\text{TMS} = \frac{V_{TP,AP} - V_{TP,P}}{V_{TP,P}} = \frac{V_{TP,AP}}{V_{TP,P}} - 1 \quad (87)$$

$$\text{TMTC} = \frac{I_{TP,AP} - I_{TP,P}}{I_{TP,P}} = \frac{I_{TP,AP}}{I_{TP,P}} - 1, \quad (88)$$

kann die relative Änderung im thermoelektrischen Strom zwischen parallelen und antiparallelen Zustand der MTJ umgeschrieben werden zu:

$$\text{TMTC} = \left(\frac{\text{TMS} + 1}{\text{TMR} + 1} \right) - 1. \quad (89)$$

Dies zeigt, dass, bei gleichen TMR- und TMS-Verhältnis, der thermoelektrische Strom in AIO basierten MTJs unabhängig von der relativen Magnetisierungsorientierung ist [32].

Die relativen Änderungen des Widerstandes und der thermoelektrischen Spannung in den hier untersuchten MgO basierten MTJs sind unterschiedlich, was nach Gleichung 89 zu einem nicht verschwindenden TMTC-Verhältnis führt. In Abbildung 41 a wird das nach Gleichung 89 berechnete TMTC-Verhältnis (Linie) mit dem gemessenen TMTC-Verhältnis (Symbol) in Abhängigkeit von P_{heat} verglichen. Der Berechnung des TMTC-Verhältnisses nach Gleichung 89 liegen die experimentell bestimmten TMR- und TMS-Verhältnisse aus Abbildung 38 c und 39 c zu Grunde. Wie zu sehen ist, sind die berechneten TMTC-Verhältnisse mit $\sim -29\%$ etwas kleiner als die experimentell bestimmten Werte von $\sim -43\%$. Dies lässt sich auf die

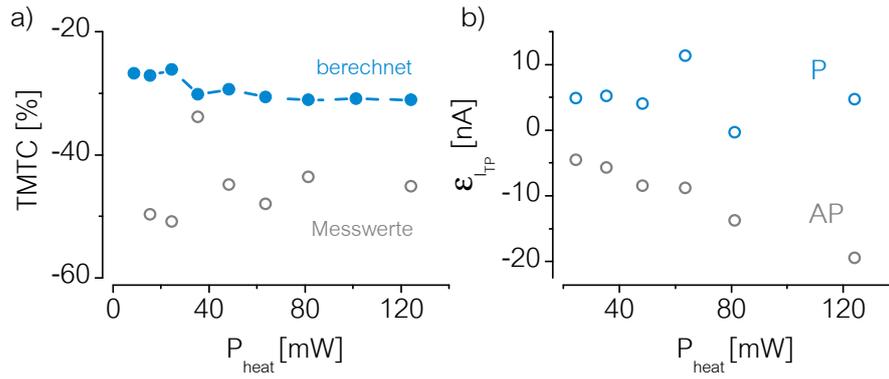


Abbildung 41: a) Vergleich des gemessenen TMTC-Verhältnis (graue Symbole) mit dem aus Gleichung 89 bestimmten TMTC-Verhältnis (blaue Symbole) b) Abweichungen im thermischen Strom zwischen den experimentell bestimmten und nach Gleichung 85 berechneten Werten für P und AP Zustand.

bereits beschriebene Abweichung $\epsilon_{I_{TP}} = I_{TP}^{\text{calc}} - I_{TP}^{\text{meas}}$ zwischen den gemessenen Werten I_{TP}^{meas} und den nach Gleichung 85 berechneten Werten I_{TP}^{calc} zurückführen. Die Abweichung $\epsilon_{I_{TP}}$ ist in Abbildung 41 b über der Heizleistung für parallelen und antiparallelen Zustand gezeigt. Im P Zustand ist eine von P_{heat} unabhängige Abweichung von ~ 5 nA zu erkennen. Die Abweichung im AP Zustand nimmt hingegen mit steigender Heizleistung zu. In der Darstellung von $\epsilon_{I_{TP}}$ im AP Zustand spiegelt sich die eingangs beschriebene Temperaturerhöhung mit steigender Heizleistung wieder. Die Erhöhung der Temperatur wirkt sich dabei unterschiedlich auf den Widerstand, die thermoelektrische Spannung und den thermoelektrischen Strom aus. Es bleibt hier zu klären ob in der Berechnung nach Gleichung 82 nicht sogenannte Spin-Mixing-Effekte zu berücksichtigen sind [25]. Zumindest aber ist der Einfluss der Temperatur auf die thermoelektrischen Größen in weiterführenden Messungen genauer zu untersuchen.

RAUSCHMESSUNGEN DER MAGNETISIERUNGSDYNAMIK

Während das zeitliche Verhalten der Magnetisierung in magnetischen Volumenmaterialien im statischen Feld durch quasi-statistische Prozesse wie der Bildung von Nukleationskeimen und der Bewegung von Domänenwänden bestimmt ist [130], gewinnen in magnetischen Mikro- und Nanosystemen dynamische Prozesse der Magnetisierung zunehmend an Bedeutung. Diese dynamischen Prozesse der Magnetisierung ermöglichen auch eine effektivere Manipulation der Magnetisierung der weichmagnetischen Schicht in der MTJ und somit ein effizienteres Schalten zwischen parallelen und antiparallelen Zustand der MTJ. Die Magnetisierungsdynamik in magnetischen Tunnelbarrieren ist Gegenstand dieses Kapitels. Speziell unter dem Einfluss eines thermischen Gradienten verspricht man sich neue spinkaloritronische Effekte in magnetischen Tunnelbarrieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein Messplatz aufgebaut und erste Untersuchungen der Magnetisierungsdynamik in Gegenwart eines thermischen Gradienten durchgeführt. Dieses Kapitel hegt daher nicht den Anspruch einer vollständigen Analyse der untersuchten Aspekte sondern dient vielmehr als Ansatz für weiterführende Arbeiten.

7.1 MAGNETISIERUNGSDYNAMIK

Die Magnetisierungsdynamik ist in den letzten Jahrzehnten zu einem zentralen Thema auf dem Gebiet des Nanomagnetismus geworden [131]. Das zeitliche Verhalten der Magnetisierung ist dabei bestimmt durch die Präzessionsfrequenz sowie der Dämpfung der Magnetisierung [132, 133].

Die Grundlage der Beschreibung der Magnetisierungsdynamik ist wiederum das Makrospinmodell, indem die Magnetisierung als einzelner Magnetisierungsvektor \vec{M} mit konstantem Betrag betrachtet wird. Die Bewegung von \vec{M} als Funktion der Zeit wird beschrieben durch die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG-Gleichung) [132, 133]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha_{\text{LLG}}}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (90)$$

Hier ist γ_0 das gyromagnetische Verhältnis, α_{LLG} die intrinsische Dämpfungskonstante bzw. Gilbertdämpfung, M_s die Sättigungsmagnetisierung und \vec{H}_{eff} das effektive Magnetfeld als Summe von extrinsischen und intrinsischen Feldern. Die einzelnen Terme der LLG-Gleichung sind grafisch in Abbildung 42 a veranschaulicht. Der erste

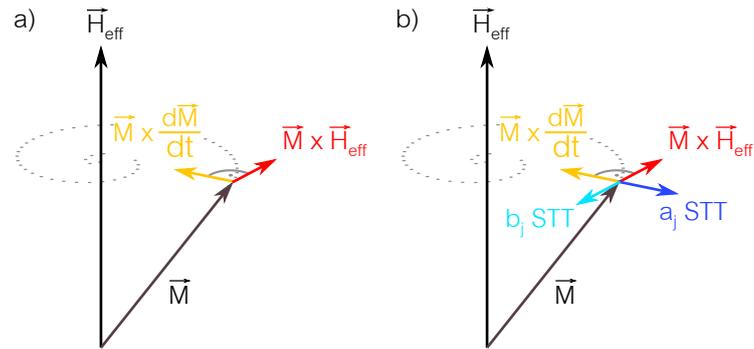


Abbildung 42: a) Präzession des Magnetisierungsvektors \vec{M} im effektiven Feld \vec{H}_{eff} . Das tangential wirkende Drehmoment $\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}$ treibt die Präzession an und bestimmt die Frequenz der Präzession. Das radial wirkende Moment $\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$ dämpft die Präzession und dreht die Magnetisierung in die Gleichgewichtslage $\vec{M} \parallel \vec{H}_{\text{eff}}$. b) Der Einfluss des STT auf die Magnetisierung. Je nach Polarität des Stroms wirkt der a_j -Term in Richtung der Dämpfung oder entgegen. Der b_j -Term wirkt je nach Polarität des Probenstroms parallel oder antiparallel zu $\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}$.

Term auf der rechten Seite beschreibt das Drehmoment welches die Präzession der Magnetisierung antreibt und die Präzession der Magnetisierung um das effektive Feld \vec{H}_{eff} bestimmt. Die Richtung des Drehmoments $\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}$ ist dabei senkrecht zu den Richtungen von \vec{M} und \vec{H}_{eff} und somit tangential zur Präzessionsbahn. Der zweite Term beschreibt den Energiedissipationsmechanismus, der die Präzession dämpft und letztlich \vec{M} in Richtung \vec{H}_{eff} , d.h. in die Gleichgewichtslage, dreht. Die Vektorkomponente des Dämpfungsterms $\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$ zeigt dabei in radialer Richtung zur Präzessionsachse \vec{H}_{eff} . Die Stärke der Dämpfung ist durch die phänomenologische Dämpfungskonstante α_{LLG} bestimmt. Die Gilbertdämpfung ist eine materialspezifische Konstante und liegt für CoFeB zwischen $\alpha = 0.002$ und $\alpha = 0.013$ [134].

Angetrieben wird das Forschungsgebiet der Magnetisierungsdynamik durch den Bedarf nach neuen Strategien und Konzepten in der Informationstechnologie hinsichtlich schnellerer und zuverlässigerer Datenspeicher und Datenverarbeitung. Speziell in nichtflüchtigen, magnetischen Speicherchips (MRAM), in denen jede MTJ einen Bit repräsentiert („0“: paralleler Zustand und „1“: antiparalleler Zustand), stellt sich die Frage nach schnellen und effektiven Ummagnetisierungsmechanismen der Magnetisierung des FL. Erste Ansätze waren das Anregen der Magnetisierung mittels ultrakurzen Magnetfeldpulsen [135, 136], wodurch später schnelle Schaltzeiten zwischen beiden magnetischen Konfigurationen von 140 ps erreicht wurden [137].

Ein vielversprechender Ansatz ist die strominduzierte Magnetisierungsdynamik. Wird ein spinpolarisierter Strom in ein magnetisches Material injiziert so findet ein Drehimpulsübertrag vom Elektronenspin auf die Magnetisierung statt. Der Drehimpuls der Elektronen wirkt dabei als Drehmoment auf die lokale Magnetisierung. Dieser Effekt wird Spin-Transfer Torque (STT*) genannt [138, 139]. In einem Multilagensystem, bestehend aus abwechselnden ferromagnetischen und nicht ferromagnetischen Schichten, wirkt eine ferromagnetische Schicht als Polarisator und der Drehimpulsübertrag findet in der nächsten ferromagnetischen Schicht statt. Dadurch kann bei einer kritischen Stromdichte die Magnetisierung zur Präzession angeregt werden oder sogar ein Schalten der Magnetisierung erreicht werden [140, 141, 142, 143]. Ein externes Magnetfeld ist dabei nicht notwendigerweise erforderlich.

* *Spin-Transfer Torque*

Zur Beschreibung der Magnetisierungsdynamik unter Einfluss des STT wird die LLG-Gleichung durch den STT-Term \vec{T}_{STT} erweiterte.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha_{\text{LLG}}}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \vec{T}_{\text{STT}}. \quad (91)$$

Der STT-Term ist gegeben durch [144]

$$\vec{T}_{\text{STT}} = \gamma_0 \left[\frac{a_j}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{M}_p) + b_j (\vec{M} \times \vec{M}_p) \right]. \quad (92)$$

Hier wird zwischen den beiden Komponenten (a_j und b_j) des STT unterschieden. Das zu a_j proportionale Drehmoment ist der sogenannte Slonczewski-Term [139]. Er repräsentiert die „in-plane“-Komponente des STT und wirkt je nach Polarität des Stroms in Richtung der Dämpfung oder ihr entgegen (siehe Abbildung 42 b). Der Slonczewski-Spin-Torque-Term kann daher die Magnetisierung zusätzlich dämpfen oder zur Präzession bzw. Schalten der Magnetisierung führen. Der Vektor \vec{M}_p ist der Polarisierungsvektor. In magnetischen Tunnelbarrieren wird dieser durch die Parallelkomponente der Magnetisierung des FL bezüglich der Magnetisierung des RL beschrieben. Die transversale Komponente b_j wirkt, wie der Präzessions-Term, tangential zur Präzessionsbahn. Da b_j wie ein zusätzliches Magnetfeld wirkt, wird die transversale Komponente auch als „Fieldlike“-Term bezeichnet (siehe Abbildung 42 b). Die Konstanten a_j und b_j geben die Effizienz beider Drehmomente an und sind proportional zur Stromdichte. Während in magnetische Tunnelbarrieren beide Komponenten den STT bestimmen, kann in GMR-Strukturen bzw. in rein metallischen Systemen der „Fieldlike“-Term vernachlässigt werden [145].

In Analogie zum elektrisch induzierten STT wurde in theoretischen Arbeiten auch ein thermisch induzierter Spin-Transfer Torque (TSTT*) in magnetischen Tunnelbarrieren vorhergesagt [10, 146]. Experimentell wurde bereits gezeigt, dass ein thermischer Gradient in einer

* *Thermal Spin-Transfer Torque*

Tunnelstruktur bestehend aus Ferromagnet/Isolator/Halbleiter zu einer thermisch induzierten Spinakkumulation im Halbleiter führt [8, 9]. Für kristalline Fe/MgO/Fe Tunnelbarrieren mit drei Monolagen MgO wurde ein Schalten vom parallelen in den antiparallelen Zustand bei einem Temperaturunterschied über die Barrierenschicht von $\Delta T_{\text{MTJ}}^{\text{P} \rightarrow \text{AP}} = 56.5 \text{ K}$ und vom antiparallelen in den parallelen Zustand bei $\Delta T_{\text{MTJ}}^{\text{AP} \rightarrow \text{P}} = 6.5 \text{ K}$ theoretisch vorhergesagt [147].

Diese hohen Temperaturgradienten sind mit den Methoden in dieser Arbeit nicht zu erreichen. Jedoch ist denkbar, dass kleinere Temperaturgradienten bereits zu einer Modifikation der Magnetisierungsdynamik führen. Um zukünftig den Einfluss des thermischen Gradienten, speziell des TSTT, auf die Magnetisierungsdynamik zu untersuchen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Messplatz aufgebaut und erste Testmessungen zum Magnetisierungsdynamik-Rauschen der MTJ durchgeführt. Sie zeigen, dass mit dieser Methode zukünftig der TSTT in derartigen Systemen untersucht werden kann.

7.2 RAUSCHMESSUNGEN

Der Zusammenhang zwischen einem Anregungsfeld $\vec{h}_{\text{stim}}(\omega)$ und den zeitabhängigen Komponenten der Magnetisierung $\vec{m} = \vec{M}/M_s = (m_x \vec{x}, m_y \vec{y}, m_z \vec{z}) \cdot e^{i\omega t}$ (vgl. Gleichung 90 bzw. Gleichung 91) wird in linearer Näherung beschrieben durch den komplexen, frequenzabhängigen Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor $\hat{\chi}$:

$$\vec{m}(\omega) = \hat{\chi} \vec{h}_{\text{stim}}(\omega). \quad (93)$$

Für die untersuchten Tunnelbarrieren ist χ_{yy} die dominante Komponente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors [148]. Unter Einfluss des STT ist der Real- und Imaginärteil von χ_{yy} gegeben durch [149]:

$$\begin{aligned} \chi'_{yy}(\omega) &= \gamma_0 M_s \frac{\gamma_0 \tilde{H} [\omega_0^2 - (1 + \alpha_{\text{LLG}}^2) \omega^2] + \alpha_{\text{LLG}} \Delta_{\text{FWHM}} \omega^2}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha_{\text{LLG}}^2) \omega^2]^2 + \Delta_{\text{FWHM}}^2 \omega^2}, \\ \chi''_{yy}(\omega) &= \gamma_0 M_s \omega \frac{\Delta_{\text{FWHM}} \gamma_0 \tilde{H} - \alpha_{\text{LLG}} [\omega_0^2 - (1 + \alpha_{\text{LLG}}^2) \omega^2]}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha_{\text{LLG}}^2) \omega^2]^2 + \Delta_{\text{FWHM}}^2 \omega^2} \end{aligned} \quad (94)$$

mit

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= H_{\text{static}} + b_j + 4\pi M_s, \\ \omega_0^2 &= \gamma^2 [\tilde{H} \cdot (H_{\text{static}} + b_j) + a_j^2], \\ \frac{\Delta_{\text{FWHM}}}{\gamma_0} &= \alpha_{\text{LLG}} [4\pi M_s + 2H_{\text{static}} + 2b_j] + 2a_j. \end{aligned} \quad (95)$$

Der Realteil von χ_{yy} beschreibt die Absorption und der Imaginärteil die Dispersion. Die Dispersionskurve hat für kleine Dämpfungen die Form einer Lorentzkurve mit dem Maximum bei der Resonanzfrequenz ω_r und einer Linienbreite Δ_{FWHM} .

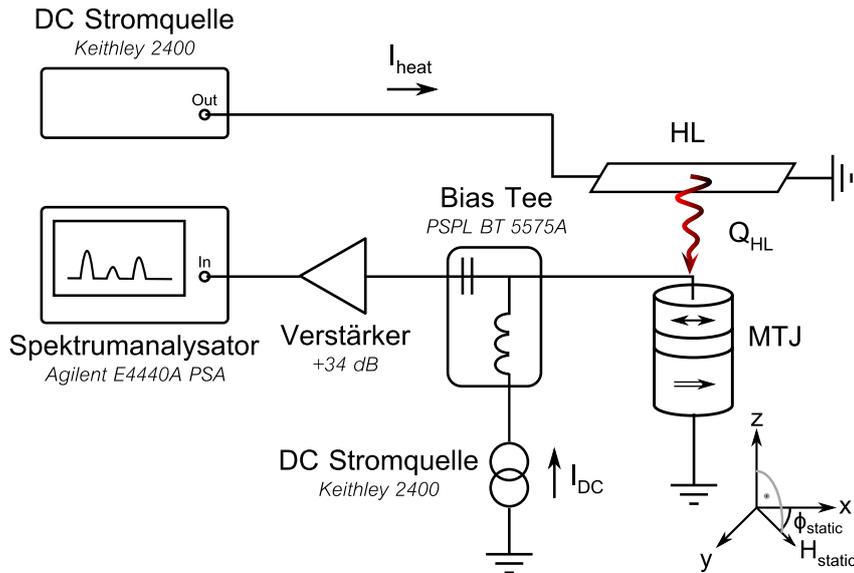


Abbildung 43: Prinzipskizze des Messaufbaus zur Rauschmessung an magnetischen Tunnelbarrieren.

Wird ein DC-Strom an die MTJ angelegt, so erhöht sich die Temperatur der MTJ. Die Temperatur kann als Anregungsfeld $\vec{h}_{stim}(\omega)$ betrachtet werden, welches thermische Fluktuation in der Magnetisierung verursacht [150]. Aufgrund des TMR-Effekts verursacht jede Fluktuation der Magnetisierung des FL bzgl. des RL hochfrequente Signalanteile im Widerstandsrauschen der MTJ. Die spektrale Leistungsdichte S_{PSD} kann mit einem Spektrumanalysator gemessen werden. Die thermisch induzierten Fluktuationen sind dabei durch das Fluktuations-Dissipations-Theorem mit der magnetischen Suszeptibilität verknüpft [149]

$$S_{PSD} \propto 4k_B T \frac{\chi_{yy}}{\omega}. \quad (96)$$

Das heißt, dass mittels Rauschmessungen an MTJs sowohl die Präzessionsfrequenz und Dämpfung der Magnetisierung des FL als auch der Einfluss des STT auf diese Größen untersucht werden kann.

Der Messaufbau der Rauschmessungen ist in Abbildung 43 dargestellt. Die Rauschmessungen wurden im parallelen und antiparallelen Zustand als Funktion des DC-Probenstroms und des Magnetfeldes im Frequenzbereich von 1 GHz-12 GHz durchgeführt. Der DC-Probenstrom mit einer Amplitude bis zu $|I_{DC}| = 1 \text{ mA}$ und variabler Polarität wurde mit Hilfe einer Konstantstromquelle (Keithley 2400) an die MTJ angelegt. Hochfrequente Rauschanteile der MTJ wurden von den niederfrequenten Rauschanteilen des Keithleys 2400 mittels einer Frequenzweiche bzw. Bias-Tee der Firma Picosecond Pulse Labs (Modell BT 5575A) voneinander getrennt. Das Rauschspektrum der MTJ wurde am Hochpass-Ausgang der Frequenzweiche durch ein Verstärker verstärkt und mit einem Spektrumanalysator (Agilent E4440A PSA) im parallelen und antiparallelen Zustand

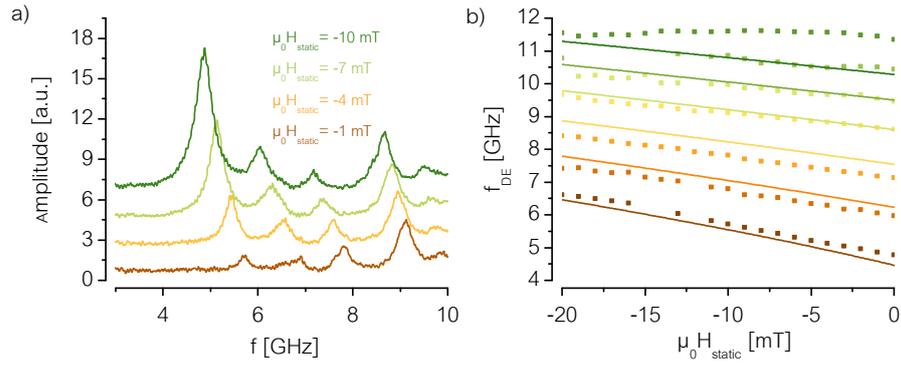


Abbildung 44: a) Rauschspektren im antiparallelen Zustand für verschiedene Magnetfelder im antiparallelen Zustand bei einem DC-Strom von $I_{\text{DC}} = 1$ mA. b) Die aus den Spektren ermittelten Resonanzfrequenzen in Abhängigkeit des Magnetfeldes (Symbole) und die Anpassung durch die Gleichung 97 (Linien).

für Magnetfelder zwischen $\mu_0 H_{\text{static}} = \pm 20$ mT entlang der leichten Achse des FL gemessen. Von den gemessenen Spektren wurde jeweils das Rauschspektrum bei $I_{\text{DC}} = 0$ mA subtrahiert um das Johnson-Rauschen sowie das Rauschen des Verstärkers aus den Spektren zu entfernen.

In Abbildung 44 a sind die gemessenen Rauschspektren am Beispiel eines positiven Probenstrom von $I_{\text{DC}} = 1$ mA für verschiedene Magnetfelder im antiparallelen Zustand dargestellt. Die Rauschspektren zeigen eine Reihe von Peaks, die thermisch induzierten Moden zugeordnet werden können. Die Moden können unterteilt werden in die durch die Dipolwechselwirkung dominierten Oberflächenmoden und in die durch die Austauschwechselwirkung dominierten senkrecht stehenden Spinwellen (PSSW*). Die Frequenzen der Oberflächenmoden können durch die von Damon und Eshbach hergeleiteten Ausdruck [151]

* *Perpendicular standing spinwave*

$$\left(\frac{\omega_{\text{DE}}}{\gamma_0}\right)^2 = H_{\text{static}} \cdot (H_{\text{static}} + M_s) + \frac{M_s^2}{4} \cdot (1 - \exp(-2 \cdot d \cdot k_{\text{DE}})) \quad (97)$$

beschrieben werden. Hier ist H_{static} das externe Magnetfeld, $d = 2$ nm die Dicke des Dünnsfilms, $M_s = 12 \times 10^5$ A m⁻¹ die Sättigungsmagnetisierung und $k_{\text{DE}} = n \cdot \pi/b$ der diskrete Wellenvektor der n-ten Mode mit $b = 160$ nm. Mit Gleichung 97 lassen sich die Resonanzfrequenzen der ersten sechs Moden in guter Übereinstimmung beschreiben (siehe Linien in Abbildung 44b). Hier ist zu beachten, dass Gleichung 97 streng genommen nur für ausgedehnte Dünnsfilme Gültigkeit hat und die Austauschwechselwirkung sowie Anisotropiefelder nicht berücksichtigt werden. Die in Abbildung 44 dargestellte Mode mit der höchsten Frequenz bei etwa 11.5 GHz zeigt keine deut-

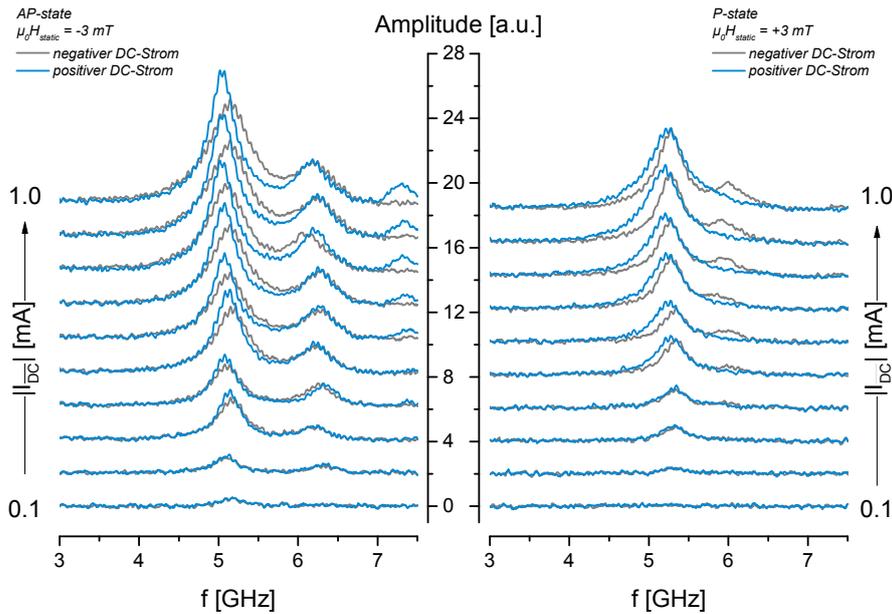


Abbildung 45: Rauschspektren im antiparallelen Zustand (links) und parallelen Zustand (rechts) für positive (blaue Linie) und negative (graue Linien) Polaritäten und verschiedenen Amplituden des DC-Stroms. Die Spektren sind der Übersicht halber gegeneinander verschoben.

liche Feldabhängigkeit und kann einer PSSW-Mode zugeschrieben werden. Die Dispersionsrelation von PSSW-Moden kann allerdings nicht mit Gleichung 97 beschrieben werden.

Betrachten wir im Folgenden zunächst den Einfluss des Probenstroms und damit des STT auf die thermisch angeregten Moden. In Abbildung 45 sind typische Rauschspektren für den antiparallelen ($\mu_0 H_{\text{static}} = -3 \text{ mT}$) und den parallelen Zustand ($\mu_0 H_{\text{static}} = 3 \text{ mT}$) für verschiedene Amplituden des angelegten DC-Stroms dargestellt. Spektren mit negativer Polarität des DC-Stroms sind grau dargestellt und Spektren mit positiver Polarität sind blau gezeichnet. Der Übersichtlichkeit halber sind die Spektren gegeneinander verschoben. Sie zeigen die verschiedenen, thermisch induzierten Moden des FL. Im antiparallelen Zustand sind deutlich zwei thermisch angeregten Moden bei 5.1 GHz und 6.2 GHz zu erkennen. Im parallelen Zustand ist lediglich eine Mode bei 5.1 GHz für beide Stromrichtungen zu beobachten. Mit zunehmender Stromamplitude findet eine Modifikation der Resonanzpeaks aufgrund des STT statt. Dabei ist der Einfluss des STT abhängig von der magnetischen Konfiguration und der Polarität des Probenstroms. So zeigt sich zum Beispiel im antiparallelen Zustand für positive DC-Ströme eine weitere Mode bei 7.3 GHz und im parallelen Zustand für negative Ströme eine zusätzliche Mode bei 6.0 GHz.

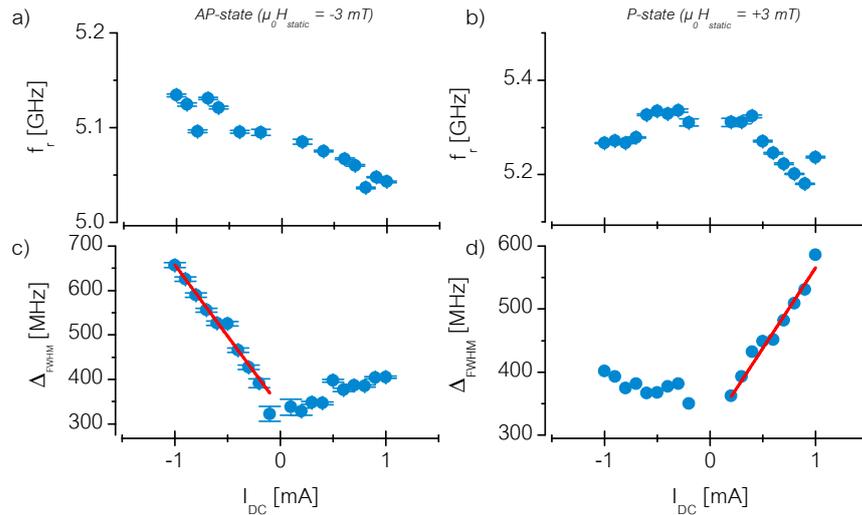


Abbildung 46: Analyse der Rauschspektren in Abhängigkeit des Probenstroms. Die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit des DC-Stroms für den antiparallelen a) und parallelen Zustand b). Die Linienbreite in Abhängigkeit des DC-Stroms für den antiparallelen c) und parallelen Zustand d).

Um den Einfluss des STT zu verdeutlichen wurden die Resonanzpeaks mit einer symmetrischen Lorentzfunktion angenähert und die Resonanzfrequenz und Linienbreite in Abbildung 46 in Abhängigkeit des Probenstroms für den antiparallelen und parallelen Zustand abgebildet. Im Folgenden wird nur das Verhalten der in beiden magnetischen Zuständen dominanten Mode bei 5.1 GHz beschrieben. Wie in Abbildung 46 a und 46 b dargestellt ist, zeigt die Resonanzfrequenz f_r mit zunehmender positiver Amplitude des DC-Stroms eine Rotverschiebung um etwa 100 MHz. Ein derartiges Verhalten kann auf den Einfluss des „fieldlike“-Terms (b_j) in den Proben zurückgeführt werden [149, 152, 153]. Er führt zu einer Änderung des effektiven Feldes und damit zu einer Änderung von f_r . Die Linienbreite zeigt indes ein unterschiedliches Verhalten für den parallelen und antiparallelen Zustand. Im antiparallelen Zustand (siehe Abbildung 46 c) steigt die Linienbreite linear mit zunehmender negativer Stromamplitude um etwa 320 MHz mA^{-1} an. Im parallelen Zustand (siehe Abbildung 46 d) ist dieser lineare Anstieg für positive Stromamplituden zu beobachten und beträgt 250 MHz mA^{-1} . Diese Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit Rauschmessungen in ähnlichen Materialsystemen mit STT [149, 152, 153]. Der Beitrag des Slonczewski-Term (a_j) zum STT wirkt je nach Polarität des DC-Stroms in Richtung der Dämpfung oder ihr entgegen. Eine Vergrößerung der effektiven Dämpfung und damit einer Stabilisierung der Magnetisierungsausrichtung geht einher mit einer Verbreiterung der Linienbreite der Resonanzpeaks. Dies ist im antiparallelen Zustand für negative Stromamplitude zu beobachten und im parallelen Zustand für positive Stromamplituden. Das

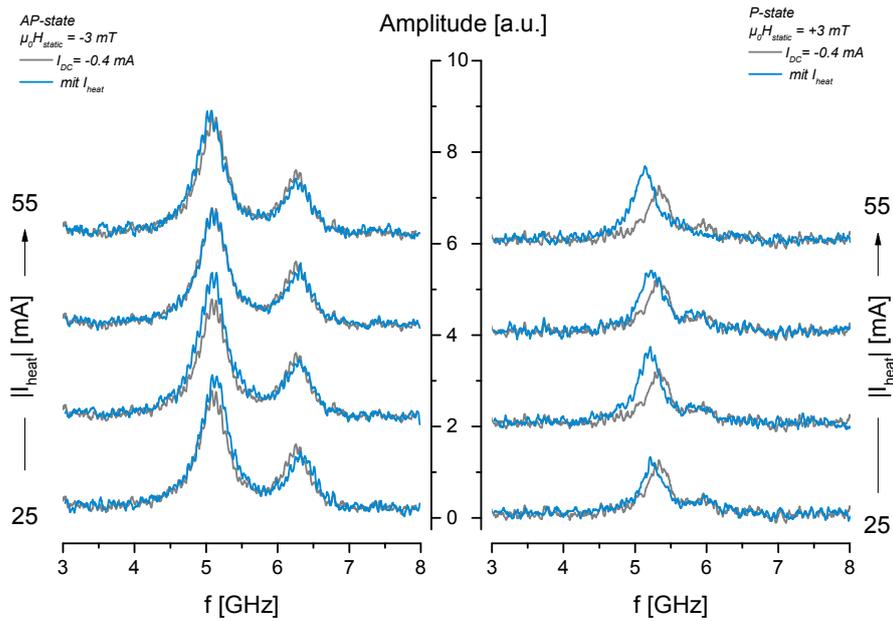


Abbildung 47: Rauschspektren im antiparallelen Zustand (links) und parallelen Zustand (rechts). Die grauen Linien repräsentieren die Rauschspektren für $I_{\text{DC}} = -0.4$ mA mit $I_{\text{heat}} = 0$ mA. Die blauen Linien zeigen die Rauschspektren mit $I_{\text{heat}} = 25, 35, 45$ und 55 mA. Die Spektren sind der Übersicht halber gegeneinander verschoben.

heißt, dass ein negativer Strom den antiparallelen Zustand favorisiert und ein positiver Strom den parallelen Zustand. Eine Extrapolation der Linienbreiten zu Null (rote Linien in Abbildung 46) liefert den kritischen Strom, bei dem STT eine kohärente Präzession der Magnetisierung induziert. Für den antiparallelen Zustand liegt dieser kritische Strom bei $I_{\text{crit}} = 1.05$ mA und für den parallelen Zustand bei $I_{\text{crit}} = -1.2$ mA. Unter den gegebenen Messbedingungen kann also in den Proben ein deutlicher Einfluss des STT nachgewiesen werden.

Unter solchen Bedingungen wurde zusätzlich ein DC-Heizstrom von $I_{\text{heat}} = 25, 35, 45$ und 55 mA zur Erzeugung eines thermischen Gradienten, und damit eines TSTT, angelegt. Das Magnetfeld der Heizleitung wurde durch ein geeignetes externes Magnetfeld kompensiert. In Abbildung 47 sind die Rauschspektren für $I_{\text{DC}} = -0.4$ mA im antiparallelen Zustand ($\mu_0 H_{\text{static}} = -3$ mT) und parallelen Zustand ($\mu_0 H_{\text{static}} = 3$ mT) für verschiedene Heizströme I_{heat} (blaue Linien) mit den Spektren ohne Heizstrom (graue Linien) verglichen. Wie zu sehen ist, führt der thermische Gradient zu einer zunehmenden Modifikation der Amplitude, der Resonanzfrequenz und der Linienbreite. Dieser Effekt ist im parallelen Zustand deutlicher ausgeprägt als im antiparallelen Zustand. Auch hier wurden die Rauschspektren wieder durch eine symmetrische Lorentzfunktion angenähert, um die Resonanzfrequenz und die Linienbreite zu bestimmen.

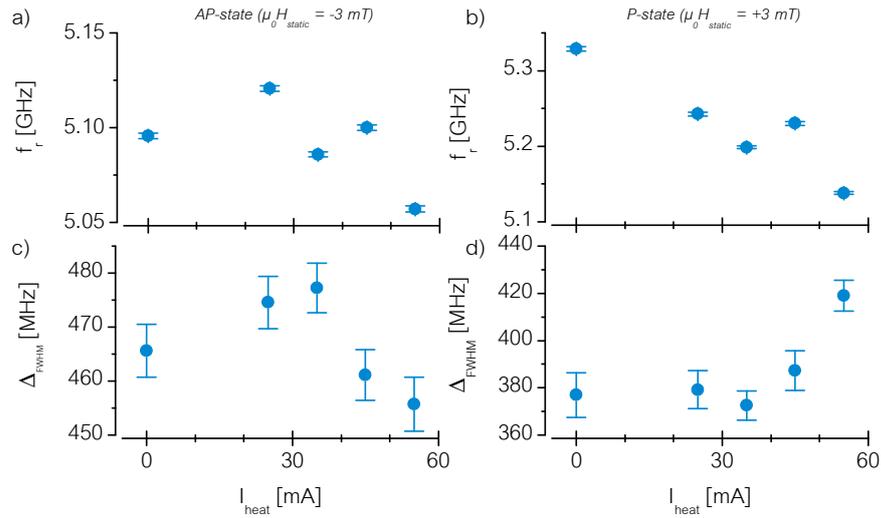


Abbildung 48: Resonanzfrequenz (a und b) und Linienbreite (c und d) der dominanten Mode im antiparallelen Zustand (links) und parallelen Zustand (rechts) in Abhängigkeit des Heizstroms für einen DC-Probenstrom von $I_{DC} = -0.4$ mA.

Diese sind in Abbildung 48 für die in Abbildung 47 dominante Mode als Funktion des Heizstroms abgetragen. Die Resonanzfrequenz (Abb. 48 a) und Linienbreite (Abb. 48 c) der dominanten Mode im antiparallelen Zustand zeigen beide keine deutliche Abhängigkeit von I_{heat} . Die Resonanzfrequenz beträgt unabhängig vom Heizstrom etwa $f_r = 5.1$ MHz und die Linienbreite etwa $\Delta_{FWHM} = 470$ MHz. Dagegen nimmt im parallelen Zustand die Resonanzfrequenz linear mit dem Heizstrom um etwa 100 MHz ab (Abb. 48 b) und die Linienbreite steigt um etwa 60 MHz an (Abb. 48 d). Theoretische Berechnungen an Fe/MgO/Fe basierten MTJs sagen eine Modifikation der Resonanzfrequenz und der Linienbreite durch den TSTT voraus [147]. Weiterführende Messungen und detaillierte Analysen werden zeigen in wiefern die gezeigte Modifikation der Resonanzpeaks tatsächlich durch den TSTT hervorgerufen wird. Hierfür muss z.B. durch Vergleiche und Messungen bei variabler Temperatur auch der Einfluss der Temperatur der MTJ auf die Spektren untersucht werden. Derartige Untersuchungen konnten im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht durchgeführt werden.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Die Spinkaloritronik ist ein relativ neues und aktiv bearbeitetes Forschungsfeld. Motiviert durch eine Reihe neuer physikalischer Phänomene steht im Fokus der Spinkaloritronik die Wechselwirkung zwischen Spin- und Wärmeströmen. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit geführten experimentellen Nachweis des spinabhängigen Seebeck-Effekts in den für die Spintronik so wichtigen CoFeB/MgO basierten magnetischen Tunnelbarrieren liefert diese Arbeit wichtige neue Aspekte hinsichtlich thermisch induzierter Transportprozesse in magnetischen Nanostrukturen.

In dieser Arbeit wurde der Tunnelmagneto-Seebeck-Effekt in CoFeB/MgO/CoFeB basierten MTJs experimentell untersucht. Die nanostrukturierten Proben wurden bei Raumtemperatur durch Magnetotransportmessungen charakterisiert. Sie zeigen ein monodomänes Schalten der Magnetisierung des freien Layers und eine relative Widerstandsänderung zwischen parallelem und antiparallelem Zustand von etwa $TMR \approx 100\%$. Dies spricht für einen kohärenten Tunnelprozess und die gute strukturelle Qualität der Proben.

Es wurde gezeigt, dass durch resistives Heizen einer Mikrostreifenleitung ein stationärer thermischer Gradient im Bereich von einigen zehn Millikelvin pro Nanometer über die magnetische Tunnelbarriere erzeugt werden kann. Die Größe des Temperaturgradienten wurde durch resistometrische Messungen sowie durch Finite-Elemente-Simulationen verifiziert. Der thermische Gradient über die Barriere resultiert in einer thermoelektrischen Spannung V_{TP} von einigen zehn Mikrovolt bzw. in einem thermoelektrischen Strom I_{TP} von einigen hundert Nanoampere. Beide Größen wurden durch magneto-thermoelektrische Messungen bestimmt. Dabei zeigte sich, dass sowohl die thermoelektrische Spannung als auch der thermoelektrische Strom abhängt von der relativen Orientierung der Magnetisierung der MTJ ist. Zwischen parallelem und antiparallelem Zustand zeigt sich eine relative Änderung in der thermoelektrischen Spannung von bis zu 90%. Zusammen mit dem Temperaturgradienten wurde daraus für das Materialsystem ein spinabhängiger Seebeck-Koeffizient von $\Delta S_{MTJ} = 227(107) \mu V K^{-1}$ ermittelt. Dieser ist in guter Übereinstimmung mit theoretischen Berechnungen [13]. Während in allen untersuchten Proben die thermoelektrische Spannung im antiparallelen Zustand größer war als im parallelen Zustand zeigt sich für den thermoelektrischen Strom ein umgekehrtes Verhalten mit einem TMTC-Verhältnis von rund -50% .

Es konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass die experimentell bestimmten Größen V_{TP} , I_{TP} und der Widerstand R_{MTJ} der untersuchten MTJs durch die Onsagerschen phänomenologischen Gleichungen in Beziehung zu einander gesetzt werden können. Aus den gemessenen Größen V_{TP} und dem Widerstand R_{MTJ} der untersuchten MTJs wurde der thermoelektrische Strom berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen. Hier zeigte sich eine grundsätzlich gute Übereinstimmung zwischen experimentell bestimmten und den berechneten Werten. Um die in Kapitel 6 diskutierten verbleibenden Abweichungen zwischen Modell und Messung weiter zu untersuchen, wäre zum Beispiel die inelastische Tunnelspektroskopie eine geeignete Messmethode, um die Beiträge durch inelastische Prozesse wie die Anregung von Spinwellen oder Spin-Flip Streuung an magnetischen Verunreinigungen in der Tunnelbarriere zu bestimmen. Weiterhin wurde in der Arbeit die thermoelektrische Spannung in Abhängigkeit der Magnetisierungsorientierung beider ferromagnetischen Elektroden durch winkelabhängige magneto-thermoelektrische Messungen untersucht. Die Messungen lassen sich gut durch die theoretische Vorhersage beschreiben, dass die Winkelabhängigkeit der thermoelektrischen Größe durch TMR-Verhältnis bestimmt ist.

In weiterführenden Arbeiten gilt es die thermischen Eigenschaften, speziell die Wärmeleitung, von Dünnschichten, sowie den Einfluss von Grenzflächeneffekten auf die Wärmeleitung genauer zu untersuchen. Dazu werden momentan in der Arbeitsgruppe zwei unterschiedliche Messverfahren eingeführt. Zum einen handelt es sich dabei um Femtosekunden-Pump-Probe-Experimente (TDTR*) [154] und zum anderen um die 3-Omega-Methode [155, 156]. Neuere theoretische Modelle zur Beschreibung der Wärmeleitung in Nanostrukturen sind anhand dieser Messungen zu verifizieren, um damit letztlich die Simulationen zur Wärmeverteilung zu verbessern. Ebenso sind auch magneto-thermoelektrischen Messungen an anderen Materialsystem, etwa ferromagnetischen Halbleitern und Materialkompositionen, etwa Doppeltunnelkontakte, von großem Interesse. Neben einem detaillierteren Verständnis des Einflusses des Elektronenspins auf thermisch induzierte Transportprozesse erhofft man sich davon eine vergrößerte Effektamplitude.

Eine wichtige Herausforderung in der angewandten Festkörperphysik ist die Entwicklung energieeffizienter Informations- und Kommunikationstechnologien. Hierbei spielen auch thermoelektrische Materialien eine wichtige Rolle. Der Elektronenspin als zusätzlicher Freiheitsgrad könnte hier neue Ansätze liefern, um die Effizienz thermoelektrischer Effekte in mesoskopischen und nanoskopischen Strukturen weiter zu steigern. Darüber hinaus sind völlig neuartige funktionale Zusammenhänge zu erwarten. Ein Beispiel ist der thermisch induzierte Spin-Transfer Torque. Die Manipulation der Magnetisierung durch thermische Gradienten bietet neue Perspektiven in der digi-

* *Time-domain thermoreflectance*

talen Informationstechnologie und Spintronik. Erste experimentelle Ansätze zur Untersuchung dieses Effekts wurden bereits im Kapitel 7 dieser Arbeit vorgestellt.

APPENDIX

In Kapitel 5.2 wurde die stationäre Temperaturverteilung über Widerstandsmessungen an den elektrischen Kontakten vorgestellt. Im Folgenden wird die zeitliche Entwicklung der Temperatur in der MTJ untersucht. Dazu wird der Widerstand der MTJ bei gepulsten Heizströmen zeitaufgelöst gemessen. Der Tunnelmagnetowiderstand zeigt eine besondere Temperaturabhängigkeit (vgl. Abschnitt 4.6). Im antiparallelen Zustand nimmt der Widerstand mit steigender Temperatur ab, während der Widerstand im parallelen Zustand nahezu konstant bleibt [48, 85, 86]. Dies führt zu einer Reduktion des TMR-Verhältnisses mit steigender Temperatur. Die Ursache dafür ist zum einen die Anregung von Magnonen durch tunnelnde Elektronen, wodurch sich neue Leitungskanäle öffnen [84], und zum anderen eine thermische Verbreiterung der Fermikante mit zunehmender Temperatur [87], welche die effektive Barrierenhöhe mit steigender Temperatur reduziert.

Um die resistometrischen Messungen hinsichtlich der Zeitauflösung zu verbessern, wurde der Aufbau entsprechend dem Schema in Abbildung 49 abgeändert. Geheizt wurde mit Spannungspulsen eines Pulsgenerators (Agilent Waveformgenerator 33522A). Positive und negative Pulse mit einer variablen Amplitude bis zu $|V_{HL}| = 2\text{ V}$ wurden an die Heizleitung angelegt. Die Pulsbreite betrug $\tau_{\text{pulse}} = 1\ \mu\text{s}$ mit Anstiegs- und Abfallzeiten von 10 ns. Die Zeit zum Erreichen der vollen Heizleistung reduziert sich so um den Faktor 10^3 im Vergleich zum Heizen mit dem Keithley 2400. Die Wiederholrate von 100 kHz ergibt einen Tastgrad von 10 %, weshalb eine Erwärmung im zeitlichen Mittel vernachlässigt werden kann. Als „Temperatursensor“ diente der TMR der magnetischen Tunnelbarriere. Ein konstanter Probenstrom von $|I_{DC}| = 300\ \mu\text{A}$ wird mit Hilfe eines Keithley 2400 an der MTJ angelegt. Die Spannungsmessung erfolgt nicht durch das Keithley 2400 selbst sondern mittels eines Oszilloskops (Tektronix TDS 8200 mit Sampling Modulen 80E04). Die Zeitauflösung in der Spannungsmessung liegt dann im ps-Bereich. Die Trennung von Gleichspannungsanteilen und Wechselspannungsanteilen im Messsignal erfolgte über eine Frequenzweiche bzw. Bias-Tee der Firma Picosecond Pulse Labs (Modell BT 5575A). Durch die AC-Kopplung der Frequenzweiche am Ausgang zum Oszilloskop werden die Gleichspannungsteile im Oszilloskop unterdrückt und das Spannungssignal im Oszilloskop ist direkt proportional zur absoluten Änderung des TMR. Aufgrund seiner besonderen Temperaturcharakteristik wur-

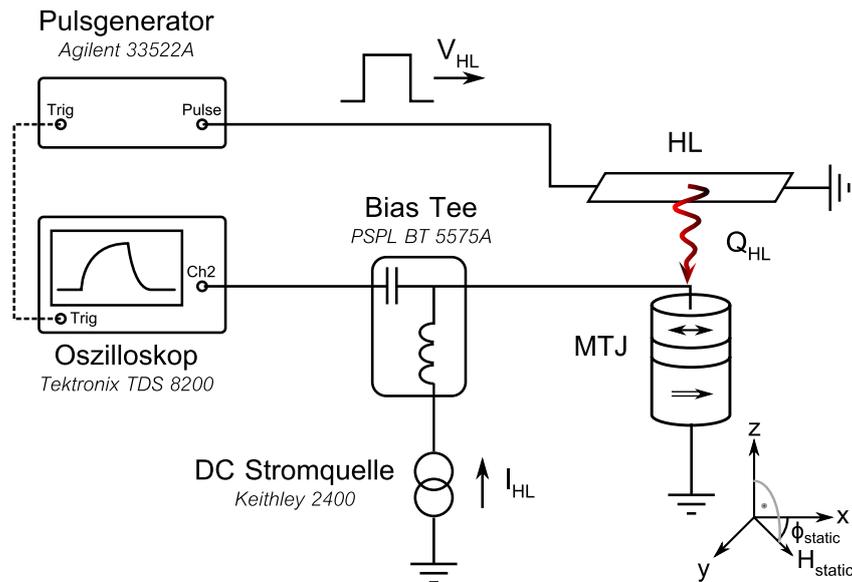


Abbildung 49: Prinzipskizze des Messaufbaus für gepulste Heizmessungen.

den die Messungen im parallelen ($\mu_0 H_{\text{static}} = 60 \text{ mT}$) und antiparallelen Zustand ($\mu_0 H_{\text{static}} = -60 \text{ mT}$) durchgeführt.

Die gepulsten Heizmessungen wurden an einer MTJ durchgeführt, deren Heizleitung durch 85 nm dickes Ta_2O_5 von der Tunnelbarriere getrennt ist. Die Heizleitung verläuft dabei senkrecht zur leichten Achse. Der kurze Spannungspuls in der Heizleitung generiert ein Magnetfeld, welches mit der Magnetisierung des freien Layers interagiert (vgl. Abschnitt 5.1). Eine Auslenkung der Magnetisierung des freien Layers führt ebenfalls zu einer Änderung des TMR und somit zu einem Spannungssignal V_{tilt} . Durch die Ausrichtung der Heizleitung senkrecht zur leichten Achse des freien Layers ist eine kollineare Orientierung von Magnetfeldpuls, leichter Achse des freien Layers und statischem Feld gewährleistet und der Beitrag V_{tilt} verschwindet. Zu Beginn der gepulsten Heizmessung wird daher die Ausrichtung der leichten Achse der MTJ im statischen Feld und die exakte Orientierung der Heizleitung mit Bezug auf die leichte Achse überprüft. Zum einen wird sichergestellt, dass anschließend im parallelen und antiparallelen Zustand der MTJ gemessen wird, zum anderen wird sichergestellt, dass der Heizpuls keine Auslenkung der Magnetisierung des freien Layers verursacht. Zur Überprüfung der Ausrichtung der leichten Achsen der MTJ im Magnetfeld wurden winkelabhängige TMR-Messungen bei $\mu_0 H_{\text{static}} = 60 \text{ mT}$ und einer Winkelauflösung von 2° aufgenommen. Die Ausrichtung der Probe im Magnetfeld wurde so lange korrigiert, bis der minimale Widerstand (P-Zustand) bei 90° und der maximale Widerstand (AP-Zustand) bei 270° lagen (siehe Abb. 50 a). Die leichte Achse ist demnach parallel zur y-Achse des externen Feldes. Die Orientierung der Heizleitung zur leichten Achse wurde überprüft, indem an die Heizleitung DC-

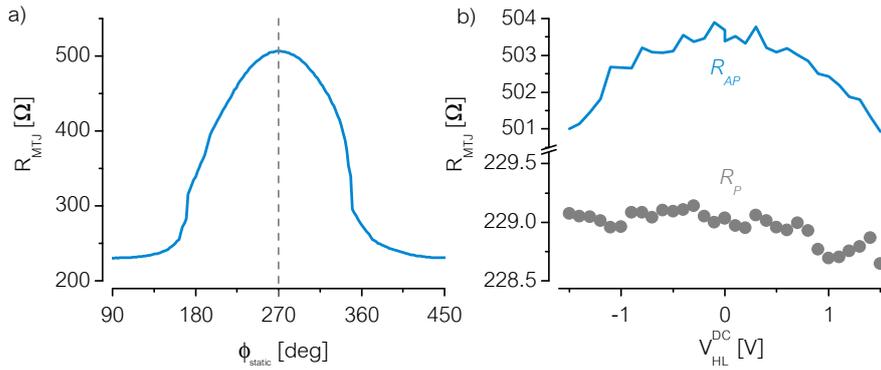


Abbildung 50: a) Winkelabhängige TMR-Kurve zur Ausrichtung der leichten Achse im äußeren Magnetfeld. b) Änderung des TMR im antiparallelen (R_{AP}) und parallelen Zustand (R_{P}) in Abhängigkeit von $V_{\text{HL}}^{\text{DC}}$ zur Kontrolle der Orientierung der Heizleitung.

Spannung mit variabler Amplitude von bis zu $V_{\text{HL}}^{\text{DC}} = \pm 1.5 \text{ V}$ angelegt wurden und der TMR in Abhängigkeit von $V_{\text{HL}}^{\text{DC}}$ im antiparallelen (R_{AP}) und parallelen (R_{P}) Zustand bestimmt wurde. Es ergibt sich die in Abbildung 50 b gezeigte quadratische Abhängigkeit im AP-Zustand (blaue Linie) und die schwach ausgeprägte Abhängigkeit im P-Zustand (graue Punkte). Diese Abhängigkeit des TMR (R_{AP} und R_{P}) von $V_{\text{HL}}^{\text{DC}}$ darf nicht mit der kosinusförmigen Winkelabhängigkeit des TMR verwechselt werden. Da R_{AP} symmetrisch um $V_{\text{HL}}^{\text{DC}} = 0 \text{ V}$ abnimmt und R_{P} nur eine geringfügige Abhängigkeit zeigt, ist dieser Effekt rein thermischer Natur, hervorgerufen durch $V_{\text{HL}}^{\text{DC}}$. Eine Fehlorientierung der Heizleitung bezüglich der leichten Achse würde bei den in Abbildung 50 b gezeigten Messungen zu einer asymmetrischen Verteilung von $R_{\text{AP}}(V_{\text{HL}}^{\text{DC}})$ und $R_{\text{P}}(V_{\text{HL}}^{\text{DC}})$ um $V_{\text{HL}}^{\text{DC}} = 0 \text{ V}$ führen. Zudem wäre eine stärker ausgeprägte Änderung von $R_{\text{P}}(V_{\text{HL}}^{\text{DC}})$ zu erwarten. Aus den Messungen in Abbildung 50 geht eine kollineare Orientierung zwischen der Magnetisierung im AP- und P-Zustand bei $\phi_{\text{static}} = 90^\circ$ und dem durch den Heizpuls induzierten Magnetfeld hervor. Der Beitrag V_{tilt} kann daher in den gepulsten Heizmessungen vernachlässigt werden.

Die Rohsignale der gepulsten Heizmessung im antiparallelen Zustand sind am Beispiel zweier verschiedener Heizpulse ($V_{\text{HL}} = \pm 2 \text{ V}$) in Abbildung 51 a für einen positiven DC-Strom von $I_{\text{DC}} = +300 \mu\text{A}$ und in Abbildung 51 b für einen negativen DC-Strom von $I_{\text{DC}} = -300 \mu\text{A}$ dargestellt. Für ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis besteht jede Einzelmessung aus einer Mittelung über 2000 Pulse. Bei dieser Messung ist das Spannungssignal V_{Temp} , welches proportional zur thermisch induzierten Widerstandsänderung ist, überlagert durch ein Übersprechen des Heizpulses $V_{\text{cross}}(V_{\text{HL}})$. Dieses Signal ist lediglich abhängig von den Frequenzanteilen, der Amplitude und der Polarität des Heizpulses. Da die Form des Heizpulses

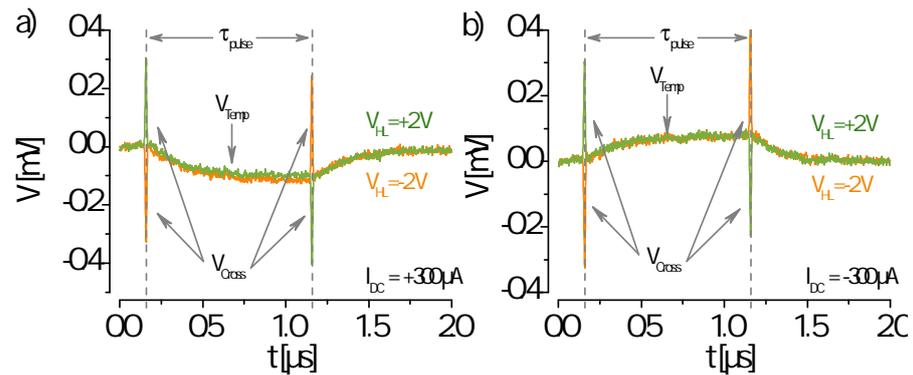


Abbildung 51: Rohsignal der gepulsten Heizmessung im Oszilloskop im antiparallelen Zustand am Beispiel von $V_{HL} = +2V$ und $V_{HL} = -2V$ für einen a) positiven DC-Strom von $I_{DC} = +300 \mu A$ und einen b) negativen DC-Strom von $I_{DC} = -300 \mu A$. Zu sehen ist das Übersprechen des Heizpulses $V_{cross}(V_{HL})$ sowie das Spannungssignal durch die thermisch induzierte Widerstandsänderung V_{Temp} .

während der Messung nicht verändert, wird sind die Frequenzanteile für alle Messungen gleich, wodurch das Übersprechen lediglich von der Amplitude und Polarität des Heizpulses abhängig wird. Ebenso ist zu erkennen, dass die Polarität von V_{Temp} abhängig von der Polarität des DC-Probenstroms ist. Eine Verkleinerung des Widerstandes bei positivem Probenstrom sorgt für ein negatives Spannungssignal, während ein negativer Probenstrom zu einem positiven Spannungssignal führt. Unter dieser Prämisse, erhält man V_{Temp} aus der Differenz der Messung bei positivem DC-Strom und negativem DC-Strom, wobei ein Faktor Zwei zu berücksichtigen ist. Der Anteil $V_{cross}(V_{HL})$ hebt sich bei der Differenzbildung auf. Wie bereits erwähnt, ist V_{Temp} proportional zur absoluten Änderung des TMR durch einen Temperaturanstieg und kann mittels des Bias-Stroms in einen Widerstandswert umgerechnet werden.

In Abbildung 52 sind die zeitaufgelösten, thermisch induzierten Widerstandsänderungen im antiparallelen ΔR_{AP} (Abb.: 52 a) und parallelen Zustand ΔR_{AP} (Abb.: 52 b) der magnetischen Tunnelbarriere für verschiedene Pulsamplituden $|V_{HL}|$ dargestellt. Die dargestellten Widerstandsänderungen ergeben sich aus V_{temp}/I_{DC} . Wie erwartet zeigt sich eine starke Temperaturabhängigkeit im antiparallelen Zustand im Vergleich zum parallelen Zustand. Der in Abbildung 52 a gezeigte exponentielle Abfall im Widerstand während des Pulses und der folgende exponentielle Anstieg nach dem Puls spiegelt die Erwärmung während des Pulses wieder, gefolgt von einem Abkühlvorgang. Für höhere Pulsamplituden ist dieser Abkühlvorgang im betrachteten Zeitfenster noch nicht gänzlich abgeschlossen, was daran zu erkennen ist, dass der Verlauf des Widerstandes seinen Anfangswert $\Delta R_{AP} = 0 m\Omega$ nicht wieder erreicht. Die in Abbildung 52 b gezeig-

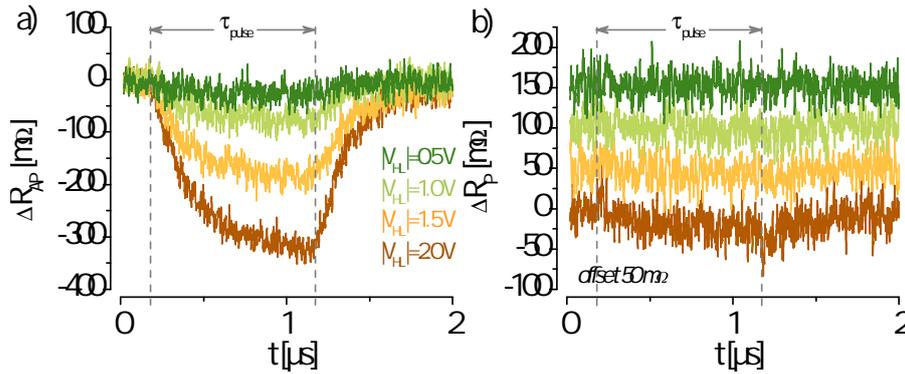


Abbildung 52: Die zeitaufgelöste, thermisch induzierte Änderung des TMR im a) antiparallelen Zustand ΔR_{AP} und b) im parallelen Zustand ΔR_{AP} für verschiedene Amplituden V_{HL} des Heizpulses.

te Temperaturabhängigkeit des Widerstandes im parallelen Zustand zeigt keine solche deutliche Aufwärm- und Abkühlphase. Hier sei darauf hingewiesen, dass die Kurven in Abbildung 52b der Übersichtlichkeit wegen um einen Offset von 50 mΩ gegeneinander verschoben sind. Mangels einer ausreichenden Temperaturabhängigkeit im P-Zustand liegen den folgenden Ergebnissen alleine die Messungen im AP-Zustand zugrunde.

Wie auch die statischen Messungen können die Kurven in erster Näherung durch eine exponentielle Funktion angepasst werden. Die daraus abgeleiteten Widerstandswerte am Ende des Pulses sowie die Zeitkonstanten für die Aufwärm- und Abkühlphase sind in Abbildung 53 aufgeführt. Für Pulsamplituden $|V_{HL}| < 0.5 \text{ V}$ war keine eindeutige Temperaturabhängigkeit mehr zu beobachten und eine Anpassung der Kurven nicht mehr möglich. Die Abbildung 53a zeigt die maximale Änderung im Widerstand während der Erwärmung in Abhängigkeit der Pulsamplitude (graue Punkte). Die Messwerte zeigen eine quadratische Abhängigkeit von V_{HL} (blaue Linie), wie es durch Erwärmung mittels eines ohmschen Bauelements zu erwarten ist. Die größte Widerstandsänderung von $\Delta R_{AP} = 0.33 \Omega$ ergibt sich für $|V_{HL}| = 2 \text{ V}$. Dem gegenübergestellt sind die relativen Widerstandsänderungen im AP-Zustand in Abhängigkeit der DC-Heizspannung (schwarze Linie) aus Abbildung 50b. Sie zeigen eine wesentlich größere Widerstandsänderung bis zu 3Ω aufgrund des längeren Wärmeeintrags. Die thermischen Zeitkonstanten in Abbildung 53b für den Aufwärm- und Abkühlungsprozess liegen unabhängig von der Pulsamplitude bei $t_1 \approx 200 \text{ ns}$. Dieser schnelle Anstieg in der Temperatur kann in den statischen Messungen mittels SMU nicht aufgelöst werden, verdeutlicht aber die unterschiedlichen Zeitskalen der Temperaturverteilung.

Basierend auf den temperaturabhängigen Messungen des TMR auf einer Suss PM-5 Wafer-Probe-Station kann aus der zeitaufgelösten

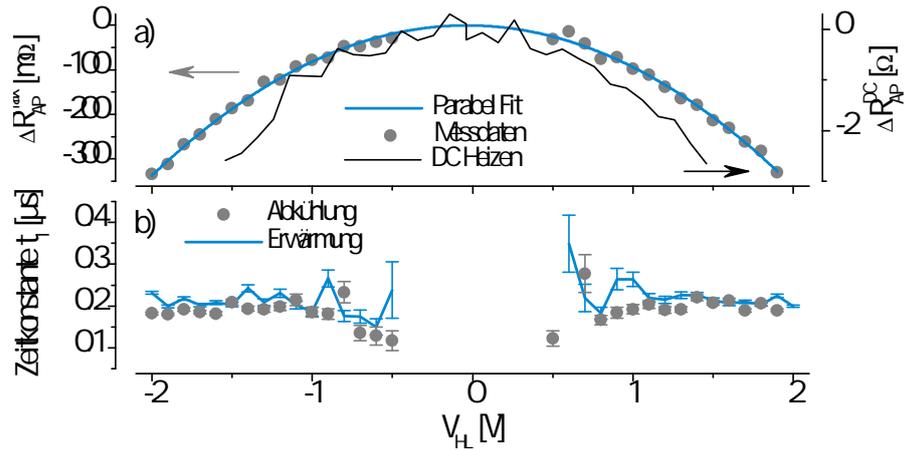


Abbildung 53: a) Die maximale Änderung des Widerstandes im antiparallelen Zustand ΔR_{AP}^{\max} zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Heizspannung V_{HL} . Im Vergleich zur gepulsten Heizmessung ist die Widerstandsänderung im DC-Fall (schwarze Linie) wesentlich größer. b) Die Zeitkonstanten für den Aufwärm- bzw. Abkühlvorgang.

Widerstandsänderung im antiparallelen Zustand (siehe Abb. 52) der Anstieg in der Temperatur während eines Heizpulses abgeleitet werden. In Abbildung 54 ist der Temperaturanstieg für einen Heizpuls mit der Amplitude von $V_{HL} = 2\text{ V}$ dargestellt. Es zeigt sich, dass Pulse mit einer Pulsdauer von $\tau_{\text{pulse}} = 1\ \mu\text{s}$ und Amplituden bis zu $|V_{HL}| = 2\text{ V}$ nur zu einem geringen Temperaturanstieg von $\Delta T < 1\text{ K}$ führen.

A.1 BERECHNUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG

Der abgeleitete Temperaturanstieg bei den gepulsten Heizmessungen (vgl. Abb. 54) lässt sich nur qualitativ beschreiben. Der Ansatz ist es, den Wärmetransport auf den eindimensionalen Fall zu reduzieren (siehe Abbildung 55 a). Das Segment der Heizleitung oberhalb der Tunnelbarriere wird als punktförmige Wärmequelle mit konstanter Ergiebigkeit Q_{source} betrachtet. Durch ihre Dimension kann die MTJ als punktförmiger Temperatursensor angenommen werden. Der Wärmetransport senkrecht zur Schichtstruktur ist dann hauptsächlich durch das Dielektrikum zwischen HL und TC bestimmt. Der Beitrag der Capping Layer ist zunächst zu vernachlässigen. Das Temperaturfeld $T(x, t)$ um die Punktquelle ist für den eindimensionalen Fall gegeben durch

$$T(x, t) = \frac{Q_{\text{source}}}{4\pi\lambda \cdot x} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4at}}\right), \quad (98)$$

mit dem komplementären Fehlerintegral $\operatorname{erfc}(\xi)$ und der Temperaturleitfähigkeit $a = \lambda/\rho c_p$ [109, 110]. Unter Verwendung der Mate-

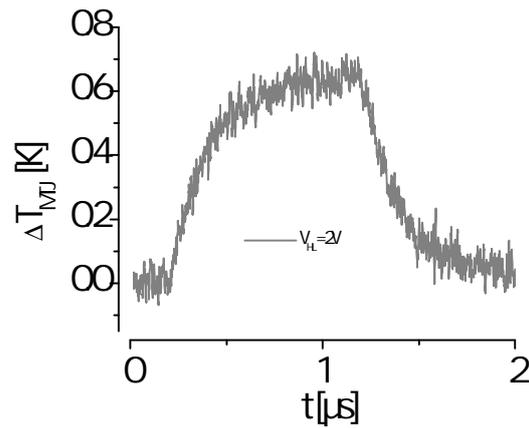


Abbildung 54: Der aus den zeitaufgelösten Widerstandsmessungen abgeleitete Temperaturanstieg in der MTJ bei einer Pulsamplitude von $|V_{\text{HL}}| = 2\text{V}$.

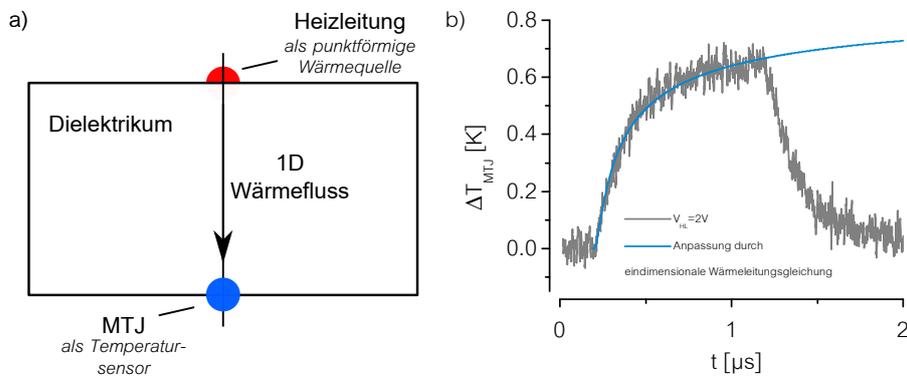


Abbildung 55: a) Reduktion der Wärmeverteilung auf den 1D-Fall. b) Temperaturanstieg in der Tunnelbarriere (graue Linie) und die Anpassung durch die Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung (blaue Linie)

rialparameter für Ta_2O_5 aus Tabelle 2 kann der Temperaturanstieg sehr gut wiedergegeben werden (blaue Linie in Abb. 55 b), wobei der freie Parameter Q_{source} aus den Messungen nicht bestimmt werden konnte und entsprechend angepasst wurde.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Neville F. Mott and H. Jones. *The Theory of the Properties of Metals and Alloys*. Dover Publications, reprint of 1936 edition, 6 1958.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472–2475, Nov 1988.
- [3] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828–4830, Mar 1989.
- [4] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3):225 – 226, 1975.
- [5] Igor Žutić, Jaroslav Fabian, and S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 76:323–410, Apr 2004.
- [6] Gerrit E.W. Bauer, Allan H. MacDonald, and Sadamichi Maekawa. Spin caloritronics. *Solid State Communications*, 150(11-12): 459 – 460, 2010.
- [7] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, 455(7214):778–781, October 2008.
- [8] Jean-Christophe Le Breton, Sandeep Sharma, Hidekazu Saito, Shinji Yuasa, and Ron Jansen. Thermal spin current from a ferromagnet to silicon by seebeck spin tunnelling. *Nature*, advance online publication:–, June 2011.
- [9] A. Slachter, F. L. Bakker, J-P. Adam, and B. J. van Wees. Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal. *Nat Phys*, 6(11):879–882, November 2010.
- [10] Moosa Hatami, Gerrit E. W. Bauer, Qinfang Zhang, and Paul J. Kelly. Thermal spin-transfer torque in magnetoelectronic devices. *Phys. Rev. Lett.*, 99:066603, Aug 2007.
- [11] Zhe Yuan, Shuai Wang, and Ke Xia. Thermal spin-transfer torques on magnetic domain walls. *Solid State Communications*, 150 (11-12):548 – 551, 2010. Spin Caloritronics.

- [12] Haiming Yu, S. Granville, D. P. Yu, and J.-Ph. Ansermet. Evidence for thermal spin-transfer torque. *Phys. Rev. Lett.*, 104:146601, Apr 2010.
- [13] Michael Czerner, Michael Bachmann, and Christian Heiliger. Spin caloritronics in magnetic tunnel junctions: Ab initio studies. *Phys. Rev. B*, 83(13):132405, Apr 2011.
- [14] A. Fert and I. A. Campbell. Two-current conduction in nickel. *Phys. Rev. Lett.*, 21:1190–1192, Oct 1968.
- [15] A Fert and I A Campbell. Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys. *Journal of Physics F: Metal Physics*, 6(5):849, 1976.
- [16] S.D. Bader and S.S.P. Parkin. Spintronics. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 1(1):71–88, 2010.
- [17] R. D. Barnard. *Thermoelectricity in Metals and Alloys*. Taylor and Francis, Ltd., London, 1972.
- [18] T. C. Harman, P. J. Taylor, M. P. Walsh, and B. E. LaForge. Quantum dot superlattice thermoelectric materials and devices. *Science*, 297(5590):2229–2232, 2002.
- [19] L. D. Hicks and M. S. Dresselhaus. Effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit. *Phys. Rev. B*, 47:12727–12731, May 1993.
- [20] Kyoung Hun Kim, Seung Hwan Shim, Kwang Bo Shim, Koichi Niihara, and Junichi Hojo. Microstructural and thermoelectric characteristics of zinc oxide-based thermoelectric materials fabricated using a spark plasma sintering process. *Journal of the American Ceramic Society*, 88(3):628–632, 2005.
- [21] Gerrit E. W. Bauer, Eiji Saitoh, and Bart J. van Wees. Spin caloritronics. *Nat Mater*, 11(5):391–399, May 2012.
- [22] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetolectric system. *Phys. Rev. B*, 35:4959–4972, Apr 1987.
- [23] R. Jansen, A. M. Deac, H. Saito, and S. Yuasa. Thermal spin current and magnetothermopower by seebeck spin tunneling. *Phys. Rev. B*, 85:094401, Mar 2012.
- [24] Laurent Gravier, Santiago Serrano-Guisan, François Reuse, and J.-Ph. Ansermet. Spin-dependent peltier effect of perpendicular currents in multilayered nanowires. *Phys. Rev. B*, 73:052410, Feb 2006.

- [25] Laurent Gravier, Santiago Serrano-Guisan, François Reuse, and Jean-Philippe Ansermet. Thermodynamic description of heat and spin transport in magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B*, 73(2):024419, Jan 2006.
- [26] T. Miyazaki and N. Tezuka. Giant magnetic tunneling effect in fe/al₂o₃/fe junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139(3):L231 – L234, 1995.
- [27] J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong, and R. Meserve. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3273–3276, Apr 1995.
- [28] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno. Tunnel magnetoresistance of 60% diffusion in cofeb/mgo/cofeb pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, 93(8):082508, 2008.
- [29] S Yuasa and D D Djayaprawira. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline mgo(001) barrier. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(21):R337, 2007.
- [30] Yiming Huai. Spin-transfer torque mram (stt-mram): Challenges and prospects. *AAPPS Bulletin*, 18:33, 2008.
- [31] J.M. Slaughter, R.W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, B.N. Engel, J. Janesky, N.D. Rizzo, and S. Tehrani. Fundamentals of mram technology. *Journal of Superconductivity*, 15:19–25, 2002.
- [32] Weiwei Lin, Michel Hehn, Laurent Chaput, Béatrice Negulescu, Stéphane Andrieu, François Montaigne, and Stéphane Mangin. Giant spin-dependent thermoelectric effect in magnetic tunnel junctions. *Nat Commun*, 3:744–, March 2012.
- [33] Marvin Walter, Jakob Walowski, Vladyslav Zbarsky, Markus Münzenberg, Markus Schäfers, Daniel Ebke, Günter Reiss, Andy Thomas, Patrick Peretzki, Michael Seibt, Jagadeesh S. Moodera, Michael Czerner, Michael Bachmann, and Christian Heiliger. Seebeck effect in magnetic tunnel junctions. *Nat Mater*, 10(10):742–746, October 2011.
- [34] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell. Tunneling conductance of asymmetrical barriers. *Journal of Applied Physics*, 41(5):1915–1921, 1970.
- [35] John G. Simmons. Electric tunnel effect between dissimilar electrodes separated by a thin insulating film. *Journal of Applied Physics*, 34(9):2581–2590, 1963.

- [36] John G. Simmons. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film. *Journal of Applied Physics*, 34(6):1793–1803, 1963.
- [37] T.R. McGuire and R.I Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 11(4): 1018–1038, Jul 1975.
- [38] Ludwig Bergmann. *Lehrbuch Der Experimentalphysik: Festkörper (v. 6) (German Edition)*. Walter De Gruyter Inc, 2nd edition, 9 2005.
- [39] Stephen Blundell. *Magnetism in Condensed Matter (Oxford Master Series in Physics)*. Oxford University Press, USA, 1 edition, 12 2001.
- [40] Jagadeesh S. Moodera, Joaquim Nassar, and George Mathon. Spin-tunneling in ferromagnetic junctions. *Annual Review of Materials Science*, 29(1):381–432, 1999.
- [41] P. M. Tedrow and R. Meservey. Spin-dependent tunneling into ferromagnetic nickel. *Phys. Rev. Lett.*, 26:192–195, Jan 1971.
- [42] J. C. Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Phys. Rev. B*, 39: 6995–7002, Apr 1989.
- [43] H. Jaffrès, D. Lacour, F. Nguyen Van Dau, J. Briatico, F. Petroff, and A. Vaurès. Angular dependence of the tunnel magnetoresistance in transition-metal-based junctions. *Phys. Rev. B*, 64(6): 064427, Jul 2001.
- [44] C. Heiliger, M. Czerner, N. Liebing, S. Serrano-Guisan, K. Rott, G. Reiss, and H. W. Schumacher. Unusual angular dependence of tunneling magneto-seebeck effect. *ArXiv e-prints*, Nov 2013.
- [45] H. X. Wei, Q. H. Qin, M. Ma, R. Sharif, and X. F. Han. 80barrier magnetic tunnel junction with cofeb as free and reference layers. *Journal of Applied Physics*, 101(9):09B501, 2007.
- [46] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of fe/mgo/fe sandwiches. *Phys. Rev. B*, 63:054416, Jan 2001.
- [47] J. Mathon and A. Umerski. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial fe/mgo/fe(001) junction. *Phys. Rev. B*, 63: 220403, May 2001.
- [48] Stuart S. P. Parkin, Christian Kaiser, Alex Panchula, Philip M. Rice, Brian Hughes, Mahesh Samant, and See-Hun Yang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers. *Nat Mater*, 3(12):862–867, December 2004.

- [49] Shinji Yuasa, Taro Nagahama, Akio Fukushima, Yoshishige Suzuki, and Koji Ando. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal fe/mgo/fe magnetic tunnel junctions. *Nat Mater*, 3(12):868–871, December 2004.
- [50] Martin Gradhand, Christian Heiliger, Peter Zahn, and Ingrid Mertig. Tunneling magnetoresistance with amorphous electrodes. *Phys. Rev. B*, 77:134403, Apr 2008.
- [51] Christian Heiliger, Martin Gradhand, Peter Zahn, and Ingrid Mertig. Tunneling magnetoresistance on the subnanometer scale. *Phys. Rev. Lett.*, 99:066804, Aug 2007.
- [52] M T Johnson, P J H Bloemen, F J A den Broeder, and J J de Vries. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Reports on Progress in Physics*, 59(11):1409, 1996.
- [53] J. A. Osborn. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Phys. Rev.*, 67(11-12):351–357, Jun 1945.
- [54] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, 102:1413–1414, Jun 1956.
- [55] J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suri nach, J.S. Muñoz, and M.D. Baré. Exchange bias in nanostructures. *Physics Reports*, 422(3):65 – 117, 2005.
- [56] K. O’Grady, L.E. Fernandez-Outon, and G. Vallejo-Fernandez. A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 322(8):883 – 899, 2010.
- [57] B. D. Schrag, A. Anguelouch, S. Ingvarsson, Gang Xiao, Yu Lu, P. L. Trouilloud, A. Gupta, R. A. Wanner, W. J. Gallagher, P. M. Rice, and S. S. P. Parkin. Néel „orange-peel“ coupling in magnetic tunneling junction devices. *Applied Physics Letters*, 77(15): 2373–2375, 2000.
- [58] P. Bruno. Theory of interlayer magnetic coupling. *Phys. Rev. B*, 52:411–439, Jul 1995.
- [59] M. D. Stiles. Exchange coupling in magnetic heterostructures. *Phys. Rev. B*, 48:7238–7258, Sep 1993.
- [60] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/ru, co/cr, and fe/cr. *Phys. Rev. Lett.*, 64:2304–2307, May 1990.
- [61] André Thiavill. Extensions of the geometric solution of the two dimensional coherent magnetization rotation model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 182(1-2):5 – 18, 1998.

- [62] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 240(826):599–642, 1948.
- [63] André Thiaville. Coherent rotation of magnetization in three dimensions: A geometrical approach. *Phys. Rev. B*, 61(18):12221–12232, May 2000.
- [64] W. J. Gallagher, S. S. P. Parkin, Yu Lu, X. P. Bian, A. Marley, K. P. Roche, R. A. Altman, S. A. Rishton, C. Jahnes, T. M. Shaw, and Gang Xiao. Microstructured magnetic tunnel junctions (invited). *Journal of Applied Physics*, 81(8):3741–3746, 1997.
- [65] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O’Sullivan, S. L. Brown, J. Buchigano, D. W. Abraham, Yu Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, and W. J. Gallagher. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited). *Journal of Applied Physics*, 85(8):5828–5833, 1999.
- [66] S. Tehrani, E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J. M. Slaughter, J. Shi, and G. Kerszykowski. High density submicron magnetoresistive random access memory (invited). *Journal of Applied Physics*, 85(8):5822–5827, 1999.
- [67] M. Labrune, J.C.S. Kools, and A. Thiaville. Magnetization rotation in spin-valve multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 171(1–2):1 – 15, 1997.
- [68] Hermann Brand. *Thermoelektrizität und Hydrodynamik*. PhD thesis, Technischen Universität Wien, Fakultät für Elektrotechnik, 1994.
- [69] H. B. Callen. *Thermodynamics*. John Wiley & Sons, 1960.
- [70] Neil W. Ashcroft and N. David Mermin. *Solid state physics*. Holt, Rinehart and Winston, New York, c1976.
- [71] Mark Johnson. Spin caloritronics and the thermomagnetolectric system. *Solid State Communications*, 150:543 – 547, 2010.
- [72] G. Chen and A. Shakouri. Heat transfer in nanostructures for solid-state energy conversion. *Journal of Heat Transfer*, 124(2):242–252, November 2001.
- [73] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas. Generalized many-channel conductance formula with application to small rings. *Phys. Rev. B*, 31:6207–6215, May 1985.

- [74] Rolf Landauer. Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices. *Philosophical Magazine*, 21(172):863–867, 1970.
- [75] U. Sivan and Y. Imry. Multichannel landauer formula for thermoelectric transport with application to thermopower near the mobility edge. *Phys. Rev. B*, 33:551–558, Jan 1986.
- [76] Christian Heiliger, Christian Franz, and Michael Czerner. Ab initio studies of the tunneling magneto-seebeck effect: Influence of magnetic material. *Phys. Rev. B*, 87:224412, Jun 2013.
- [77] Michael Czerner and Christian Heiliger. Influence of interface termination on the magneto-seebeck effect in mgo based tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 111(7):07C511, 2012.
- [78] W.H. Butler, X. G Zhang, S. Vutukuri, M. Chshiev, and T.C. Schulthess. Theory of tunneling magnetoresistance for epitaxial systems. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 41(10):2645–2648, 2005.
- [79] SINGULUS TECHNOLOGIES AG.
- [80] S. V. Karthik, Y. K. Takahashi, T. Ohkubo, K. Hono, S. Ikeda, and H. Ohno. Transmission electron microscopy investigation of cofeb/mgo/cofeb pseudospin valves annealed at different temperatures. *Journal of Applied Physics*, 106(2):023920, 2009.
- [81] Judy J. Cha, J. C. Read, R. A. Buhrman, and David A. Muller. Spatially resolved electron energy-loss spectroscopy of electron-beam grown and sputtered cofeb/mgo/cofeb magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 91(6):062516, 2007.
- [82] J. J. Cha, J. C. Read, Jr. W. F. Egelhoff, P. Y. Huang, H. W. Tseng, Y. Li, R. A. Buhrman, and D. A. Muller. Atomic-scale spectroscopic imaging of cofeb/mg-b-o/cofeb magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 95(3):032506, 2009.
- [83] J. C. Read, P. G. Mather, and R. A. Buhrman. X-ray photoemission study of cofeb/mgo thin film bilayers. *Applied Physics Letters*, 90(13):132503, 2007.
- [84] S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley, and S. S. P. Parkin. Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 79:3744–3747, Nov 1997.
- [85] J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. M. Lee, F. Matsukura, and H. Ohno. Effect of high annealing temperature on giant tunnel magnetoresistance ratio of cofeb/mgo/cofeb magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 89(23):232510, 2006.

- [86] Shinji Yuasa, Akio Fukushima, Hitoshi Kubota, Yoshishige Suzuki, and Koji Ando. Giant tunneling magnetoresistance up to 410% fully epitaxial Co/MgO/Co magnetic tunnel junctions with bcc Co(001) electrodes. *Applied Physics Letters*, 89(4):042505, 2006.
- [87] V. Drewello, J. Schmalhorst, A. Thomas, and G. Reiss. Evidence for strong magnon contribution to the TMR temperature dependence in MgO based tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 77:014440, Jan 2008.
- [88] Jagadeesh S. Moodera and George Mathon. Spin polarized tunneling in ferromagnetic junctions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200(1–3):248 – 273, 1999.
- [89] N. Liebing, S. Serrano-Guisan, K. Rott, G. Reiss, J. Langer, B. Ocker, and H. W. Schumacher. Tunneling magnetothermopower in magnetic tunnel junction nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, 107:177201, Oct 2011.
- [90] J. C. Leutenantsmeyer, M. Walter, V. Zbarsky, M. Münzenberg, R. Gareev, K. Rott, A. Thomas, G. Reiss, P. Peretzki, H. Schuhmann, M. Seibt, M. Czerner, and C. Heiliger. Parameter space for thermal spin-transfer torque. *SPIN*, 03(01):1350002, 2013.
- [91] Roald K. Wangsness. *Electromagnetic Fields, 2nd Edition*. Wiley, 2nd edition, 7 1986.
- [92] T. Devolder, Joo-Von Kim, C. Chappert, J. Hayakawa, K. Ito, H. Takahashi, S. Ikeda, and H. Ohno. Direct measurement of current-induced fieldlike torque in magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 105(11):113924, 2009.
- [93] Thomas D. McGee. *Principles and Methods of Temperature Measurement*. Wiley-Interscience, 1 edition, 5 1988.
- [94] Harry A. Schafft and John S. Suehle. The measurement, use and interpretation of the temperature coefficient of resistance of metallizations. *Solid-State Electronics*, 35(3):403 – 410, 1992.
- [95] Peter Klein. Schaltungen und Systeme: Grundlagen, Analyse und Entwurfsmethoden. *Schaltungen und Systeme*, 2005.
- [96] Andrea Scorzoni, Bruno Neri, Candida Caprile, and Fausto Fantini. Electromigration in thin-film interconnection lines: models, methods and results. *Materials Science Reports*, 7(4–5):143 – 220, 1991.
- [97] B. Stahlmecke and G. Dumpich. Resistance behaviour and morphological changes during electromigration in gold wires. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19(4):046210, 2007.

- [98] C. Pennetta, E. Alfinito, L. Reggiani, F. Fantini, I. DeMunari, and A. Scorzoni. Biased resistor network model for electromigration failure and related phenomena in metallic lines. *Phys. Rev. B*, 70:174305, Nov 2004.
- [99] Kazuhiko Sasagawa, Kazushi Naito, Hiroki Kimura, Masumi Saka, and Hiroyuki Abé. Experimental verification of prediction method for electromigration failure of polycrystalline lines. *Journal of Applied Physics*, 87(6):2785–2791, 2000.
- [100] N.M. Ravindra, B. Sopori, O.H. Gokce, S.X. Cheng, A. Shenoy, L. Jin, S. Abedrabbo, W. Chen, and Y. Zhang. Emissivity measurements and modeling of silicon-related materials: An overview. *International Journal of Thermophysics*, 22(5):1593–1611, 2001.
- [101] Klaus Nitsche Rudi Marek. *Praxis der Wärmeübertragung*. Hanser Fachbuchverlag, 3., aktualisierte auflage. edition, 7 2012.
- [102] M. M. Yovanovich, J.R. Culham, and P. Teertstra. Calculating interface resistance. *Electronics Cooling*, May 1997.
- [103] D.B. Tuckerman and R. F W Pease. High-performance heat sinking for vlsi. *Electron Device Letters, IEEE*, 2(5):126–129, 1981.
- [104] Xiaofeng Fan, Gehong Zeng, Chris LaBounty, John E. Bowers, Edward Croke, Channing C. Ahn, Scott Huxtable, Arun Majumdar, and Ali Shakouri. Sigec/si superlattice microcoolers. *Applied Physics Letters*, 78(11):1580–1582, 2001.
- [105] C. Gillot, Y. Avenas, N. Cezac, G. Poupon, C. Schaeffer, and E. Fournier. Silicon heat pipes used as thermal spreaders. *Components and Packaging Technologies, IEEE Transactions on*, 26(2):332–339, 2003.
- [106] Junghoon Yeom and Mark A. Shannon. 3.16 - micro-coolers. In Editors in Chief: Yogesh Gianchandani, Osamu Tabata, , and Hans Zappe, editors, *Comprehensive Microsystems*, pages 499 – 550. Elsevier, Oxford, 2008.
- [107] D.G. Pierce and P.G. Brusius. Electromigration: A review. *Microelectronics Reliability*, 37(7):1053 – 1072, 1997. <ce:title>Reliability Physics of Advanced Electron Devices</ce:title>.
- [108] Burkhard Stahlmecke and Guenter Dumpich. In situ observation of electromigration in gold nanowires. *Defect and Diffusion Forum*, 237 - 240:1163, 2005.
- [109] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger. *Conduction of Heat in Solids*. Oxford University Press, USA, 2 edition, 4 1986.

- [110] Ulrich Grigull Heinrich Sandner. *Wärmeleitung (Wärme- und Stoffübertragung)*. Springer Berlin Heidelberg, 2. Aufl. edition, 1 1990.
- [111] William M. Haynes and David R. Lide. *CRC handbook of chemistry and physics*. CRC Press, Boca Raton (Fla.) ;, London ;, New York, 91th edition. edition, 2010.
- [112] S.-M. Lee, David G. Cahill, and Thomas H. Allen. Thermal conductivity of sputtered oxide films. *Phys. Rev. B*, 52(1):253–257, Jul 1995.
- [113] G. V. Samsonov. *The Oxide handbook*. IFI/Plenum, New York, 2d edition, 1982.
- [114] K.T. Jacob, Chander Shekhar, and Y. Waseda. An update on the thermodynamics of Ta_2O_5 . *The Journal of Chemical Thermodynamics*, 41(6):748 – 753, 2009.
- [115] Z. L. Wu, M. Reichling, X.-Q. Hu, K. Balasubramanian, and K. H. Guenther. Absorption and thermal conductivity of oxide thin films measured by photothermal displacement and reflectance methods. *Appl. Opt.*, 32(28):5660–5665, Oct 1993.
- [116] C Papusoi, R Sousa, J Herault, I L Prejbeanu, and B Dieny. Probing fast heating in magnetic tunnel junction structures with exchange bias. *New Journal of Physics*, 10(10):103006, 2008.
- [117] A. A. Joshi and A. Majumdar. Transient ballistic and diffusive phonon heat transport in thin films. *Journal of Applied Physics*, 74(1):31–39, 1993.
- [118] R.E. Peterson and A.C. Anderson. The kapitza thermal boundary resistance. *Journal of Low Temperature Physics*, 11(5-6):639–665, 1973.
- [119] Arun Majumdar and Pramod Reddy. Role of electron–phonon coupling in thermal conductance of metal–nonmetal interfaces. *Applied Physics Letters*, 84(23):4768–4770, 2004.
- [120] Yan Wang, Xiulin Ruan, and Ajit K. Roy. Two-temperature nonequilibrium molecular dynamics simulation of thermal transport across metal-nonmetal interfaces. *Phys. Rev. B*, 85:205311, May 2012.
- [121] J.-E. Wegrowe. Spin transfer from the point of view of the ferromagnetic degrees of freedom. *Solid State Communications*, 150(11-12):519 – 523, 2010. Spin Caloritronics.

- [122] V. Belousov, A. Granovskii, Yu. Kalinin, and A. Sitnikov. Magneto-thermopower of nanocomposites in the vicinity of the percolation threshold. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 105:1222–1229, 2007. 10.1134/S1063776107120138.
- [123] Santiago Serrano-Guisan, Giulia di Domenicantonio, Mohamed Abid, Jean-Pierre Abid, Matthias Hillenkamp, Laurent Gravier, Jean-Philippe Ansermet, and Christian Felix. Enhanced magnetic field sensitivity of spin-dependent transport in cluster-assembled metallic nanostructures. *Nat Mater*, 5(9):730–734, September 2006.
- [124] Jing Shi, Kevin Pettit, E. Kita, S. S. P. Parkin, R. Nakatani, and M. B. Salamon. Field-dependent thermoelectric power and thermal conductivity in multilayered and granular giant magnetoresistive systems. *Phys. Rev. B*, 54(21):15273–15283, Dec 1996.
- [125] Ayaz Arif Khan, J. Schmalhorst, A. Thomas, V. Drewello, and G. Reiss. Dielectric breakdown and inelastic electron tunneling spectroscopy of top and bottom pinned cofeb/mgo/cofeb magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 105(8):083723, 2009.
- [126] Ayaz Arif Khan, J. Schmalhorst, A. Thomas, O. Schebaum, and G. Reiss. Dielectric breakdown in cofeb/mgo/cofeb magnetic tunnel junction. *Journal of Applied Physics*, 103(12):123705, 2008.
- [127] A. Thomas, V. Drewello, M. Schäfers, A. Weddemann, G. Reiss, G. Eilers, M. Münzenberg, K. Thiel, and M. Seibt. Direct imaging of the structural change generated by dielectric breakdown in mgo based magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 93(15):152508, 2008.
- [128] M. Schäfers, V. Drewello, G. Reiss, A. Thomas, K. Thiel, G. Eilers, M. Münzenberg, H. Schuhmann, and M. Seibt. Electric breakdown in ultrathin mgo tunnel barrier junctions for spin-transfer torque switching. *Applied Physics Letters*, 95(23):232119, 2009.
- [129] Inc. Keithley Instruments. Keithley application note series: Low current measurements. 1671, 2012.
- [130] Alex Hubert and Rudolf Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, 10 2008.
- [131] Burkard Hillebrands and Kamel Ounadjela. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, II, III*. Springer, 2002 edition, 11 2001.
- [132] T. L. Gilbert. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, 100:1243, 1955.

- [133] L. Landau and E. Lifshitz. Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8: 153, 1935.
- [134] Simon Trudel, Oksana Gaier, Jaroslav Hamrle, and Burkard Hillebrands. Magnetic anisotropy, exchange and damping in cobalt-based full-heusler compounds: an experimental review. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(19):193001, 2010.
- [135] C. H. Back, D. Weller, J. Heidmann, D. Mauri, D. Guarisco, E. L. Garwin, and H. C. Siegmann. Magnetization reversal in ultrashort magnetic field pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3251–3254, Oct 1998.
- [136] C. H. Back, R. Allenspach, W. Weber, S. S. P. Parkin, D. Weller, E. L. Garwin, and H. C. Siegmann. Minimum field strength in precessional magnetization reversal. *Science*, 285(5429):864–867, 1999.
- [137] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, and J. Miltat. Quasiballistic magnetization reversal. *Phys. Rev. Lett.*, 90:017204, Jan 2003.
- [138] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 54(13):9353–9358, Oct 1996.
- [139] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2):L1 – L7, 1996.
- [140] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in co /cu /co pillars. *Phys. Rev. Lett.*, 84(14):3149–3152, Apr 2000.
- [141] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices. *Science*, 285(5429):867–870, 1999.
- [142] J. C. Sankey, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, I. N. Krivorotov, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Spin-transfer-driven ferromagnetic resonance of individual nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 96:227601, Jun 2006.
- [143] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and S. Yuasa. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature*, 438(7066):339–342, November 2005.
- [144] D.C. Ralph and M.D. Stiles. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1190 – 1216, 2008.

- [145] Ioannis Theodonis, Nicholas Kioussis, Alan Kalitsov, Mairbek Chshiev, and W. H. Butler. Anomalous bias dependence of spin torque in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 97:237205, Dec 2006.
- [146] John C. Slonczewski. Initiation of spin-transfer torque by thermal transport from magnons. *Phys. Rev. B*, 82:054403, Aug 2010.
- [147] Xingtao Jia, Ke Xia, and Gerrit E. W. Bauer. Thermal spin transfer in fe-mgo-fe tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 107:176603, Oct 2011.
- [148] S. Petit, N. de Mestier, C. Baraduc, C. Thirion, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny. Influence of spin-transfer torque on thermally activated ferromagnetic resonance excitations in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 78(18):184420, Nov 2008.
- [149] S. Petit, C. Baraduc, C. Thirion, U. Ebels, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny. Spin-torque influence on the high-frequency magnetization fluctuations in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 98(7):077203, Feb 2007.
- [150] William Fuller Brown. Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Phys. Rev.*, 130:1677–1686, Jun 1963.
- [151] R.W. Damon and J.R. Eshbach. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19(3–4): 308 – 320, 1961.
- [152] Alina M. Deac, Akio Fukushima, Hitoshi Kubota, Hiroki Maehara, Yoshishige Suzuki, Shinji Yuasa, Yoshinori Nagamine, Koji Tsunekawa, David D. Djayaprawira, and Naoki Watanabe. Bias-driven high-power microwave emission from mgo-based tunnel magnetoresistance devices. *Nat Phys*, 4(10):803–809, October 2008.
- [153] P. Gangmei, A. Neudert, M. K. Marcham, R. J. Hicken, M. A. Gubbins, X. Cao, R. R. Lamberton, and A. B. Johnston. Thermal and spin-transfer-torque excitation of precessional modes in magnetic tunnel junction nanopillars with symmetric interfaces and a thick free layer. *Phys. Rev. B*, 88:134415, Oct 2013.
- [154] David G. Cahill. Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance. *Review of Scientific Instruments*, 75(12):5119–5122, 2004.
- [155] David G. Cahill and R. O. Pohl. Thermal conductivity of amorphous solids above the plateau. *Phys. Rev. B*, 35:4067–4073, Mar 1987.

- [156] David G. Cahill. Thermal conductivity measurement from 30 to 750 k: the 3 omega method. *Review of Scientific Instruments*, 61(2):802–808, 1990.

LEBENS LAUF

Promotionsstudium

seit 06/2009
Doktorand an der Physikalisch-
Technischen Bundesanstalt
Arbeitsgruppe 2.52 - Nanomagnetismus
PD. Dr. Hans Werner Schumacher

Studium

10/2003–
03/2009
Studium der Physik an der Univer-
sität Leipzig-Institut für Physik und
Geowissenschaften

08.01.2009
Abschluss als Diplom-Physiker (Note:
„sehr gut“)
Diplomthema: „Channeling Contrast
Microscopy–Einführung der Messme-
thode an der Ionennanosonde LIPSI-
ON“ (Note: „sehr gut“)

Wehrdienst

09/2001–
07/2003
Grundwehrdienst, anschließend
FWDL 23 (Freiwilliger Wehrdienst
Leistender für 23 Monate)
Gunzenhausen/Bayern

11/2002–
06/2003
SFOR-Einsatz in Bosnien und Herze-
gowina

Schule

07/1989–
06/1993
Grundschule Markkleeberg

07/1993–
06/2001
Uhland-Schule Leipzig
(Gymnasium)–Abschluss mit Ab-
itur