



Charakterisierung und Optimierung der magnetischen Tunnelemente

Diplomarbeit

vorgelegt von

Vladyslav Zbarsky

aus Dnjepropjetrowsk

Georg-August-Universität zu Göttingen

I. Physikalisches Institut

2011

Referent: Prof. Dr. Markus Münzenberg
Korreferent: Prof. Dr. Angela Rizzi
Abgabedatum: 6. April 2011

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Magnetismus	3
1.1.1 Dia- und Paramagnetismus	3
1.1.2 Stoner-Modell	4
1.2 TMR-Effekt	6
1.2.1 Modell von Jullière	7
1.2.2 Das kohärente Tunneln	8
1.2.3 Kontaktschicht	13
1.2.4 Pseudo-spin-valve und spin-valve Systeme	14
1.3 Magnetische Anisotropie	15
1.4 Inelastische Elektron Tunnel Spektroskopie	16
2 Experimentelle Methoden	19
2.1 Probenpräparation	19
2.1.1 Elektronenstrahlverdampfen	20
2.1.2 Magnetronspütern	21
2.1.3 Auslagerungskammer	23
2.2 Strukturierung der Proben	24
2.2.1 Optische Lithographie	24
2.2.2 Sputterätzen	25
2.2.3 Mehrschritt-Lithographie	27
2.3 Charakterisierung der Proben	29
2.3.1 Magneto-optischer Kerr Effekt	29
2.3.2 Probestation	30
2.3.3 Physical Property Measurement System (PPMS)	31
3 Auswertung der Messdaten	32

3.1	Optimierung des Schichtstapels	32
3.1.1	Einfluss der Kontaktschicht auf TMR	32
3.1.2	Einfluss der Wachstumsmethode auf die Qualität der magnetischen Tunnelemente	35
3.2	Auslagerungsreihe	38
3.2.1	Anisotropie	39
3.2.2	Diffusion von Tantal in die CoFeB-Schicht	42
3.3	Inelastische Elektron Tunnel Spektroskopie	46
4	Zusammenfassung und Ausblick	52
4.1	TMR-Effekt	52
4.2	IET-Spektren	54
	Literaturverzeichnis	55
A	Inelastische Elektron Tunnel Spektroskopie	60

Abbildungsverzeichnis

1.1	Stoner-Modell	5
1.2	Illustration des TMR-Effektes	7
1.3	Bandstrukturausschnitt für Fe und Co	9
1.4	Bandsymmetrie	10
1.5	Skizze der Grenzfläche zwischen Fe und MgO	10
1.6	Zustandsdichten beim Tunneln	11
1.7	TMR bei kristallinen Fe-Schicht	12
1.8	TMR bei unterschiedlichen Buffer	13
1.9	Spin-valve und pseudo-spin-valve Systeme	14
1.10	Kristallanisotropie von Fe, Co und Ni	15
1.11	Schematische Darstellung der inelastischen Tunnelspektroskopie	17
1.12	Schematische Darstellung der Magnonenerzeugung	17
2.1	Struktur-Zonen	22
2.2	Probenhalter der Auslagerungskammer.	24
2.3	Ätzraten	26
2.4	Mehrschrittlithographie	28
2.5	PPMS-Aufbau	31
3.1	Erster Schichtstapel	33
3.2	Probe mit 77 % TMR	34
3.3	HRTEM-Aufnahme der MTJ mit 77 % TMR	35
3.4	Probe mit 140 % TMR	36
3.5	HRTEM-Aufnahme der Probe mit 140 % TMR	37
3.6	Probe mit 197 % TMR	38
3.7	MOKE-Messung der Auslagerungsreihe	40
3.8	Vergleich der TMR-Messungen in Abhängigkeit von der Form der Elemente	41
3.9	Abhängigkeit der Anzahl der Elemente mit hohem TMR von der Auslagerungsdauer	42
3.10	Auslagerungsreihe	43
3.11	TMR-Kurve bei Tantal-Diffusion	44
3.12	EDX-Messung	46
3.13	IETS: Messungen bei -120 mT	47

Abbildungsverzeichnis

3.14 IET-Spektren für unterschiedliche Magnetfelder	48
3.15 IET-Spektrum für pseudo-spin-valve Probe aus Bielefeld	48
3.16 Tunnelspektren für unterschiedliche Magnetfelder	49
3.17 Gerade und ungerade Teile des Spektrums der Messung bei -120 mT . .	50
A.1 Mehrere Messdurchgänge mit dem Mittelwert bei -120 mT.	60

Einleitung

Motivation

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird das Verhalten der magnetischen Tunnelemente in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld untersucht und diskutiert. Insbesondere wird der Effekt des Tunnelmagnetowiderstandes, bei dem der Widerstand sich durch die Wirkung des Magnetfeldes ändert, studiert. Dieser Effekt ist aus der modernen Festplatten-Technologie nicht mehr wegzudenken und stellt damit ein wichtiges Grundlagenforschungsgebiet dar. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die Erforschungsgeschichte und über die bekanntesten Anwendungen des Tunnelmagnetowiderstandes gegeben.

1975 entdeckte M. Jullière den Tunnelmagnetowiderstand (engl. tunnel magnetoresistance, TMR) in Fe/Ge/Co - Tunnelementen. Der bei 4,2 K von Jullière und Mitarbeitern gemessene TMR-Wert betrug 14 % [Jul75]. Da der Effekt nur bei niedrigen Temperaturen gemessen wurde, eignete sich diese Entdeckung damals noch nicht für Anwendungen. Die Entdeckung des GMR-Effekts (engl. Giant magnetoresistance) im Jahre 1988/1989 durch A. Fert [BBF⁺88] und P. Grünberg [BGSZ89] revolutionierte die Festplatten-Technologie und weckte erneut das Interesse an der Erforschung des Tunnelmagnetowiderstandes. Für ihre Entdeckung wurden A. Fert und P. Grünberg 2007 mit einem Nobelpreis ausgezeichnet. Im Jahr 1995 maßen Gruppen von Miyazaki [MT95] und von Moodera [MKWM95] einen TMR von 18 % bei Raumtemperatur an magnetischen Tunnelementen mit einer amorphen Aluminiumoxid-Barriere. Durch die Optimierung der Elementen mit Aluminiumoxid-basierten Tunnelbarrieren wurde sogar ein TMR-Wert von etwa 70 % bei Raumtemperatur erreicht.

Im Jahr 2001 veröffentlichten Mathon [MU01] und Buttler [BZSM01] theoretische Berechnungen, die für magnetische Tunnelemente mit einer Fe/MgO/Fe - Zusammensetzung einen TMR-Wert von 1200 % (Mathon) und 6000 % (Butler) vorhersagten. Der bis 2010 höchste experimentell erreichte TMR-Wert beträgt 604 % bei Raumtemperatur. Dieser Wert wurde von Ikeda et al. [IHA⁺08] an CoFeB/MgO/CoFeB - Elementen gemessen.

Diese Entdeckungen machen den TMR-Effekt für technische Anwendungen in-

teressant. Vor allem bei der Herstellung von *nichtflüchtigen Speichermedien* konnten schnell Anwendungen für den TMR-Effekt gefunden werden: die Leseköpfe der Festplattenlaufwerke nutzen den TMR-Effekt beim Lesen der Daten aus. Eine weitere Anwendung des TMR-Effekts ist MRAM (engl. Magnetoresistive Random Access Memory). MRAM ist ein nichtflüchtiger Arbeitsspeicher, d.h. nach dem die Daten gespeichert sind, kann die Stromzufuhr abgeschaltet werden, ohne dass die Daten dabei verloren gehen. Im Gegensatz zu Flash-Speicher oder DRAM, welche elektrische Ladungen zum Speichern der Daten nutzen, werden beim MRAM dafür die magnetischen Momente verwendet. Bei einem hohen TMR-Effekt kann die Größe der einzelnen Bits reduziert werden, also die Speicherkapazität des MRAMs erhöht werden. Aus diesem Grund ist die Optimierung der magnetischen Tunnel-elemente besonders für die auf dem TMR-Effekt basierten Anwendungen wichtig.

Struktur der Diplomarbeit

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Herstellung, Untersuchung und Optimierung von Elementen mit Kobalt-Eisen-Bor als Elektrode und Magnesiumoxid als Tunnelbarriere. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt vor allem auf der Optimierung der Tunnelemente. Diese Diplomarbeit geht darauf wie folgt ein: In [Kapitel 1](#) werden die theoretischen Grundlagen behandelt, um einen Überblick über die relevanten Effekte zu geben. Zunächst werden die unterschiedlichen Arten des Magnetismus erläutert, wobei der Schwerpunkt auf den Ferromagnetismus gelegt wird. Die für die Beschreibung des TMR-Effekts relevanten Modelle werden als nächstes beschrieben.

In [Kapitel 2](#) werden die experimentellen Methoden erläutert. Der verwendete Aufbau und die während dieser Diplomarbeit vorgenommene Veränderungen an dem Aufbau werden schrittweise beschrieben. Die Messdaten und deren Auswertung, sowie eine Diskussion der Ergebnisse werden im [Kapitel 3](#) präsentiert. Anschließend werden in [Kapitel 4](#) die Ergebnisse dieser Diplomarbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf die zukünftige Arbeit gegeben.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Magnetismus

In diesem Abschnitt werden verschiedene Arten des Magnetismus beschrieben und deren Unterschiede werden erläutert. Insbesondere wird auf das Verhalten der 3d-Übergangsmetalle eingegangen und das Stoner-Modell kurz erläutert.

1.1.1 Dia- und Paramagnetismus

Die magnetische Feldstärke \vec{H} und die magnetische Flussdichte \vec{B} sind im Vakuum folgendermaßen verknüpft [IL02]:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad (1.1)$$

wobei $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$ die magnetische Feldkonstante ist. Sobald Materie in ein Magnetfeld gelangt, kann das Verhalten der magnetischen Flussdichte in der Materie mit Hilfe der Magnetisierung \vec{M} beschrieben werden [StS06]:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} = \mu_0 \vec{H} + \chi \mu_0 \vec{H} = (1 + \chi) \mu_0 \vec{H} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad (1.2)$$

wobei $\mu = (1 + \chi)$ als relative magnetische Permeabilität und χ als magnetische Suszeptibilität bezeichnet werden. Die magnetische Suszeptibilität bestimmt die Grenze zwischen den *Diamagneten* ($\chi < 0$) und den *Paramagneten* ($\chi > 0$).

Wird ein Magnetfeld angelegt, so werden dadurch Kreisströme induziert und nach der Lenzschen Regel wirkt das von den Kreisströmen erzeugte Magnetfeld ihrer Ursache entgegen, also gegen das angelegte Magnetfeld ($\chi < 0$). Diesen Effekt nennt man *Diamagnetismus*. Diamagnetismus existiert grundsätzlich in allen Materialien, wird aber in, durch den stärkeren Paramagnetismus überlagert.

Bei den *Paramagneten* haben die Atome durch die Spins und Bahndrehim-

pulse der Elektronen ein lokales magnetisches Moment. Global gleichen sich diese magnetische Momente im Mittel aus, so dass die Materie im Außenraum kein Magnetfeld erzeugt. Bringt man den paramagnetischen Stoff in ein Magnetfeld, so richten sich die magnetischen Momente parallel zum Magnetfeld und verstärken es somit ($\chi > 0$). Schaltet man das externe Feld wieder ab, so richten sich die magnetischen Momente zufällig aus und global wird kein Magnetfeld registriert.

In Gegensatz zu Paramagneten behalten die *Ferromagneten* nach dem Abschalten des äußeren Magnetfeldes die Ausrichtung ihrer Magnetisierung bei und zeigen ein von Null verschiedenes inneres Magnetfeld. Das passiert, weil in den Ferromagneten größere Gebiete gleicher Ausrichtung der magnetischen Momente entstehen (sie werden als *magnetische Domänen* oder als *Weiss-Bezirke* bezeichnet). Ohne ein angelegtes Magnetfeld gleichen sich die Magnetisierungen der Weiss-Bezirke im Mittel aus. Bringt man jedoch ein ferromagnetisches Material in ein externes Magnetfeld, so richten sich mit steigendem Magnetfeld immer mehr Domänen parallel zum Magnetfeld aus. Schaltet man das äußere Magnetfeld aus, so bleiben die Weiss-Bezirke erhalten und ein Ferromagnet zeigt eine noch vorhandene Restmagnetisierung (wird als *Remanenz* bezeichnet). Um die Restmagnetisierung wieder auf Null zu bringen, muss das äußere Magnetfeld gegen die Remanenz wirken, damit die Magnetisierung der Domänen ihre Richtung ändert. Die dafür notwendige Magnetfeldstärke wird als *Koerzitivfeldstärke* bezeichnet.

Bei den *Ferrimagneten* sind ähnlich wie bei Ferromagneten die Weiss-Bezirke mit bevorzugter Ausrichtung der Magnetisierung vorhanden. Jedoch innerhalb der Domänen haben nicht alle magnetische Momente die selbe Richtung, es existieren Atome, die im Gitter sowohl parallele als auch antiparallele Ausrichtung ihrer Spins zu einander haben. Das Verhalten der Weiss-Bezirke bei angelegtem Magnetfeld entspricht im Übrigen dem der Ferromagneten. *Antiferromagneten* sind ein Spezialfall der Ferrimagneten: die Anzahl der Spins, die anti-parallel ausgerichtet sind, entspricht den parallel ausgerichteten Spins.

1.1.2 Stoner-Modell

Metalle der IV. Periode des Periodensystems der Elemente mit Elektronen auf der 3d-Schale werden oft als *3d-Übergangsmetalle* bezeichnet. Nach dem die 3p-Orbitale aufgefüllt sind, wird mit steigender Elektronenzahl die 3d-Schale mit Elektronen aufgefüllt. Durch die Austauschwechselwirkung entsteht in der 3d-Orbitale eine vom Spin abhängige Zustandsdichtenaufspaltung, bei der sich die Zustandsdichten für unterschiedliche Spinausrichtung von einander durch eine ma-

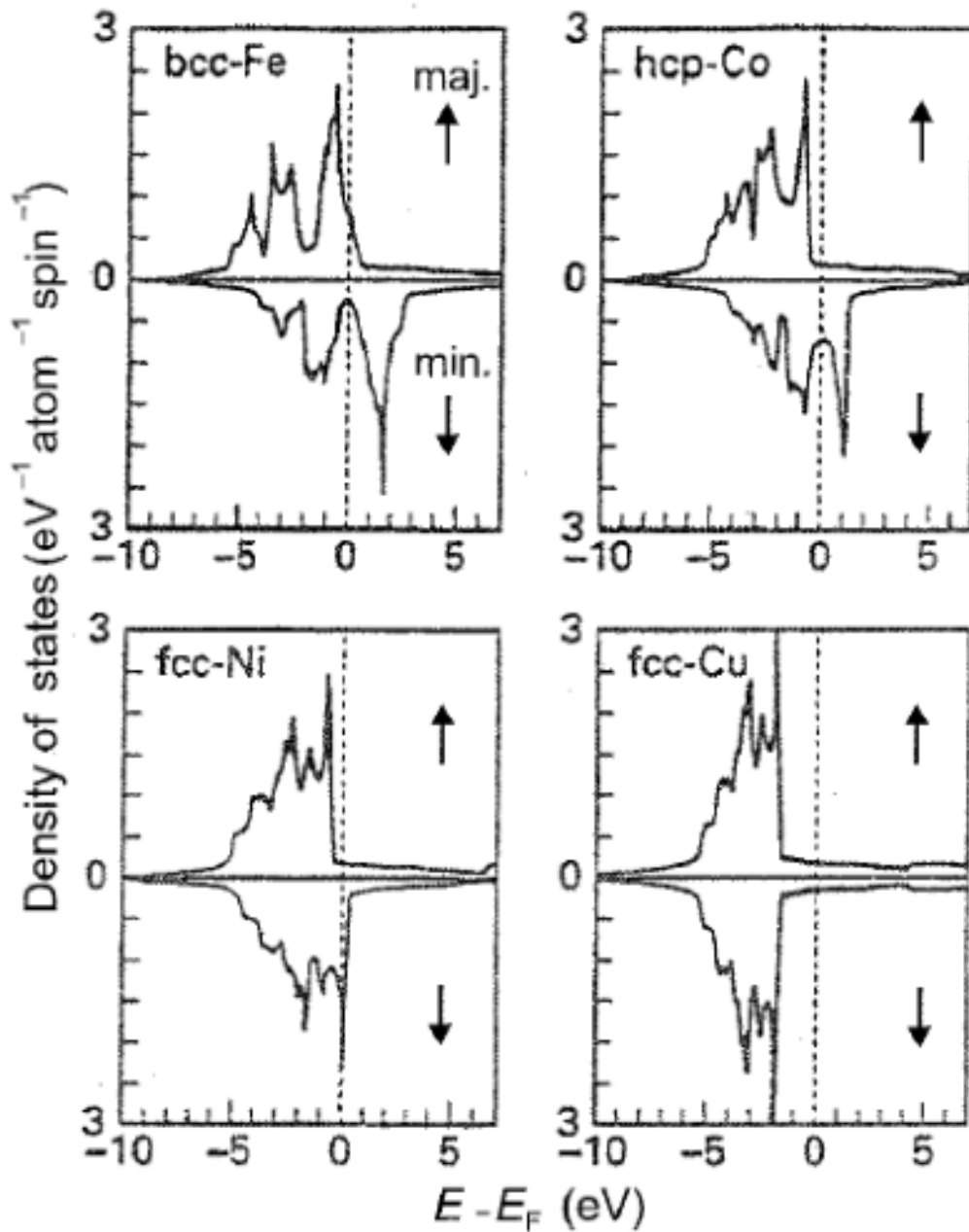


Abbildung 1.1: Abgebildet sind die Zustandsdichten von Fe, Co, Ni und Cu für Majorität- und Minorität-Spin-Ausrichtung. Je stärker die Aufspaltung der Zustandsdichten zwischen der Majorität- und Minorität-Elektronen ist, desto stärker ist das ferromagnetische Verhalten ausgeprägt. Die Majorität- und Minorität-Zustandsdichten sind genau um die Energie Δ gegeneinander verschoben. Aus [StS06].

terialspezifische Verschiebung der Energie Δ unterscheiden¹. Die Spin-Ausrichtung mit den meisten Elektronen wird als *Majoritäts-Spin* bezeichnet und entsprechend die entgegengesetzte Spin-Ausrichtung wird als *Minoritäts-Spin* bezeichnet. Ist die Zustandsdichte $D(E_F)$ für unterschiedliche Spinausrichtungen der 3d-Übergangsmetalle bei der Fermi-Energie E_F bekannt, so kann die *Spinpolarisation* P berechnet werden [StS06]:

$$P = \frac{D_{\uparrow}(E_F) - D_{\downarrow}(E_F)}{D_{\uparrow}(E_F) + D_{\downarrow}(E_F)} \quad (1.3)$$

Die Spinpolarisation gibt an, wie hoch der relative Überschuss an Elektronen einer Spinsorte ist. Der Überschuss an Majorität-Elektronen hat ein magnetisches Moment Gleichung 1.4 ohne angelegtes Magnetfeld zur Folge (ferromagnetisches Verhalten).

$$|\vec{m}| = \mu_B (N_{maj}^e - N_{min}^e) \quad (1.4)$$

Eine Bedingung für das Vorhandensein von Ferromagnetismus ist das Stoner-Kriterium [IL02]:

$$J \cdot \tilde{D}(E_f) > 1, \quad (1.5)$$

wobei J ein materialspezifischer Stoner-Parameter ist. \tilde{D} ist die Zustandsdichte pro Spin und Atom an der Fermi-Energie.

In Abbildung 1.1 sind die Zustandsdichten einiger 3d-Übergangsmetalle abgebildet. Je nach dem wie ausgeprägt die Spin-Aufspaltung ist, zeigen diese Metalle unterschiedliches magnetisches Verhalten. So sind Ni und Co hartmagnetisch, da die meisten Zustände mit der Majorität-Spinausrichtung unterhalb der Fermi-Energie liegen, also mit höherer Wahrscheinlichkeit besetzt sind (entspricht einer hohen Spinpolarisation). Bei Cu erkennt man, dass die Majorität- und Minorität-Zustandsdichten identisch sind, deswegen zeigt Kupfer kein ferromagnetisches Verhalten, da sich die Magnetisierungen für unterschiedliche Spinsorten ausgleichen.

1.2 TMR-Effekt

Der *Tunnelmagnetowiderstand* (engl. tunnel magnetoresistance, TMR) beschreibt die Änderung des Widerstandes eines magnetischen Tunnelelements (engl. magnetic tunnel junction, kurz MTJ) in Abhängigkeit von einem angelegten Magnetfeld. Ein magnetisches Tunnelelement besteht aus zwei ferromagnetischen Schichten, welche durch eine dünne Isolatorschicht getrennt sind. Der Isolator entspricht in

¹ Für Kupfer ist $\Delta = 0$, also sind die Zustandsdichten für beide Spinausrichtungen gleich.

diesem Fall einer Tunnelbarriere. Der Tunnelstrom zwischen den beiden Ferromagneten ist von der relativen Ausrichtung der Magnetisierung der Elektroden abhängig, wodurch der TMR-Wert folgendermaßen definiert werden kann [PKP⁺04]:

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}, \quad (1.6)$$

wobei R_{AP} und R_P die Widerstände für entsprechende anti-parallele und parallele Ausrichtungen der Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten sind. In den folgenden Abschnitten wird der TMR-Effekt genauer erläutert.

1.2.1 Modell von Jullière

Das Modell von Jullière setzt voraus, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit für alle Elektronen gleich ist. Für die Stromstärke folgt daraus eine Abhängigkeit von den Zustandsdichten bei der Fermi-Energie (mit anderen Worten: die Anzahl der vorhandenen Zustände an der Fermi-Energie bestimmt die Stromstärke).

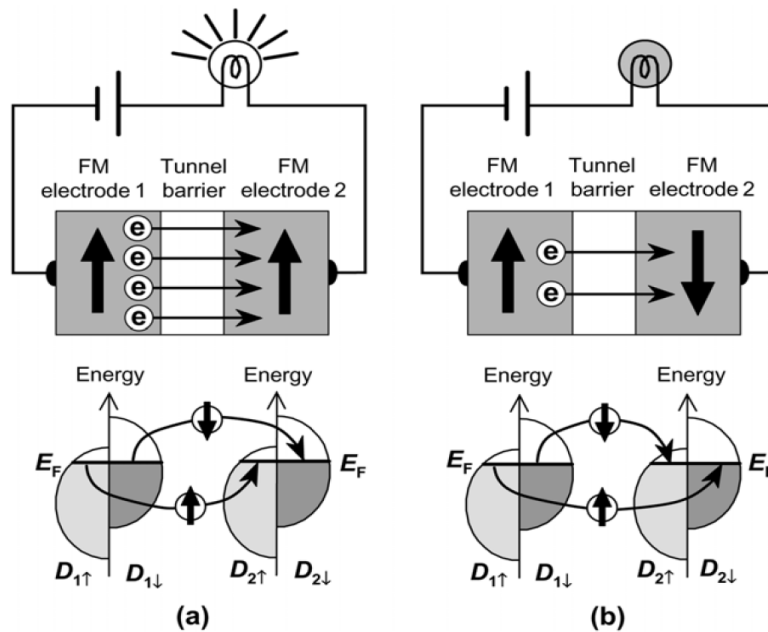


Abbildung 1.2: Illustration des TMR-Effektes. Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten a) parallel, b) anti-parallel. Die Zustandsdichten bei der Fermi-Energie für die erste und zweite Elektrode werden für den Majoritäts-Spin mit $D_{1↑}$ und $D_{2↑}$ und für den Minoritäts-Spin als $D_{1↓}$ und $D_{2↓}$ bezeichnet. Aus [YD07].

Abbildung 1.2 veranschaulicht den Tunnelprozess in Abhängigkeit von der Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten. Die Anzahl der Elektronen, die

zwischen den Elektroden tunneln kann, wird durch die Anzahl der besetzten Zustände der ersten Elektrode und durch die Anzahl der freien Zustände der zweiten Elektrode bestimmt (siehe Skizze für die Zustandsdichten der Majorität- und Minorität-Spins). Je nach Spin-Ausrichtung ändert sich die Anzahl der am Tunneln beteiligten Elektronen.

Da die Höhe des TMR-Wertes von der Spinpolarisation abhängig ist, kann der TMR-Wert auch in Abhängigkeit von den Spinpolarisationen P_1 der ersten und P_2 der zweiten Elektroden berechnet werden [Jul75]:

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2}, \quad (1.7)$$

Mit dem Jullière Modell kann das TMR von Schichtstapel, die eine amorphe Tunnelbarriere haben z.B. Al_2O_3 , gut beschrieben werden. Da das Modell den Einfluss der Tunnelbarriere nicht berücksichtigt, können sich die berechneten Werte für TMR bei kristallinen Tunnelbarrieren von den tatsächlich vermessenen Werten unterscheiden.

1.2.2 Das kohärente Tunneln

Wie bereits erwähnt, werden zur Herstellung der MTJs zwei ferromagnetische Schichten getrennt durch eine Tunnelbarriere benutzt. Verwendet man statt der amorphen eine kristalline Tunnelbarriere, so können aufgrund der entstehenden Symmetrie weitere Elektronen ausgefiltert werden. Dadurch wird der TMR-Effekt zusätzlich verstärkt. Dieser Vorgang wird unter anderem von Yuasa et al. [YD07] als *kohärentes Tunneln* bezeichnet. Im Folgenden wird dieser Effekt erläutert.

Werden nur die freien Atome betrachtet, so haben sie diskrete Energieniveaus. In einem Kristall kommt es zur Wechselwirkung der Atome, wodurch eine Aufspaltung der Energieniveaus entsteht. Mithilfe eines *Bändermodells* können die Zustände eines Kristalls im reziproken Raum beschrieben werden: Die erlaubten Energieniveaus werden gegen den Wellenvektor aufgetragen. In [Abbildung 1.3](#) sind Ausschnitte der Bandstrukturen von Eisen und Kobalt abgebildet. Da es sich um Ferromagneten handelt, haben (bcc) Fe und (bcc) Co unterschiedliche Zustandsdichten (bzw. unterschiedliche Bandstrukturen) für Spin \uparrow und \downarrow Elektronen (siehe [Abschnitt 1.1.2](#)).

Interessant sind vor allem die Elektronen-Bänder, die nahe an der Fermi-Energie liegen. Vor allem aufgrund der Kochsalzstruktur der MgO-Tunnelbarriere ist die Dispersion der Elektronen in Richtung $\langle 001 \rangle$ von Interesse. Im reziproken Raum entspricht diese Ausrichtung den Δ -Bändern ([Abbildung 1.3](#)- Δ ist die

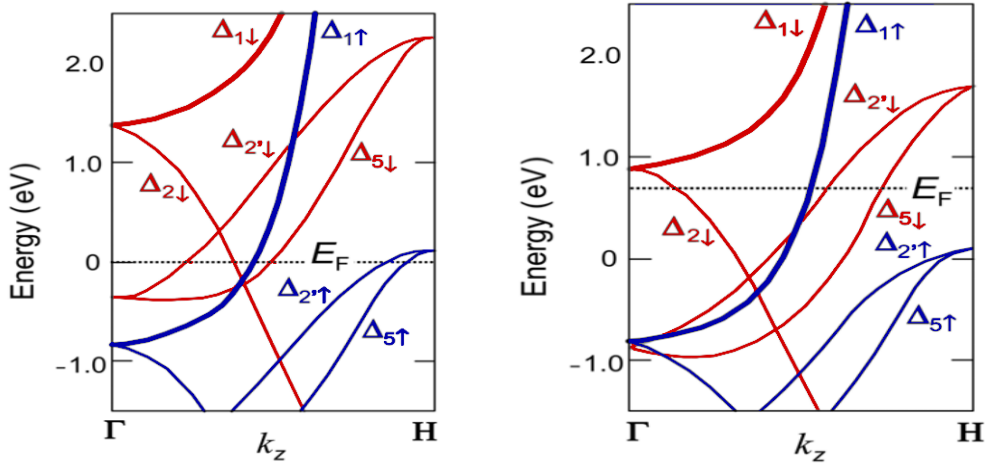


Abbildung 1.3: Bandstrukturausschnitt für (links) (bcc) Fe und (rechts) (bcc) Co. Majorität-Elektronen in blau und Minorität-Elektronen in rot. Die Bandstruktur von Fe weist eine Spinpolarisation des Δ_1 -Bandes auf. Bei Co sind alle Bänder spinpolarisiert. Nach [YD07].

Strecke zwischen Γ und H). Die Symmetrien der Bänder sind in [Abbildung 1.4](#) dargestellt. In einer MTJ aus Fe/MgO/Fe kann die kristalline MgO-Tunnelbarriere unterschiedliche Elektronen-Bänder nach ihrer Symmetrie filtern. So haben Δ_1 -Elektronen mit s-Symmetrie die höchste Tunnelwahrscheinlichkeit.

In [Abbildung 1.6](#) sind die relativen Zustandsdichten der Δ_1 , Δ_2 , Δ_2' und Δ_5 -Elektronen für unterschiedliche Magnetisierungen der Elektroden präsentiert. Nur die Δ_1 , Δ_2' und Δ_5 -Bänder besitzen Zustände bei Fermi-Energie für Majoritäts-Spin-Ausrichtung. Die Δ_1 -Elektronen haben für die Minoritäts-Spin-Ausrichtung keine Zustände bei der Fermi-Energie, d.h. sie sind vollständig spinpolarisiert und können deswegen bei antiparalleler Magnetisierungsausrichtung der Elektroden von der einen zur anderen Elektrode nicht tunneln, da ihnen auf der zweiten Elektrode keine freien Zustände zu Verfügung stehen. Betrachtet man zusätzlich die Tunnelwahrscheinlichkeit für verschiedene Schichtdicken der MgO-Barriere, so stellt man fest, dass die Transmissionswahrscheinlichkeit mit wachsender Schichtdicke um mehrere Größenordnungen abnimmt (siehe [Abbildung 1.6](#)). Außerdem unterscheiden sich die Tunnelwahrscheinlichkeiten für unterschiedliche Symmetrie der Bänder. Schon für wenige MgO-Monolagen sinkt die Zustandsdichte für Δ_2' -Elektronen auf weniger als 10^{-25} des Ausgangswertes. So werden die Δ_2' -Elektronen durch die MgO-Schicht (bei einer ausreichenden Schichtdicke) ausgefiltert und tragen nur in sehr geringem Maß zum Stromfluss bei. Die Transmissionswahrscheinlichkeit für die Δ_1 -Elektronen ist um mehrere Größenordnungen höher als die der Δ_5 - und der Δ_2 -Elektronen, jedoch ist das Δ_1 -Band vollständig

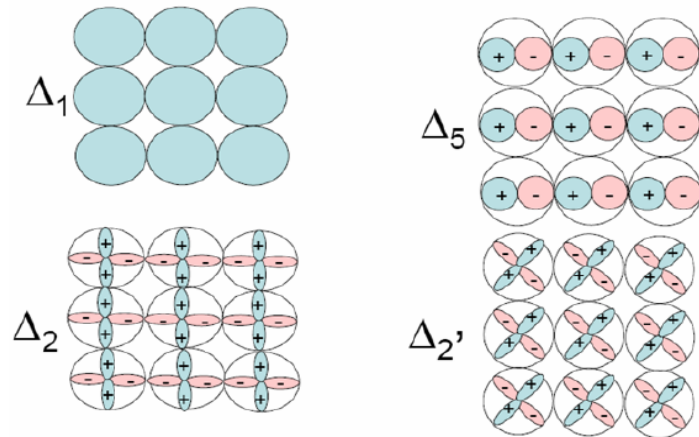


Abbildung 1.4: Symmetrien (2D-Skizze der Orbitale der Elektronen im Atom) der Δ_1 , Δ_2 , Δ_2' und Δ_5 Bänder. Die Δ_2' - und Δ_2 -Bänder unterscheiden sich um den Winkel 45° . Aus [But08].

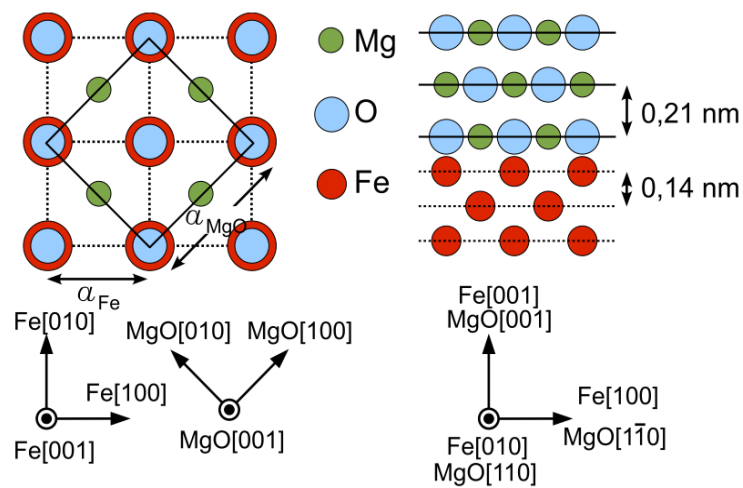


Abbildung 1.5: Skizze der Grenzfläche zwischen Fe und MgO. Die Kristallstrukturen von MgO und Fe sind gegeneinander um 45° verdreht. Die Tunnelprozesse finden in Richtung $\langle 001 \rangle$ statt. Aus [YD07].

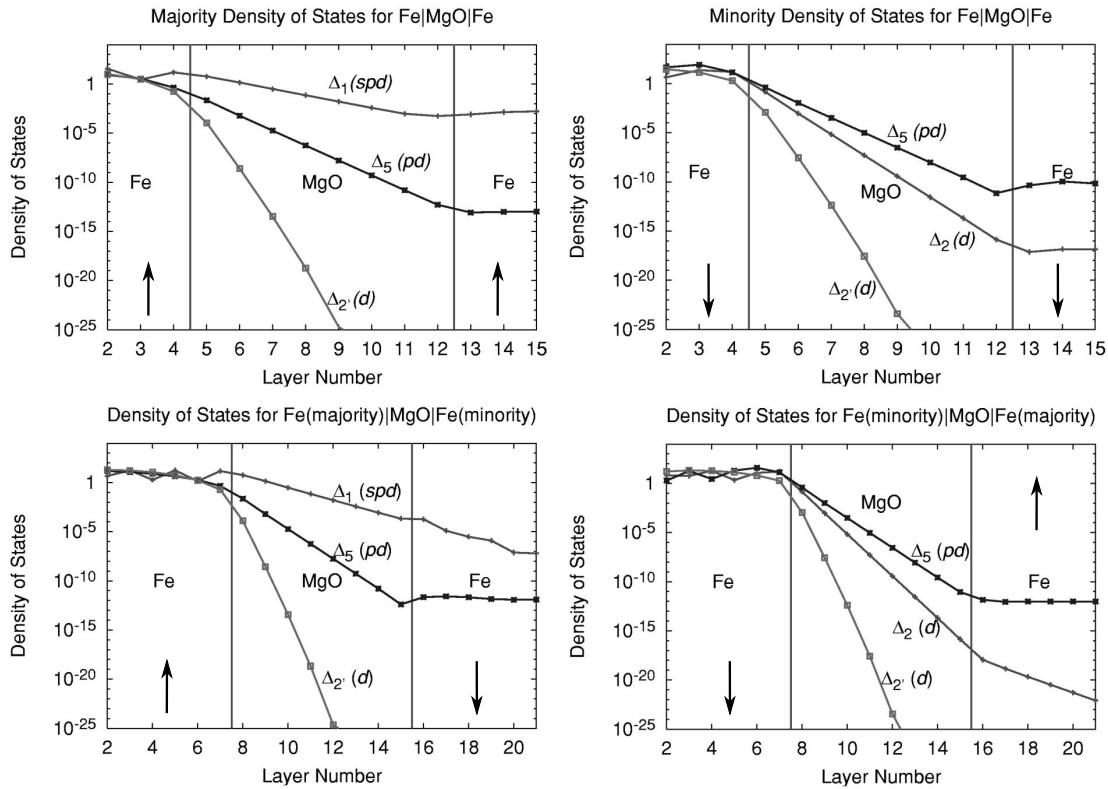


Abbildung 1.6: Zustandsdichten der Elektronen für Majoritäts- und Minoritäts-Spins beim Tunneln durch die MgO-Barriere. Die Pfeile zeigen die Magnetisierungsrichtung der Elektroden. Nach [But08].

spinpolarisiert, trägt also in der anti-parallelen Ausrichtung der Ferromagneten nicht zum Stromfluss bei.

Die Δ_2 -Elektronen haben bei Majoritäts-Spin-Ausrichtung keine Zustände bei der Fermi-Energie, d.h. sie sind vollständig spinpolarisiert, da nur für Minoritäts-Spin-Ausrichtung freie Zustände bei der Fermi-Energie vorhanden sind (siehe [Abbildung 1.3](#)). Nur die Δ_5 -Elektronen können im anti-parallelen Zustand tunneln. Ihre Transmissionswahrscheinlichkeit liegt sogar deutlich über der der Δ_2 -Elektronen und macht somit den größten Teil des Stromflusses im anti-parallelen Zustand aus. Der Stromunterschied zwischen den parallelen und anti-parallelen Zuständen bestimmt die Stärke des TMR, welcher für Fe/MgO/Fe laut [MU01] und [BZSM01] bei $> 1000\%$ liegt.

Als ferromagnetische Schicht sind auch Co, CoFe und CoFeB verwendbar, da aufgrund ihrer Bandstruktur das kohärente Tunneln ebenfalls ermöglicht wird. Für die magnetischen Tunnелеlemente aus Co/MgO/Co und CoFe/MgO/CoFe wurden sogar wesentlich höhere TMR-Werte vorhergesagt [ZB04]. In [Abbildung 1.3](#)

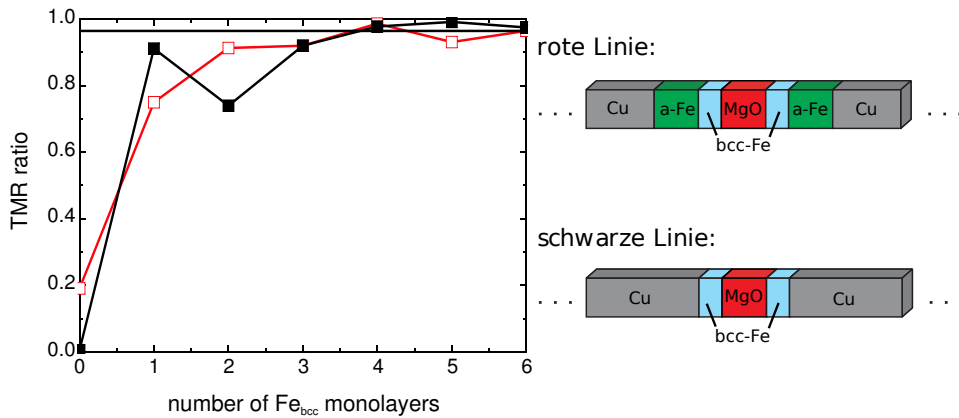


Abbildung 1.7: Steigerung des TMR-Wertes in Abhängigkeit von der Anzahl der kristallinen Lagen der Fe-Schicht als bcc-Struktur. Schon wenige Monolagen kristallines Eisens reichen für ein hohes TMR aus. Nach [HGZM07].

ist die Bandstruktur für (bcc) Co dargestellt. Man erkennt, dass die Minoritäts-Elektronen aus dem Δ_1 -Band keine Zustände bei der Fermi-Energie besitzen. Aus diesem Grund können die Δ_1 -Elektronen bei anti-paralleler Magnetisierung der Elektroden nicht von einer Elektrode zur anderen tunneln und somit zum Strom nicht beitragen (sie sind also vollständig spinpolarisiert). Analog dazu nur für die Majoritäts-Elektronen haben die Blochzustände $\Delta_{2'}$ und Δ_5 keine Zustände bei der Fermi-Energie. So sind alle Bänder spinpolarisiert, d.h. im Vergleich zu den Fe/MgO/Fe-Systemen wird ein noch einmal erhöhter TMR erwartet.

Vergleicht man MTJs mit amorphen und kristallinen Tunnelbarrieren, so werden bei kristallinen Tunnelbarrieren wie z.B. MgO die Elektronen entsprechend der Symmetrie ausgefiltert. Tritt zusätzlich noch bei den günstigen Symmetrien die Spinpolarisation ein, so kann man einen hohen TMR (theoretisch $> 1000\%$) erwarten. Damit jedoch die Tunnelbarriere die Funktion eines Symmetrie-Filters übernehmen kann, müssen die Kristallstrukturen der Ferromagneten und der Barriere an den Grenzflächen eine niedrige Gitter-Fehlpassung haben (bei in einer Fe/MgO/Fe MTJ liegt die Gitter-Fehlpassung bei 3,5% [WKU⁺01] siehe auch [Abbildung 1.5](#)). Die im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendete ferromagnetische CoFeB-Schicht wächst zunächst amorph auf. Erst durch die Auslagerung bei hohen Temperaturen kristallisiert die CoFeB-Schicht. Setzt die Kristallisation an der MgO-Grenzfläche an, so kristallisiert CoFeB angepasst an die MgO-Schicht: MgO hat eine Kochsalzstruktur, so muss CoFeB als bcc-Struktur kristallisieren, damit die Gitter an der Grenzfläche aneinander passen (siehe [Abbildung 1.5](#)). Schon ab wenigen Monolagen kristallinen CoFeBs wird das kohärente Tunneln

der Elektronen möglich, wodurch der TMR-Wert stark ansteigt (Abbildung 1.7). Daraus folgt, es ist nicht notwendig, dass Kobalt-Eisen-Bor komplett durchkristallisiert, es muss nur an der Grenzfläche zu MgO kristallin sein, damit das kohärente Tunneln ermöglicht wird.

1.2.3 Kontaktschicht

Bei der Realisierung solcher Strukturen findet man einen ebenfalls hohen Einfluss auf das Kristallisationsverhalten der CoFeB-Elektrode durch die Kontaktschicht. Eine genauere Untersuchung des TMR-Verhaltens in Abhängigkeit von der Kontaktschicht (engl. Buffer) hat die Gruppe von Tsunekawa [TDN⁺05] durchgeführt. Ergebnisse ihrer Untersuchung sind in Abbildung 1.8 präsentiert. Man erkennt,

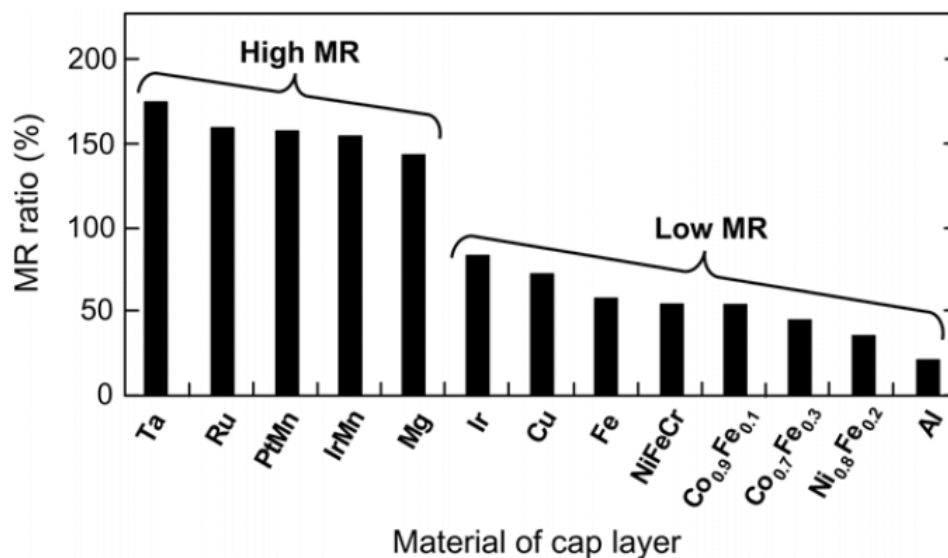


Abbildung 1.8: TMR bei unterschiedlichen Kontaktschichten. Der höchste TMR wird mit Tantal- und Ruthenium-Kontaktschichten erreicht. Aus [TDN⁺05].

dass Tantal und Ruthenium für hohes TMR am besten geeignet sind. Sie stören anscheinend die bcc-Kristallisation von CoFeB nicht, wodurch die Gitter-Anpassung der ferromagnetischen Schicht an die Kochsalzstruktur der MgO-Barriere ermöglicht wird. So wird das kohärente Tunneln möglich, was zu einem hohen TMR-Wert führt. Anders verhalten sich die Materialien, die als Buffer für niedrigen TMR sorgen. Startet z.B. die Kristallisation von CoFeB an der Grenzfläche zum Buffer statt zur MgO-Grenzfläche, so kann das Kobalt-Eisen-Bor als eine fcc-Struktur²

² Für das kohärente Tunneln muss CoFeB als eine bcc-Struktur aufwachsen.

aufwachsen, wodurch das kohärente Tunneln gestört wird.

1.2.4 Pseudo-spin-valve und spin-valve Systeme

Bei den MTJs unterscheidet man zwischen zwei Systemen: den *pseudo-spin-valve* und den *spin-valve* Systemen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden *pseudo-spin-valve* MTJs hergestellt und untersucht. Bei diesen Schichtsystemen werden die beiden ferromagnetischen Elektroden unterschiedlich gehalten (z.B. durch unterschiedliche Schichtdicke). Dadurch ändert sich die Magnetisierungsrichtung der dickeren Elektrode bei höheren Magnetfeldern mehr als die der dünneren. So wird für bestimmte Magnetfelder ein Zustand erreicht, in dem die Magnetisierungen der Schichten in entgegengesetzte Richtungen zeigen (solche ein Zustand wird als *antiparallel* bezeichnet, entsprechend heißt der Zustand für gleiche Ausrichtung der Magnetisierung *parallel* (siehe Abbildung 1.9)).

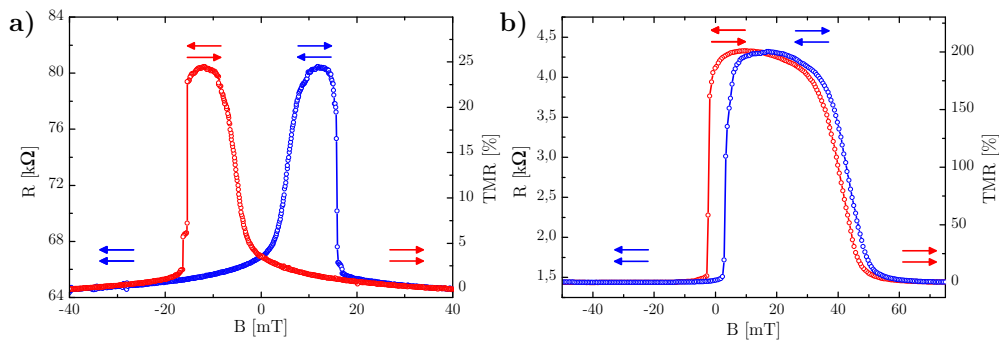


Abbildung 1.9: Messung an einem a) pseudo-spin-valve und b) spin-valve System. Die Pfeile stehen für die Magnetisierung der Elektroden. Aus [Wal09].

Der wichtigste Unterschied zwischen den Schichtstapeln der beiden Systeme ist die Tatsache, dass bei den *spin-valve*-Systemen eine der beiden ferromagnetischen Schichten „festgehalten“ wird, d. h. die Magnetisierungsrichtung der einen ferromagnetischen Schicht wird an die Magnetisierung der antiferromagnetischen Schicht (z.B. InMn) gekoppelt. Diese werden so präpariert, dass deren Magnetisierung an der Grenzschicht mit dem Ferromagneten in eine Richtung zeigt. Dadurch wird die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht fixiert, da der antiferromagnetische Film erst durch hohe Magnetfelder ihre Magnetisierungsrichtung ändert [GR99].

1.3 Magnetische Anisotropie

Richtet sich die Magnetisierung eines Materials ohne ein angelegtes Magnetfeld in eine bevorzugte Richtung aus, so entspricht diese Ausrichtung dem Zustand minimaler Energie (*leichte Achse*). Die Richtung der Magnetisierung mit maximaler Energie wird als *schwere Achse* bezeichnet. Energie, die aufgewendet werden muss, um die Magnetisierung aus der leichten Achse in die schwere Richtung zu drehen, heißt *Anisotropieenergie*.

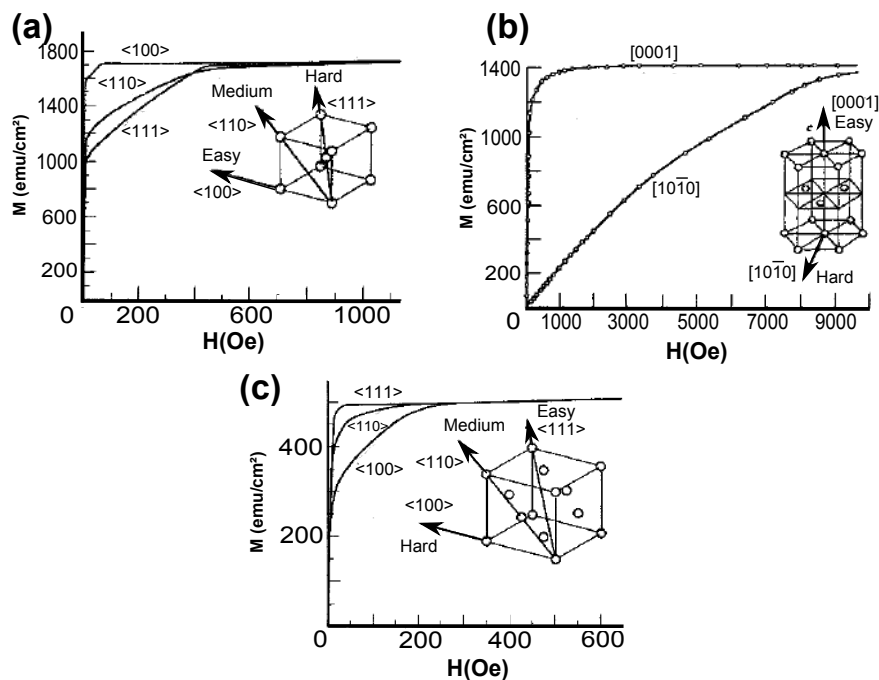


Abbildung 1.10: Kristallanisotropie von (a) Fe, (b) Co und (c) Ni. Bei der leichten Achse reichen schon niedrige Magnetfelder, um die Sättigung zu erreichen. Nach [Blü99].

Man unterscheidet zwischen der *Kristallanisotropie*, bei der die Ausrichtung der leichten und schweren Achse von dem Kristallgitter abhängt, und der *Formanisotropie*, bei der die Form der Probe ausschlaggebend ist. Die Kristallanisotropie entsteht aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung, während die Formanisotropie durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung hervorgerufen wird [Blü99].

Insbesondere bei den kristallinen Materialien ist aufgrund ihrer Gitter-Symmetrie die Kristallanisotropie ausgeprägt (Abbildung 1.10). In der Abbildung erkennt man, dass unterschiedliche Kristallstrukturen sich in der Position ihrer leichten Achsen unterscheiden. So liegt bei bcc-Fe die leichte Achse bei $\langle 100 \rangle$ und bei fcc-Co liegt die leichte Achse bei $\langle 111 \rangle$ (und entsprechend umgekehrt für schwere Achse: $\langle 111 \rangle$ bei bcc und $\langle 100 \rangle$ bei fcc).

Durch eine Temperaturänderung kann es zu einem magnetischen Phasenübergang kommen (*Spinreorientierungsübergang*), bei dem die leichte Achse geändert werden kann. Besonders in dem Fall, wo mehrere Anisotropiebeiträge vorhanden sind, kann durch die Temperaturänderung die resultierende Richtung der Magnetisierung verändert werden [Blü99].

Im Falle der amorph aufwachsenden Schichten (wie z.B. CoFeB), bei denen erst während der Auslagerung die Schicht kristallisiert, kann durch ein zusätzlich angelegtes Magnetfeld die Anisotropierichtung beeinflusst werden. Ist die leichte Achse vorgegeben, so können durch die Wahl des äußeren Magnetfeldes die von der Magnetisierung abhängigen Effekte (wie z.B. TMR-Effekt) verstärkt werden.

1.4 Inelastische Elektron Tunnel Spektroskopie

Mithilfe der IET-Spektroskopie können die Spin-Transport-Eigenschaften der hergestellten MTJs genauer charakterisiert werden. Die auftretenden Effekte (z.B. Magnonenerzeugung) können dadurch besser verstanden werden. Im Folgenden wird das Prinzip der IET-Spektroskopie erläutert.

Grundsätzlich unterscheidet man beim Tunnelstrom zwischen den elastischen und inelastischen Beiträgen. Einen elastischen Strombeitrag machen die Elektronen, die beim Tunneln ihr Energieniveau beibehalten. Damit also Elektronen von einer zu der anderen Elektrode elastisch tunneln können, muss es genug freie Zustände bestimmter Energie vorhanden sein.

Zu den inelastischen Tunnelprozessen gehören folgende Quasiteilchen: Plasmonen (Schwingungen im Fermigas), Phononen (Gitterschwingungen im Festkörper) und Magnonen (Schwingungen der Spins). Zur ihrer Anregung wird die Energie hf_x mit f_x - die Frequenz der inelastischen Quasiteilchen benötigt. Wird an einem Tunnelement (besteht aus metallischen Elektroden, die durch eine Isolatorschicht getrennt werden) Spannung angelegt, so unterscheiden sich die potentiellen Energien der besetzten Zustände der beiden Elektroden um den Betrag eU . Sobald die für das Anregen der inelastischen Tunnelprozesse notwendige Bias-Spannung (siehe Gleichung 1.8) erreicht wird, ändert sich das Verhalten der $I(U)$ -Kurve.

$$eU \geq hf_x \tag{1.8}$$

Dies geschieht, weil zusätzlich zu den elastisch tunnelnden Elektronen der inelastische Teil dazukommt: Beim Tunneln können die Elektronen ein Teil ihrer Energie zur Erzeugung der Quasiteilchen verwenden, um freie Zustände mit niedrigeren Energien besetzen zu können. Dadurch entsteht ein zusätzlicher Beitrag zu der

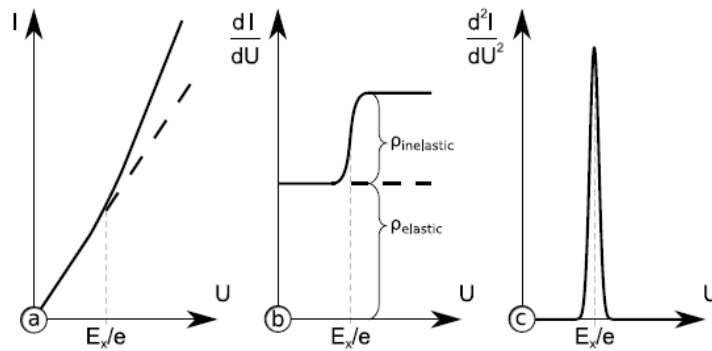


Abbildung 1.11: Schematische Darstellung der inelastischen Tunnelspektroskopie. Der inelastische Beitrag zum Tunnelstrom macht sich bei (c) als ein Peak erkennbar. Aus [Bal09].

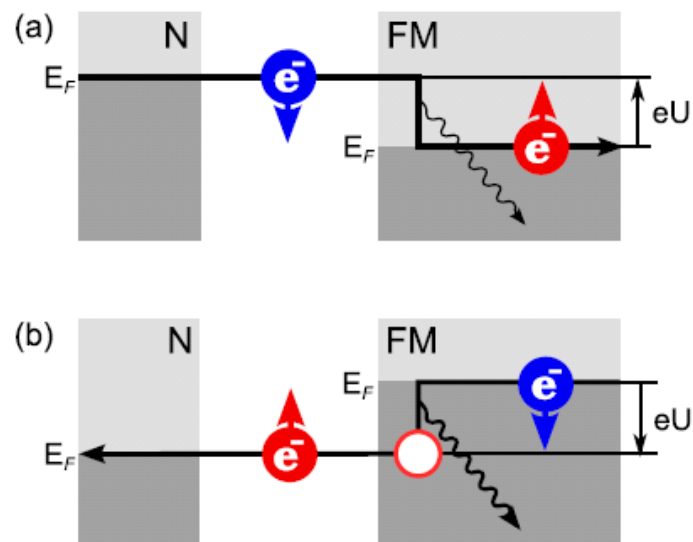


Abbildung 1.12: Schematische Darstellung der Magnonenerzeugung. Bei (a) ist die Bias-Spannung positiv und bei (b) ist sie negativ. Aus [BTD⁺08].

gemessenen Stromstärke. Da es sich dabei um die Änderung der Steigung handelt (siehe [Abbildung 1.11 \(b\)](#)), können entsprechende Prozesse am besten an den $\frac{dI}{dU}$ und $\frac{d^2I}{dU^2}$ Kurven erkannt werden. So spiegelt sich der inelastische Beitrag in der $\frac{d^2I}{dU^2}$ Kurve als ein Peak wieder.

In [Abbildung 1.12](#) wird schematisch ein Magnonenenerzeugungsprozess dargestellt: Bei (a) ist die Bias-Spannung positiv und ausreichend, um den Spin des am Tunneln beteiligten Elektrons umzuklappen, damit ein energetisch günstigerer Zustand an der zweiten Elektrode besetzt werden kann. Der freie Energiebeitrag wird zur Magnonenenerzeugung verwendet. Bei der negativen Bias-Spannung (b) hinterlässt ein Majorität-Elektron (in rot) beim Tunneln einen freien Zustand, der von einem Minorität-Elektron (in blau) durch Spinrichtungsänderung und Magnonenenerzeugung besetzt werden kann [[Bal09](#)].

Kapitel 2

Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die Zusammensetzung unserer Schichtsysteme und die zur Herstellung, Strukturierung und Charakterisierung unserer Proben der verwendete experimentelle Aufbau erläutert.

2.1 Probenpräparation

Alle im Rahmen dieser Diplomarbeit untersuchten Schichtsysteme wurden auf den thermisch oxidierten Silizium Substraten hergestellt. Vor der Herstellung werden die Substrate mit Aceton und Propanol gespült. Anschließend werden sie in einem Becherglas mit Kaliumhydroxid-Lösung in einem Ultraschallbad bei Stufe 3 ca. 15 min. gereinigt. Danach werden die Substrate mit destilliertem Wasser gespült und 2 min. lang im Ultraschallbad geschwenkt. Anschließend wurden die so gereinigten Substrate mit einer Stickstoffpistole getrocknet.

Die Schichtsysteme werden in einer Ultrahochvakuum-Anlage mittels Elektronenstrahlverdampfen oder Magnetronspütern gewachsen. Für diese Zwecke ist unsere Ultrahochvakuum-Anlage in drei Kammer unterteilt: die kleinste Kammer wird als Schleuse für die Proben verwendet, in der mittleren Kammer befinden sich CoFeB (Legierung aus 20 % Cobalt, 40 % Eisen und 40 % Bor) und Tantal Magnetronspütersourcen (siehe [Abschnitt 2.1.2](#)), in der dritten Kammer (der Hauptkammer) werden dünne Schichten folgender Stoffe elektronenstrahlverdampft: Magnesiumoxid, Tantal, Ruthenium, Palladium und Gold. Die mit unserer Apparatur hergestellten Proben werden vollflächig bedampft und können anschließend entweder *in-situ* auf dem Probenhalter der dritten Kammer oder *ex-situ* in einer speziell für diese Zwecke angefertigten Auslagerungskammer auf Temperaturen bis 550 °C geheizt werden (in der externen Auslagerungskammer können sogar Temperaturen von über 650 °C bei einem externen Magnetfeld bis zu 450 mT erzielt werden).

Nach dem Auslagern werden die Hysteresekurven der Proben mit Hilfe des magneto-optischen Kerr Effekts (MOKE) magnetisch charakterisiert. Erst nach diesem Schritt, wird die letzte Deckschicht aus Gold aufgedampft. Das Aufdampfen der Deckschicht erst nach der magnetischen Charakterisierung hat zwei Gründe: Der erste ist die relativ Eindringtiefe des Helium-Neon-Lasers, die je nach Material bis zu 30 nm sein kann. Durch das Auslassen der Gold-Schicht bei der Charakterisierung verringert sich der Stapel um 27–30 nm (siehe [Abschnitt 3.1.1](#)). Der andere Grund ist die Unterbindung der Diffusion der Gold-Atome in die MT-Js, welche während der Auslagerung bei hohen Temperaturen stattfinden würde. Nach dem Gold-Aufdampfen werden die Proben strukturiert ([Abschnitt 2.2](#)), an der *Probestation* bei Raumtemperatur kontaktiert und der Widerstand wird in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld vermessen. Eine ausführliche Beschreibung der Probenpräparation und der verwendeten Geräte befindet sich in den Diplomarbeiten von Marvin Walter [[Wal09](#)] und Gerrit Eilers [[Eil04](#)]. Wenn nicht anders erwähnt, wurde die Probenpräparation analog zu der aus der Diplomarbeit von Marvin Walter durchgeführt.

Zum Zweck der Optimierung der Tunnelemente wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit sowohl die Zusammensetzung des Schichtstapels als auch die Wachstums- und Auslagerungseigenschaften der Proben verändert. Die Modifikationen an dem Aufbau und dem Schichtstapel werden in den nächsten Abschnitten genauer erläutert.

2.1.1 Elektronenstrahlverdampfen

In der Hauptkammer der UHV-Anlage befinden sich zwei Elektronenstrahlverdampfer mit jeweils vier Tiegeln. Es können also bis zu acht unterschiedliche Materialien auf die Probe verdampft werden, bei Bedarf können sogar zwei davon gleichzeitig aufgedampft werden. Zur Auswahl eines der Depositionsmaterialien können die Tiegel so verfahren werden, dass das Depositionsmaterial sich direkt über der Kathode befindet, welche somit am festen Ort bleibt. Als Anode dient der verfahrbare Tiegelhalter, auf dem die Vorrattiegel eingebaut sind. Bei dieser Konstruktion befindet sich die Anode direkt unter dem Depositionsmaterial. Von einer Glühkathode werden Elektronen emittiert. Die unter dem Tiegel eingebaute Permanentmagnete erzeugen ein Magnetfeld, das den Elektronenstrahl auf das Depositionsmaterial umlenkt. Der Elektronenstrahl überträgt die Energie auf das Material, welches sich lokal erhitzt. Beim Erreichen der Schmelztemperatur beginnt das Verdampfen des Materials. Für ferromagnetische Metalle ist Inselwachstum die typische Wachstumsmode auf oxidischen Substraten. Deswe-

gen sind metallische Schichten, die nur wenige Monolagenäquivalent dick sind, unerwartet rau. Erst bei einer höheren Schichtdicke sinkt die Rauigkeit und die Schichten werden glatt [Ehr99].

Ein niedriger Druck in der Kammer ist essenziell für das Wachstum der Schichten (die Glätte und Reinheit werden dadurch beeinflusst). Um die Verunreinigungskonzentration im Bereich von einem Verunreinigungsatom pro eine Million Partikel (engl. parts per million, *ppm*) zu erreichen, werden Restgasdrücke niedriger als 10^{-9} mbar benötigt [Ehr99]. Der Restgasdruck in unserer Hauptkammer lag im Bereich zwischen einigen 10^{-9} und 10^{-10} mbar. Für eine weitere Verringerung des Druckes in der Hauptkammer sorgt das zusätzliche Tantal-Verdampfen. Die sublimierten Tantal-Atome reagieren chemisch bei Zusammenstößen mit den Restgasen, so dass die Restgas-Atome an die Tantal-Atome oder an die Kammerwände gebunden werden.

2.1.2 Magnetronspütern

Die einfachste Ausführung einer Sputterquelle besteht aus einer Gleichspannungsversorgung, Kathode und Anode. Als Plasmagas werden Edelgase (im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde Argon benutzt) verwendet, um Reaktionen mit Substrat und Target zu vermeiden. In der Kammer wird ein Ultra-Hoch-Vakuum erzeugt. Nachdem die Sputterkammer mit Argon gefüllt wird (die Arbeitsdrücke variieren je nach Aufbau) kann eine genügend hohe Spannung ein Plasma bilden. Dabei treten einige Elektronen aus der Kathode aus und werden in Richtung Anode beschleunigt. Finden auf dem Weg Stöße mit den Argon-Atomen statt, so wird Argon ionisiert. Die positiv geladenen Argon-Ionen werden zur Kathode beschleunigt. Ist die Energie der Argon-Ionen ausreichend, so kann bei einem Zusammenstoß mit der Kathode das Kathodenmaterial abgetragen werden. Die abgetragenen Atome können sich auf der Substrat absetzen, so dass auf dem Substrat ein Schichtwachstum stattfindet. Bei dieser Ausführung der Sputterkammer wird der Plasmastrahl nicht genügend fokussiert, woraus sich eine niedrige Ablationsrate des Targets ergibt. Aus diesem Grund ist eine solche einfache Ausführung der Sputterkammer für industrielle Zwecke, wo eine hohe Depositionsrate erwünscht ist, weniger geeignet [Sch99]. Deswegen werden in der Industrie komplexere Ausführungen der Sputterquellen benutzt (z.B. Magnetronspüternquelle, die im Folgenden beschrieben wird). Die in unserer Arbeitsgruppe verwendete Sputterkammer ist mit zwei Magnetronspüternquellen ausgestattet, mit welchen CoFeB und Tantal gesputtert werden können.

Bei einem Magnetron-Sputterverfahren wird das Plasma durch ein Magnetfeld

verstärkt. Werden in einem Magnetfeld Elektronen von der Kathode emittiert, so wirkt die Lorentzkraft auf die Elektronen. Steht das Magnetfeld senkrecht zur Targetoberfläche, so kommen die Elektronen auf eine geordnete Bahn, die die Targetoberfläche umgibt. Bei einer geordneten Elektronenbahn reduziert sich die Streuung der Elektronen und die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision zwischen Argon-Atomen und Elektronen steigt. Kommt es zu einer Kollision, so werden die Argon-Atome ionisiert und können auf die Kathode beschleunigt werden. Die Depositionsrate des Kathodenmaterials hängt von der Leistung und dem Argonfluss ab und kann durch die Wahl der passenden Parameter gut reproduzierbar eingestellt werden.

Beim Sputtern liegt die kinetische Energie der gesputterten Atome typischerweise in der Größenordnung 10 eV. Zum Vergleich: beim thermischen Verdampfen ist die kinetische Energie der verdampften Atome weniger als 1 eV. Durch eine wesentlich höhere Energie als beim Verdampfen weisen die gesputterten Schichten eine höhere Dichte auf. Die Rauigkeit unterliegt einem weiteren Parameter - dem Argon-Druck. Bei einem niedrigen Argon-Druck werden die Schichten zwar dichter und glatter, die Materialien an der Grenzfläche werden aber auch stärker durchmischt. Herrscht dagegen zu hoher Sputterdruck in der Kammer, so wird zwar die Durchmischung komplett unterdrückt die Rauigkeit nimmt jedoch zu. So müssen aufbauspezifische Werte für Argon-Druck und Leistung ermittelt werden, um die Oberflächenrauigkeit und die Durchmischung der Schichten an den Grenzflächen zu optimieren.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden folgende Parameter verwendet: Der Argon-Druck lag bei 10^{-3} mbar und die verwendete Leistung betrug 11 W. Gesputtert wurde immer bei Raumtemperatur also bei etwa 300 K. Wenn man noch zusätzlich die Schmelztemperatur von Tantal berücksichtigt (3269 K nach [TH77]), dann können die Wachstumseigenschaften anhand des Struktur-Zonen-Diagramms [Abbildung 2.1](#) diskutiert werden. Das Diagramm wurde anhand der Untersuchung der folgenden Elemente entwickelt: Mo, Cr, Ti, Cu und Al. Da das Struktur-Zonen-

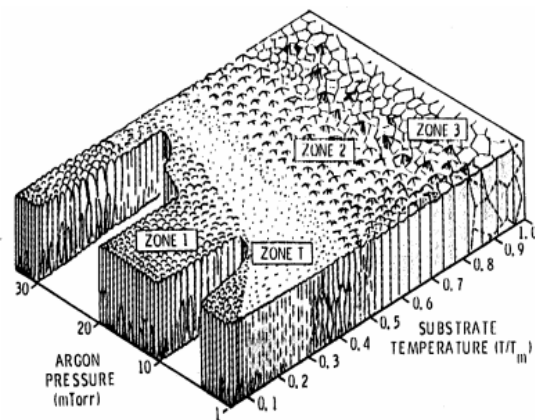


Abbildung 2.1: Struktur-Zonen: Die Rauigkeit der gesputterten Schichten wird in Abhängigkeit von dem Argon-Druck und der Substrattemperatur dargestellt. Aus [Tho74].

Diagramm anhand der spezifischen Größen der Elemente und Bedingungen in der Sputterkammer beschrieben wird, kann das Diagramm auf andere Materialien mit bekannten Parametern (Schmelzwärme, Ar-Druck und Substrattemperatur) übertragen werden. Benutzt man die gleichen Einheiten wie in dem Diagramm, so ergeben sich für Ta folgende Werte: $\frac{T}{T_m} \approx 0,1$ und der Druck lag bei unter 1 mTorr. Dies entspricht der *Zone T* am Struktur-Zonen-Diagramm. Sie besteht aus dichtgepackten Körnern mit säulenartiger Struktur. Die Rauigkeit dieser Zone ist im Vergleich zu den anderen Zonen am niedrigsten. Diese Wachstumseigenschaften sind auch wünschenswert für unsere Zwecke. Insbesondere die Buffer-Schicht muss sehr glatt sein, damit die darauf wachsenden Schichten nicht zu rau werden, welches einen negativen Einfluss auf die MgO-Barriere hätte.

2.1.3 Auslagerungskammer

Wie bereits in [Abschnitt 1.2.2](#) besprochen, ist das Kristallisationsverhalten der CoFeB-Schicht entscheidend für das kohärente Tunneln der Elektronen zwischen der oberen und unteren Elektrode. Da die Kristallisation der CoFeB-Schicht an der Grenzfläche zur MgO-Barriere erst ab 250° C einsetzt [[YD07](#)], ist es wichtig, das Tempern der Probe bei höheren Temperaturen über längere Zeit (bis zu 1,5 Stunden) durchführen zu können. Ein weiterer wichtiger Punkt beim Tempern ist die Unterdrückung der Diffusionsvorgänge, die zwangsläufig bei hohen Temperaturen einsetzen. Aus diesem Grund ist es von Vorteil die Aufheiz- und Kühlzeiten kurz halten zu können. Das Heizelement der Auslagerungskammer kann die Probe innerhalb von wenigen Minuten (es wurden Aufheizzeiten von 2-10 min verwendet) auf eine Temperatur von über 500 °C bringen. Bei der Auslagerung wurden typischerweise Temperaturen zwischen 350 und 400° C verwendet und das Tempern dauerte bei den meisten Proben eine Stunde.

Um eine Oxidierung der Schichten während des Temporns zu vermeiden, wird in der Auslagerungskammer mit einer Turbomolekularpumpe ein gutes Hochvakuum im Bereich $\sim 10^{-7}$ mbar erzeugt.

Die externe Auslagerungskammer ist außerdem mit einem Elektromagnet mit Eisenkern ausgerüstet, der ein am Ort der Probe homogenes Magnetfeld bis 500 mT erzeugen kann. Die am Probenhalter ([Abbildung 2.2](#)) eingebaute Probe wird nach der Vakuumerzeugung zunächst in das Magnetfeld gebracht. So kann das Tempern der Probe in einem externen Magnetfeld durchgeführt werden. Dies kann zur Entstehung einer Anisotropie abhängig von der Richtung des Magnetfeldes führen, wodurch die Proben unterschiedliches Schaltverhalten für unterschiedlich gerichtete Magnetfelder zeigen. Dadurch können die Koerzitivfeldstärken der Fer-

romagneten zusätzlich für eine bevorzugte Magnetfeldausrichtung verstärkt werden (dafür muss das angelegte Magnetfeld in Richtung der leichten Achse zeigen). Dies sollte einen weiteren positiven Einfluss auf den TMR-Effekt haben: die Sättigungsmagnetisierungen der ferromagnetischen Schichten tritt bei niedrigerem Magnetfeld ein, wenn das Magnetfeld in die Richtung der leichten Achse zeigt. Außerdem werden höhere Magnetfelder benötigt, um die Magnetisierung aus der leichten Achse umzuklappen (d.h. ferromagnetische Schichten haben höhere Koerzitivfeldstärken).

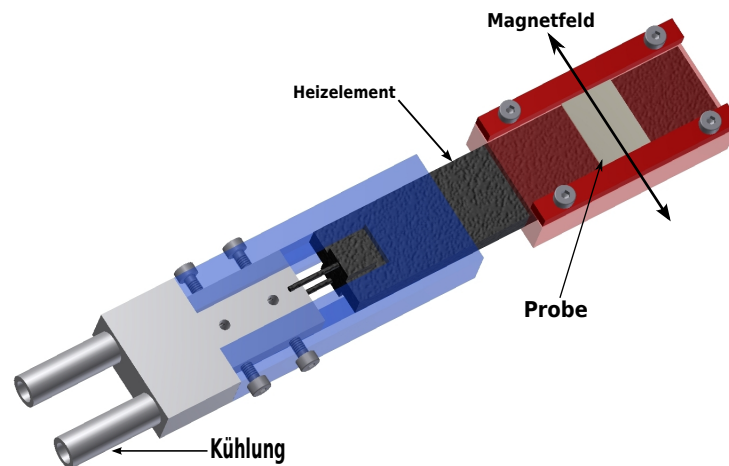


Abbildung 2.2: Probenhalter der Auslagerungskammer.

2.2 Strukturierung der Proben

2.2.1 Optische Lithographie

Zur Strukturierung der Proben wird optische Lithographie verwendet. Bei der Strukturierung werden die vollflächig bedampften Proben zunächst gereinigt. Dafür werden sie mit Aceton und Propanol gespült und anschließend mit einer Stickstoffpistole getrocknet. Die Reste der Lösungsmittel werden durch das Ausbacken auf einer Heizplatte für zwei Minuten bei Temperaturen von $80 - 100\text{ °C}$ verdampft. Nach dem Reinigen der Probe werden $40\text{ }\mu\text{l}$ vom Negativ-Lack AR-N 4240 auf die Probe gebracht, um anschließend beim Spin-Coating den Photolack auf der Probenoberfläche zu verteilen. Durch das Einstellen der Rotationsfrequenz des Spin-Coaters kann die Photolackschichtdicke gewählt werden. Die benutzte Rotationsfrequenz betrug 6000 min^{-1} und entsprach somit nach [Ubb09] einer

Photolackschichtdicke von $1,27\ \mu\text{m}$. Nach dem Spincoating wird die Probe ausgebacken, damit das Lösungsmittel verdampft und der Lack dadurch aushärtet. Die belackte Probe wird in den Belichter MJB4 der Firma Süss MicroTec eingebaut und mit UV-Licht (Wellenlänge $320\ \text{nm}$) 5 Sekunden lang belichtet. Während der Belichtung wurde eine der folgenden Masken verwendet: SQUARE 1, CIRCLE 1 oder die F-Praktikumsmaske. Die Masken ermöglichen eine Strukturierung der Elemente mit unterschiedlichen Geometrien: Quadrate, Kreise und Rechtecke. Die Flächen der Strukturen, die an der Probestation vermessen werden konnten, lagen zwischen 75 und $900\ \mu\text{m}^2$. Wesentlich kleinere Strukturen können an der Probestation nicht kontaktiert werden [Abschnitt 2.3.2](#).

Vor der Entwicklung wird die Probe erneut ausgebacken. Entwickelt wird der Photolack, indem die Probe für 75 Sekunden in dem Entwickler AR 300-47 geschwenkt wird. Dabei bleibt der Lack an den belichteten Oberflächen haften und wird von den unbelichteten abgespült.

Eine belackte und entwickelte Probe kann in der Sputterätze geätzt werden ([Abschnitt 2.2.2](#)). Der Negativ-Lack wird zwar relativ zu den metallischen Schichten schneller geätzt ([Tabelle 2.1](#)), die Lack-Schichtdicke beträgt jedoch $1,27\ \mu\text{m}$ - um einige Größenordnungen mehr als die Dicke des Schichtstapels. Die Ätztiefe wird durch die Variation der Ätzzeit³ eingestellt. Nach dem Ätzen wird ein Lift-Off-Prozess durchgeführt: Um den Lack zu entfernen, wird die Probe bei $50\ ^\circ\text{C}$ für 90 Minuten in ein Ultraschallbad mit Propanol gegeben. Anschließend wird mit einem optischen Mikroskop geprüft, ob der Lack von den Elementen komplett entfernt wurde.

2.2.2 Sputterätzen

Das Sputterätzen funktioniert analog zur Sputterdeposition [Abschnitt 2.1.2](#). Der wesentliche Unterschied ist: Beim Sputterätzen werden die Ionen aus der Sputterquelle mit Hilfe eines Beschleunigungsgitters (auch als Extraktionsgitter bezeichnet) direkt auf die Probe beschleunigt statt, wie bei der Sputterdeposition, auf das Target. So können die energiereichen Argon-Ionen durch Kollisionen mit der Probe Material von der Oberfläche abtragen. Eine ausführlichere Beschreibung des verwendeten inversen Sputterätzers ISO 90 befindet sich in [\[Von05\]](#).

In der [Abbildung 2.3](#) sind einige Messungen der Ätzraten in Abhängigkeit vom Ar-Druck und der Leistung aufgetragen. Die Graphen zeigen, dass die Ätzrate mit steigendem Ar-Druck abnimmt und mit steigender Leistung zunimmt. Mit steigendem Ar-Druck erhöht sich die Anzahl der Ar-Atome, die ionisiert werden

³ Diese kann für unsere Schichtstapel mit Hilfe der [Tabelle 2.1](#) berechnet werden.

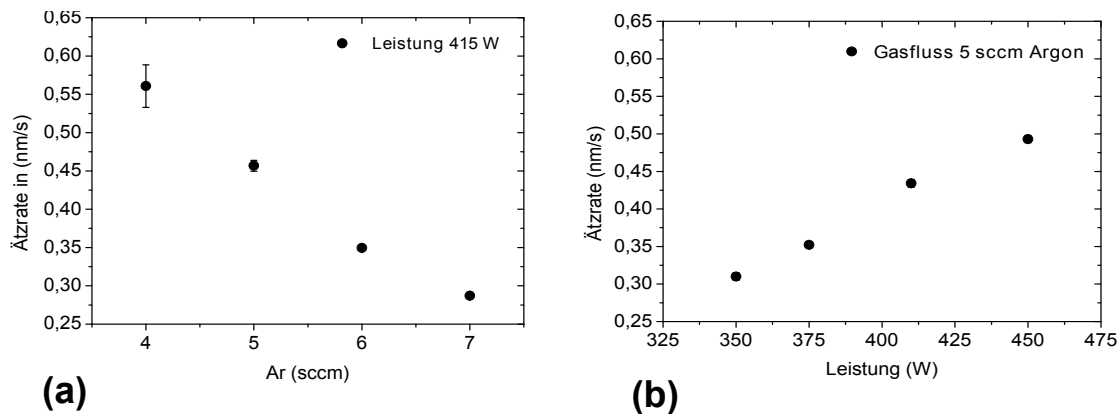


Abbildung 2.3: Ättrate für SiO_x bei a) konstanter Leistung, b) konstantem Argon-Fluss.

können. Steigt die Anzahl der Argon-Ionen in der Kammer, so wird der Plasmastrahl deutlich breiter aufgrund der Stöße zwischen den Edelgas-Ionen und Abstoßung durch die Coulomb-Kraft. Da die Leistung in diesem Fall konstant bleibt, verringert sich durch die Ausbreitung des Strahls die Depositionsrates.

Erhöht man die Leistung, so steigt die Depositionsrates innerhalb des Plasmastrahls. Außerdem ist die Ättrate zusätzlich von der *Geometrie* in der Kammer, dem eingebauten Extraktionsgitter und dem Argon-Druck in der Leitung abhängig. Unter Geometrie ist die Ausrichtung der Sputterätze bezüglich der eingebauten Proben zu verstehen. So kann zum Beispiel schon eine geringe Verschiebung der Sputterätze dazu führen, dass der Plasma-Strahl nicht mehr mittig auf den Probenhalter fällt - die Ättrate ändert sich. Einen noch stärkeren Einfluss auf die Ätzzraten hat das Gitter der Sputterätze:

Materialien	Ätzzraten [nm/min]	
	2009	2010
MgO	3	3,08
CoFeB	3,9	3,91 (4,39)
Ta (e-beam)	4,3	4,42
Ta (sputtered)	-	1,2 (1,42)
Ru	6,6	6,78
Pd	6,9	7,08
SiO _x	9,9	10,16
Au	12,6	12,94
Positiv-Resist	21,5	22,08
Negativ-Resist	25,2	25,87

Tabelle 2.1: Vergleich der Ätzzraten Jahr 2009 [Ubb09]: Leistung 500 W, 5 sccm Ar mit Jahr 2010: Leistung 450 W, 9 sccm Ar. Eingeklammert stehen die Raten nach der Auslagerung.

Durch eine Verunreinigung oder Risse in dem Extraktionsgitter kann sich die Ätzzrate um ein vielfaches verändern. Es ist empfehlenswert nach jeder Reparatur der Sputterätze eine Ätzzratenbestimmung durchzuführen, um eine eventuelle

Veränderung zu vermeiden.

Bei der Bestimmung der Ätzzraten wird von den Ergebnissen aus Kai Ubbens Diplomarbeit [Ubb09] ausgegangen (siehe auch [Tabelle 2.1](#)).

Wie bereits beschrieben hängt die Ätzzrate unter anderem vom Argon-Fluss und von der Leistung ab. Durch die Einstellung dieser Parameter wird die gewünschte Ätzzrate gewählt. Der Plasmastrahl soll sich im Durchmesser zwischen der Sputterzätze und dem Probenhalter möglichst nicht ändern. In diesem Fall bleibt die Ätzzrate in dem Plasmastrahl homogen. Bei einer Verengung des Strahls wird die Ätzzrate inhomogen und die Proben müssen beim Ätzen exakt an die gleiche Stelle eingebaut werden, denn eine Verschiebung der Probe auf dem Probenhalter um einige cm sorgt bereits für eine starke Abweichung der Ätzzrate.

Die Ätzzraten sind sehr empfindlich gegen Veränderungen an der Apparatur, deswegen kann man nur von der Richtigkeit der Verhältnisse der Ätzzraten der in [Tabelle 2.1](#) genannten Materialien zu einander ausgehen. Aus diesem Grund ist es ausreichend, Messungen der Ätzzraten nur für z.B. SiO_x durchzuführen, und aus den Proportionalitäten die restlichen Ätzzraten zu bestimmen. Diese Methode hat sich im Laufe dieser Diplomarbeit gut bewährt. An dieser Stelle ist es wichtig zu erwähnen, dass obwohl die neuen Ätzzraten mit denen aus Kai Ubbens Diplomarbeit sehr nah beieinander liegen, dafür aber komplett unterschiedliche Einstellungen benötigt werden ([Tabelle 2.1](#)). Diese großen Unterschiede in den Einstellungsparametern lassen sich durch einige Veränderungen an dem Aufbau erklären (z.B. können sich die Gitter-Parameter an der Sputterzätze mit der Zeit durch Verunreinigungen oder durch das Sputtern selbst verändert haben). Deswegen sollte das Gitter regelmäßig ausgetauscht werden.

2.2.3 Mehrschritt-Lithographie

In dieser Diplomarbeit wurde ein Mehrschritt-Lithographie-Prozess entwickelt, mit dem man zur Erleichterung der Kontaktierung über den Tunnelementen größere Kontakte aus z.B. Chrom und Gold aufbringen kann. Besonders wichtig wird diese Methode für die Messungen bei tiefen Temperaturen, weil die Kontaktierung der Elemente in einem Kryostaten nur durch feste Verdrahtung möglich ist. Außerdem ist es wichtig, die Bondpads von der vollflächigen unteren Kontaktschicht zu isolieren, damit Kurzschlüsse vermieden werden.

Um die MTJs zu isolieren wurden zunächst MgO und SiO_2 als Isolatoren ausprobiert. Die MgO -Isolationsschicht erforderte eine sehr lange Herstellungszeit: Um den nötigen Druck in der MgO -Sputterkammer zu erreichen, musste die Kammer mehrere Stunden abgepumpt werden.

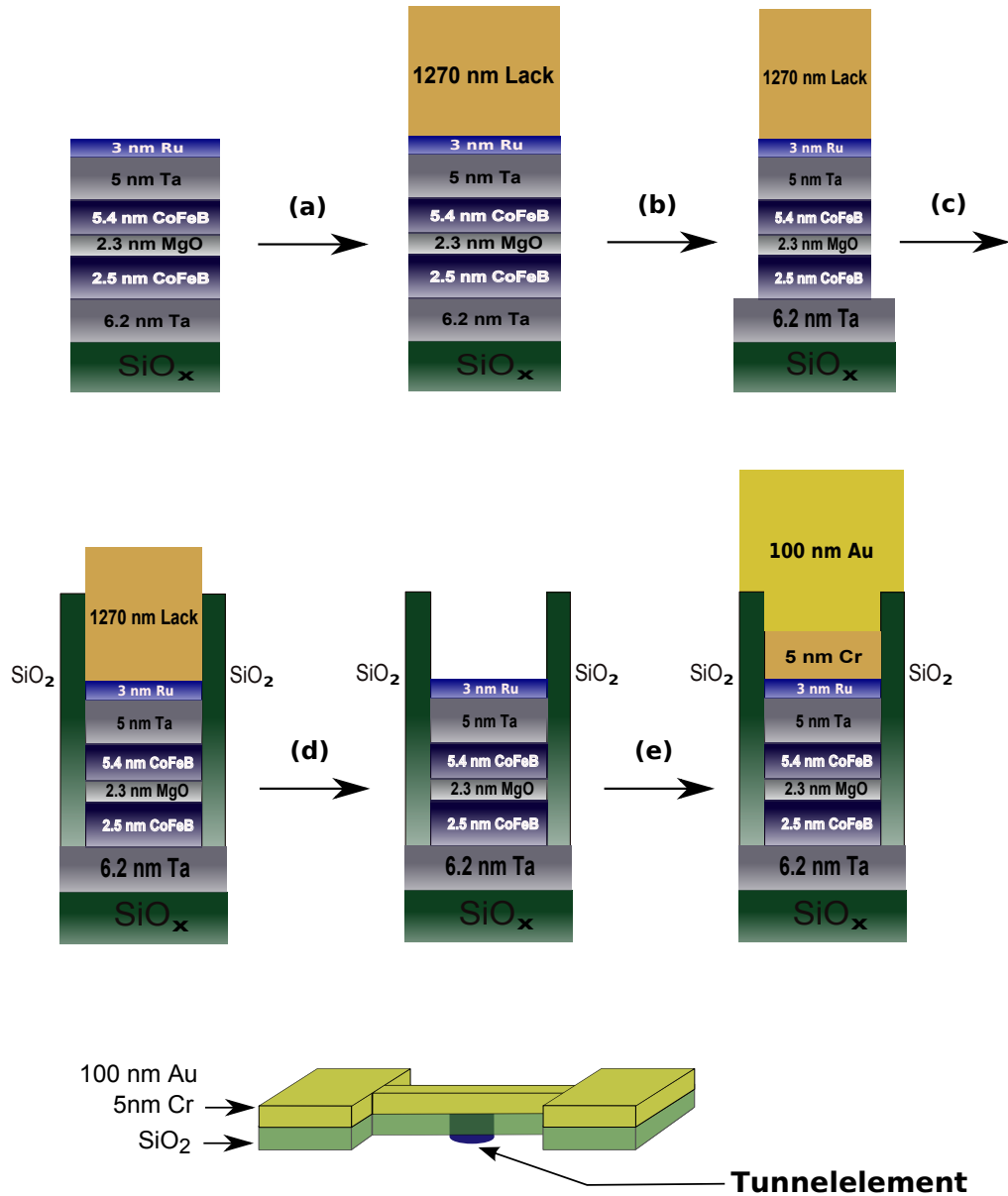


Abbildung 2.4: Skizze des Lithographie-Prozesses: (a) Schichtstapel wird belackt und belichtet. (b) Es wird bis zum unteren Kontakt geätzt. (c) SiO_2 wird aufgedampft. (d) Lift-off Prozess wird durchgeführt. (e) Chrom und Gold werden aufgedampft. (Unteres Bild) nach dem Belichten mit der Bondpad-Maske und dem Ätzen entsteht die gezeichnete Struktur mit einem Gold-Kontakt.

Abbildung 2.4 veranschaulicht die wichtigsten Lithographie-Schritte zur Herstellung der komplexeren Proben.

Zunächst wird der bereits hergestellte Schicht-Stapel (a) wie gewohnt mit der Maske SQUARE 1 oder CIRCLE 1 belichtet (b). Noch vor dem Lift-off-Prozess werden mittels Elektronenstrahlverdampfen 100 nm SiO₂ vollflächig auf die Probe aufgedampft (c). Das aufgedampfte SiO₂ dient als Isolationsschicht zwischen den oberen und unteren Kontakten der Probe. Nach dem Aufdampfen von SiO₂ wird anschließend ein Lift-Off-Prozess (siehe Abschnitt 2.2) durchgeführt (d). Nach dem Lift-Off-Prozess werden 5 nm Chrom als Haftsicht für 100 nm Gold aufgedampft (e). Zuletzt wird an der Probe erneut ein Lithographie-Schritt durchgeführt, wobei beim Ätzen aus dem vollflächig aufgedampften Chrom und Gold passende Kontaktstrukturen (Bondpad) exakt über den Tunnelementen „ausgeschnitten“ werden. In der Regel wurde die Bondpad-Struktur verwendet, die in Abbildung 2.4 als Endprodukt der Strukturierung dargestellt ist. Der Vorteil der Bondpads liegt darin, dass die zu kontaktierende Fläche groß ist ($\approx 140 \cdot 10^3 \mu\text{m}^2$), obwohl die MTJs selbst immer noch klein bleiben können. Diese aus Gold und Chrom bestehenden Strukturen stellen sowohl eine Schutzschicht gegen eine mechanische Zerstörung als auch den oberen Kontakt der Elemente dar.

2.3 Charakterisierung der Proben

2.3.1 Magneto-optischer Kerr Effekt

Wie bereits erwähnt werden die vollflächig bedampften Proben direkt nach dem Auslagern mit MOKE charakterisiert. Die Probe wird dafür an einen Probenhalter geschraubt, welcher in ein durch Helmholtzspulen erzeugtes Magnetfeld eingebracht wird. Das Magnetfeld kann mit einer Schrittweite von 0,1 mT variiert werden. Beim magneto-optischen Kerr-Effekt kommt es zu einer Drehung der Polarisation des Lichtes in Abhängigkeit von der Magnetisierung der Probe. So kann das magnetische Verhalten der Probe durch Analyse der Polarisationsrichtung des Lichts vor und nach der Reflexion an der Probe untersucht werden. Zum Vermessen des magneto-optischen Kerr-Effektes wird ein Helium-Neon-Laser verwendet. Der Strahl des Lasers wird polarisiert und die Polarisationsrichtung des von der Probe reflektierten Strahls wird mit einem Analysator abgelesen. Es werden dabei Hysterese-Kurven der ferromagnetischen Schichten aufgenommen, an denen man anschließend das Schaltverhalten der Proben untersuchen kann. Es sind zwei Magnetfeldausrichtungen bei der Messung der Hysterese-Kurven von Interesse: Magnetfeld während der Messung parallel und um 90° gedreht bezüglich des wäh-

rend der Auslagerung angelegten Magnetfeldes. Dadurch sollte es möglich sein, die magnetische Anisotropie für zwei Extremfälle messen zu können: in die magnetisch bevorzugte Richtung (leichte Achse) und in die dazu senkrechte Richtung (schwere Achse).

Da die Eindringtiefe des Helium-Neon-Lasers nur einige 10 nm beträgt (je nach dem verwendeten Material), ist es wichtig die Bedeckung der ferromagnetischen Schichten so dünn wie möglich zu halten. Aus diesem Grund wird Gold als Schutzschicht erst nach der MOKE-Charakterisierung aufgedampft. Trotzdem ist es nicht möglich gewesen das Schaltverhalten der unteren ferromagnetischen Schicht zu beobachten, da bei einigen Schichtsystemen die Eindringtiefe des Lasers nicht ausreichend war. Es war jedoch möglich das Schaltverhalten des oberen Kontakts zu untersuchen.

2.3.2 Probestation

Nach der Strukturierung können die Proben bei Raumtemperatur an der Probestation der Firma Süss vermessen werden. Gemessen wird die Stromstärke an den Tunnelementen bei festgehaltener Spannung und einem variablen Magnetfeld. Das Magnetfeld wird von einem Elektromagneten erzeugt. Der Elektromagnet kann Felder bis ca. ± 100 mT erzeugen mit einer Schrittweite von 0,1 mT. Die Probe kann durch vier, mit Mikrometerschrauben ausgerüstete, Manipulatoren kontaktiert werden, was bei Bedarf eine Vier-Punkt-Messung zulässt. Mit Hilfe der Mikrometerschrauben ist es möglich die Kontaktnadeln in alle drei Raumrichtungen zu bewegen. Für die Kontaktierung der Tunnelemente werden goldbeschichtete Nadeln aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung verwendet, die sowohl elastisch als auch aufgrund der Goldbeschichtung weich sind. Diese Eigenschaften sorgen dafür, dass die Elemente nicht während der Messung mechanisch zerstört werden. Mithilfe eines Lichtmikroskops ist es möglich, sehr feine Strukturen auf der Probe zu erkennen. Durch Justierung der Kontaktnadel mit den Mikrometerschrauben können Elemente mit einer Fläche von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ noch direkt kontaktiert werden. Die untere Grenze für die noch kontaktierbaren Flächen der Elemente wird von dem Radius der Spitze der Kupfer-Beryllium-Nadeln bestimmt. Da diese einen Radius von 20 μm haben, ist sie somit wesentlich größer als das kleinste noch messbare Element. Bei noch kleineren Elementen wird die Kontaktierung extrem schwer, und das Risiko ein Element während der Kontaktierung zu zerstören steigt enorm.

2.3.3 Physical Property Measurement System (PPMS)

Zur weiteren Charakterisierung der Proben wird das PPMS verwendet. Zunächst müssen die Proben mit Hilfe der Mehrschrittlithographie strukturiert werden. Nach der Strukturierung wird die Probe auf einen Probenträger geklebt. Die Kontakte der Probe und des Probenträgers werden mithilfe eines *Wire-Bonder* mit einem Golddraht verbunden. An einem Probenhalter kann die Probe in den Kryostat des PPMS eingebaut werden. Dort kann die Probe auf Temperaturen bis 1,9 K gekühlt werden. Der ebenfalls in dem Kryostaten eingebaute Elektromagnet wird bei 4,2 K supraleitend und kann ein Magnetfeld bis ± 9 T mit einer Schrittweite von 0,01 mT erzeugen. Interessant sind an dieser Stelle sowohl die Messungen des Widerstands der Elemente bei tiefen Temperaturen als auch die Messung der probenspezifischen Tunnelspektren. Dafür wird mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers die Änderung der Spannung gleichzeitig mit der Stromstärke vermessen (dI/dU bzw. d^2I/dU^2). Anhand der Messung können die Transporteigenschaften der hergestellten Schichtsysteme verglichen werden. Eine ausführlichere Beschreibung des *Physical Property Measurement Systems* ist in der Diplomarbeit von Marvin Walter [Wal09] zu finden.

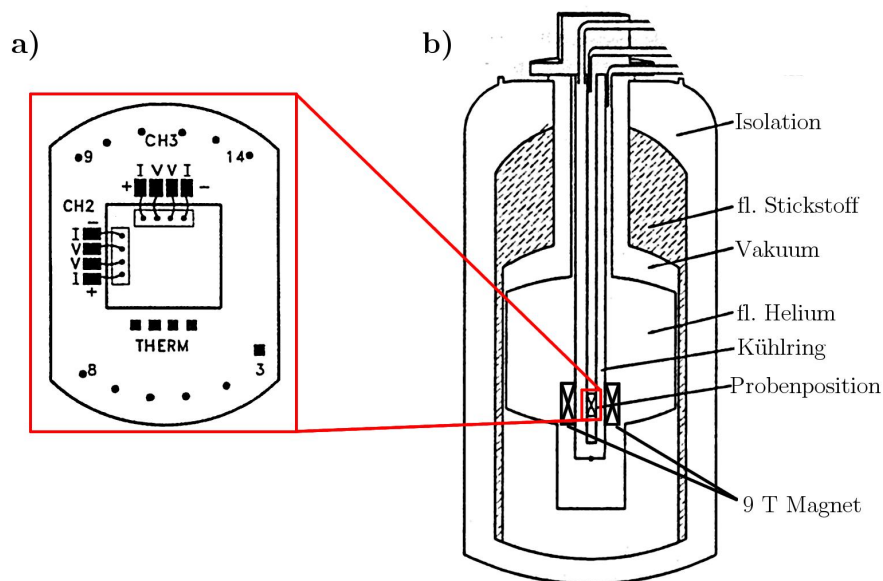


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der PPMS aus [Wal09]: a) Probenhalter, b) Kryostat.

Kapitel 3

Auswertung der Messdaten

3.1 Optimierung des Schichtstapels

Die Wahl des Schichtsystems ist im Folgenden die der pseudo-spin-valve Struktur, da dieses aufgrund einfachen Aufbaus zur Realisierung der Rekordwerte von 604 % der Ohno Gruppe [IHA⁺08] geführt hat. Zum Zweck der Maximierung des Tunnelmagnetowiderstands (TMR) der Elemente wurde der Schichtstapel in mehreren Schritten optimiert. In diesem Abschnitt werden sowohl die neuen Zusammensetzungen der Schichtstapel als auch die Gründe für die Wahl der Schichten beschrieben.

3.1.1 Einfluss der Kontaktschicht auf TMR

Im Folgenden soll zuerst auf die Funktion der verschiedenen Schichten eingegangen werden. Zu einer besseren Übersicht werden die Beschreibungen des schrittweise optimierten Schichtaufbaus mit (a), (b), (c) und (d) gekennzeichnet.

(a) Das erste untersuchte Schichtsystem ist in [Abbildung 3.1](#) dargestellt. Bis auf die gesputterte CoFeB-Schichten wurden die Schichten mittels Elektronenstrahlverdampfen aufgewachsen. Die 1,2 nm dicke Ta-Haftschrift wurde direkt auf das gereinigte SiO_x-Substrat aufgedampft. Als untere Kontaktschicht dienen hier jeweils 2 nm Ru/Pd/Ru. Die 2 nm Palladium sollen an dieser Stelle ein glatteres Wachstum der Ruthenium-Schicht bewirken, was wiederum eine bessere Qualität der MgO-Barriere zur Folge hat. Die Auslagerung der so hergestellten Probe erfolgte bei einer Temperatur von 350° C eine Stunde lang in-situ.

Um die Koerzitivfeldstärke der oberen Elektrode zu erhöhen, wurden zusätzlich 4 nm hartmagnetisches Cobalt aufgedampft. So kann ein besseres Schaltverhalten der MTJs erreicht werden, welches sich durch breite und möglichst rechteckige Erhöhung der TMR-Kurve für anti-parallele Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten auszeichnet. An der Messung des TMRs für diesen Stapel ([Abbil-](#)

Abbildung 3.1) zeigt sich, dass das Schaltverhalten dieses Tunnелеlements nicht ideal ist: die Maxima der Kurve sind zwar etwa 10 mT breit, jedoch nicht sehr rechteckig ausgeprägt.

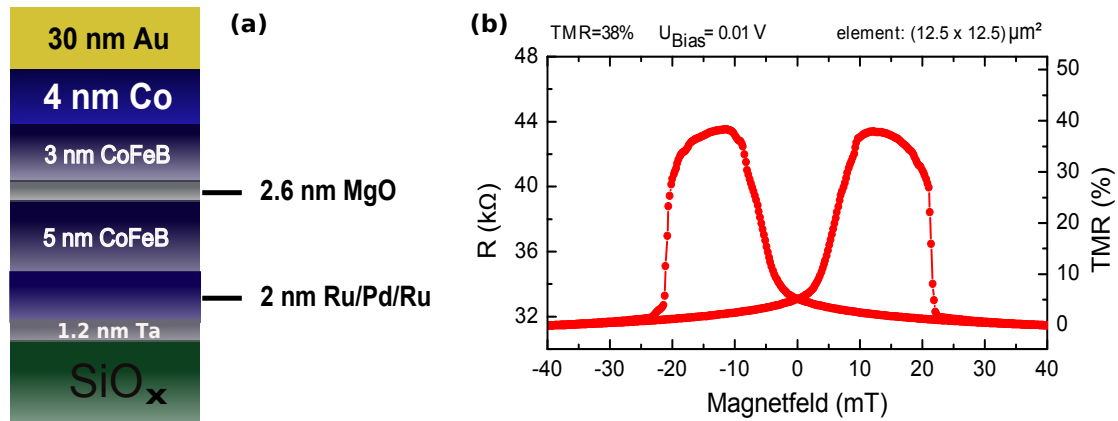


Abbildung 3.1: a) Skizze des Schichtstapels, b) Messung des Widerstands der Probe als Funktion des angelegtes Magnetfeldes. Ein maximaler TMR von 38 % wird beobachtet. Die Messung ist aus der Diplomarbeit von Kai Ubben [Ubb09].

Der gemessene TMR-Wert von etwa 38 % ist verglichen mit den Messungen von Ikeda et al., welche an ähnlichen CoFeB/MgO/CoFeB Schichtsystemen durchgeführt wurden und ein TMR von 604 % gezeigt haben, niedrig [IHA⁺08]. Die berechnete effektive Polarisierung der Elektrode liegt bei $P = 40\%$. Dieser Wert liegt unter dem intrinsischen Wert für Polarisierung der CoFeB-Elektroden ($P_{\text{intr}} \approx 50\%$ nach [MP00]). Eine mögliche Ursache für den niedrigen TMR kann die Diffusion von Palladium in die CoFeB-Elektrode oder sogar in die Barriere sein. In diesem Fall wäre das kohärente Tunneln gestört, wodurch unweigerlich eine Abnahme des TMRs stattfinden würde. Des Weiteren ist die Qualität der Tunnelbarriere essenziell für das kohärente Tunneln, weswegen die untere Kontaktschicht der MTJs so angepasst wird, dass eine möglichst niedrige Rauigkeit der Barriere erreicht wird. Damit kohärentes Tunneln möglich wird, muss eine Kristallisation der CoFeB-Schichten an der CoFeB/MgO-Grenzfläche einsetzen, wofür die Probe ausgelagert wird. Zur Optimierung der genannten Punkte wurde der Schichtstapel modifiziert.

(b) Der optimierte Schichtstapel ist in [Abbildung 3.2](#) dargestellt. Um die Diffusion des Palladiums in die CoFeB-Schicht zu reduzieren, wurde der Buffer neu zusammengestellt: an die Grenzflächen der 1 nm dicken Palladium-Schicht wurde von beiden Seiten jeweils eine 1 nm dicke Ruthenium-Schicht aufgedampft. Auf gleiche Weise wurde die Tantal-Schicht mit Ruthenium von der CoFeB-Grenzfläche abge-

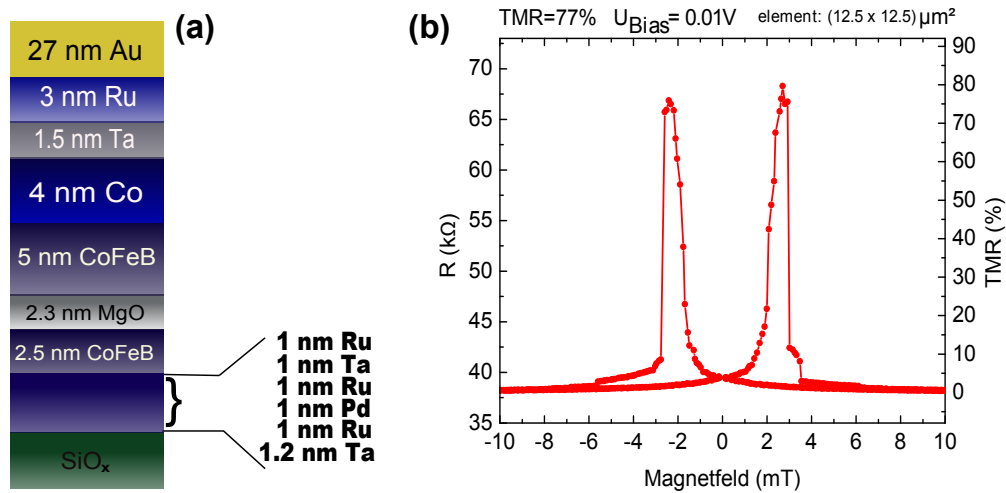


Abbildung 3.2: Probe mit neuer Kontaktschicht: a) Skizze des Schichtstapels b) Widerstandsmessung in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Es wurde ein TMR von 77 % beobachtet.

kapselt. Bei dieser Zusammensetzung der unteren Kontaktschicht liegen zwischen Palladium und der CoFeB-Schicht 3 nm Material, was die Diffusion von Palladium reduziert. Durch die Multilagenstruktur wird außerdem die Buffer-Rauigkeit verringert.

Um die Rauigkeit der MgO-Barriere gering zu halten, wurden die ferromagnetischen Schichten im Schichtstapel vertauscht und die untere CoFeB-Schicht zusätzlich von 3 auf 2,5 nm Dicke reduziert. Dadurch wird die MgO-Barriere nur auf 8,7 nm statt 13,2 nm Material (siehe Schichtstapel (a)) aufgewachsen und mit der Abnahme der Schichtdicke sollte eine Rauigkeitsabnahme einhergehen.

Der Schichtstapel wurde ex-situ bei einer Temperatur von 375 °C für eine Stunde ausgelagert, das externe Magnetfeld während der Auslagerung betrug 300 mT.

Die Widerstandsmessung der Probe (Abbildung 3.2) zeigt einen TMR von 77%, d.h. der TMR-Wert ist etwa um den Faktor 2 gestiegen. Dies entspricht einem Wert der Spinpolarisation der Elektroden und der MgO-Barriere von $P \approx 53\%$, d.h. die Polarisation liegt nahe dem intrinsischen Wert. Das kohärente Tunneln wird also immer noch gestört, jedoch deutet die Erhöhung des TMR-Wertes darauf hin, dass die das kohärente Tunneln störende Diffusion abgenommen hat. Als ein weiterer Grund für den höheren TMR kommt auch eine bessere Qualität der MgO-Barriere in Frage. Außerdem veränderte sich auch das Schaltverhalten der Elemente: Die Breite der Maxima hat deutlich abgenommen und liegt unter 1 mT. Die Sättigung für die parallele Ausrichtung der beiden ferromagnetischen Schichten tritt deutlich früher auf: Statt bei etwa 23 mT liegt jetzt die Sättigung bei etwa 6 mT. Vor allem das Schaltverhalten zeigt, dass die Unterschiede zwischen

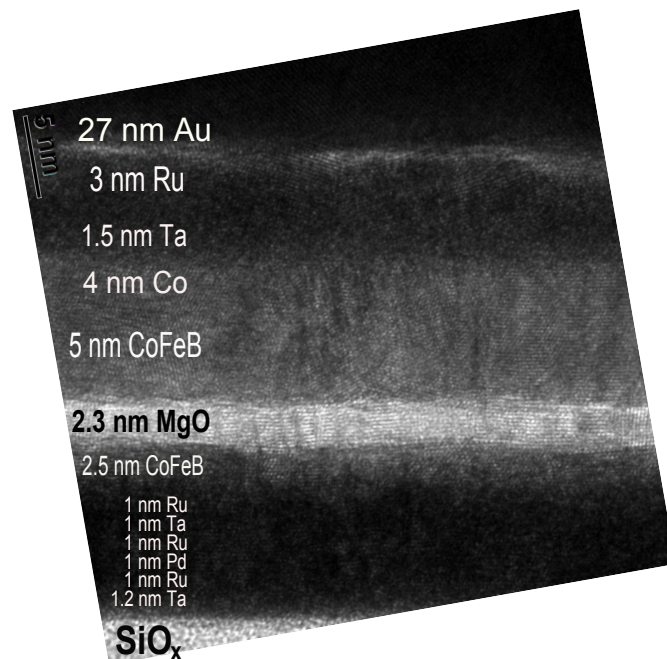


Abbildung 3.3: HRTEM-Aufnahme der Probe mit 77 % TMR. Die MgO-Barriere ist kristallin, jedoch ist die Rauigkeit der Barriere zu hoch.

den Koerzitivfeldstärken der beiden ferromagnetischen Schichten nicht groß genug sind. Um die MTJs untersuchen zu können, wurden Aufnahmen mit einem hoch auflösenden Transmissionselektronenmikroskop (kurz. HRTEM) gemacht (siehe [Abbildung 3.3](#)).

An der Aufnahme erkennt man, dass Rauigkeit der Barriere recht hoch ist, kann also ein Grund für einen immer noch geringen TMR sein. Die Qualität der MgO-Barriere steht in einem direkten Zusammenhang mit der Auswahl der Materialien und der Rauigkeit der Kontaktschicht. Für die Erhöhung des TMRs wird also eine Kontaktschicht benötigt, die sowohl glatt aufwächst als auch das Kristallisationsverhalten der CoFeB-Schicht nicht stört.

3.1.2 Einfluss der Wachstumsmethode auf die Qualität der magnetischen Tunnelemente

(c) Am besten für einen Buffer eignen sich Tantal und Ruthenium [[YD07](#)]. Wie man jedoch an [Abbildung 3.3](#) sehen kann, führen diese Materialien beim Elektronenstrahlverdampfen zu schlechter CoFeB-Kristallisation⁴. Hauptursache hierfür

⁴ Das erkennt man an der fehlenden Ordnung der CoFeB-Schicht.

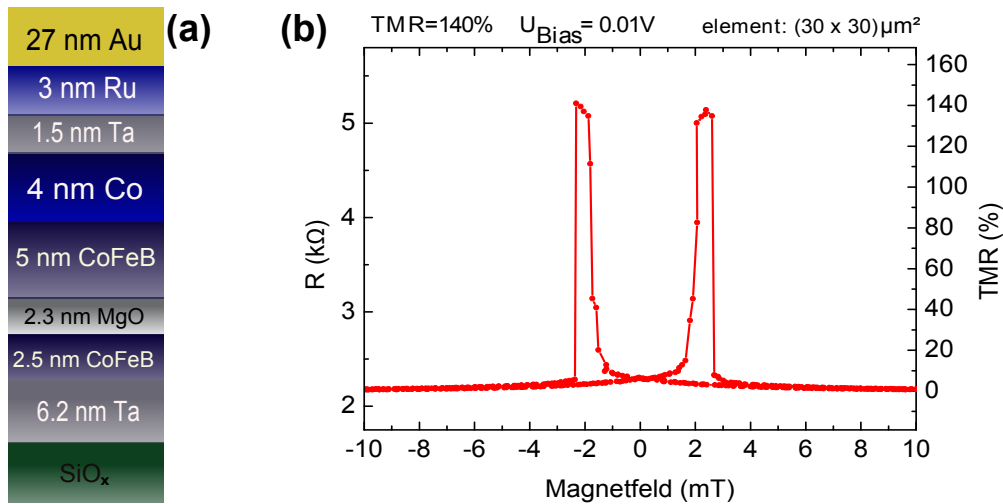


Abbildung 3.4: (a) Schichtstapel mit gesputtertem unterem Tantal-Buffer (b) Widerstandsmessung in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Der gemessene TMR-Wert beträgt 140 %.

ist die relativ hohe Rauigkeit der elektronenstrahlverdampften Schichten, die durch das Inselwachstum der Kontaktschichten hervorgerufen wird. Aus diesem Grund wurde ein neuer Stapel zusammengestellt, bei dem das gesputterte Tantal als Kontaktschicht benutzt wird.

Abbildung 3.4 zeigt eine Skizze des neuen Stapels. Den einzigen Unterschied zu der Zusammensetzung der Elemente mit TMR von 77% stellt die aus 6,2 nm Tantal bestehende untere Kontaktschicht dar. An dieser Probe wurde der TMR-Wert vermessen und ist in Abbildung 3.4 eingetragen. Der TMR-Wert beträgt 140%, dies entspricht einer Steigerung um den Faktor 3,5 verglichen mit der ersten Zusammensetzung der Schichten. Für die Polarisation folgt daraus einen Wert von $P \approx 64\%$, d.h. die Polarisation liegt über dem intrinsischen Wert.

Der höhere TMR spricht für eine deutlich bessere Qualität der MgO-Barriere. An der HRTEM-Aufnahme in (Abbildung 3.5) erkennt man eine deutliche Senkung der Rauigkeit der MgO-Barriere. Die CoFeB-Schichten sind kristallin und haben eine ausreichend scharfe Grenze zum MgO.

(d) Ein weiterer Punkt, welcher bis jetzt vernachlässigt wurde und welcher das kohärente Tunneln stören kann, ist die obere Kontaktschicht. Das sind die 4 nm Cobalt und 1,5 nm Tantal, denn Ruthenium dient lediglich als Oxidationsschutz und Gold ist oberer elektrischer Kontakt. Die obere Kontaktschicht hat zwar keine Auswirkung auf die Rauigkeit der MgO-Barriere, jedoch beeinflusst sie das Kristallisationsverhalten der oberen CoFeB-Schicht. Vor allem Cobalt, das während der Auslagerung in eine fcc-Struktur kristallisiert, kann die Kristallisation

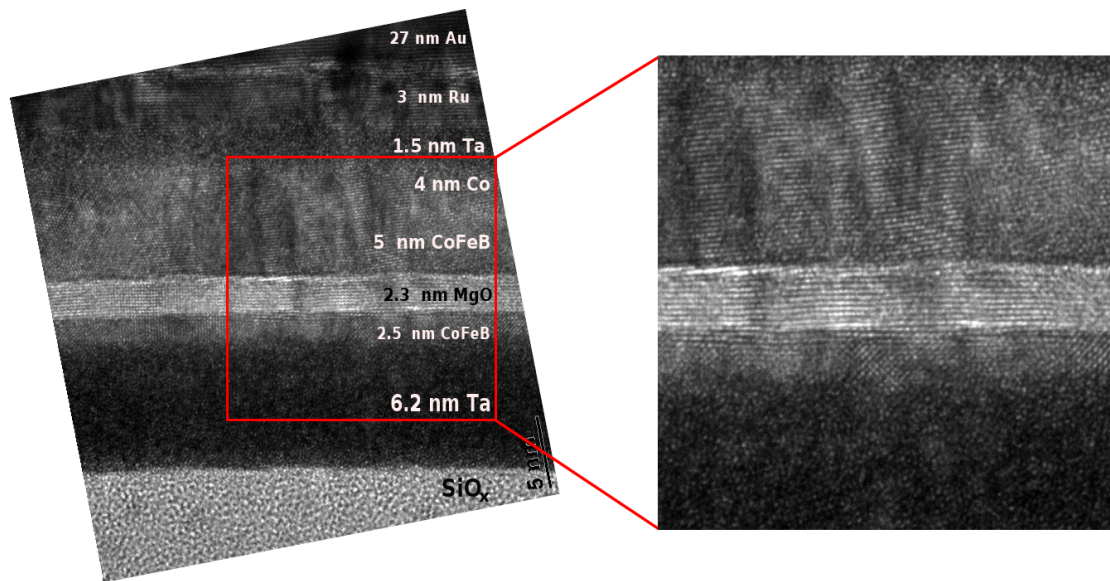


Abbildung 3.5: HRTEM-Aufnahme der Probe mit 140 % TMR. Die CoFeB-Schicht und die Tunnelbarriere sind kristallin. Die Rauigkeit der Tunnelbarriere ist deutlich niedriger als bei der Probe mit 77 % TMR.

von CoFeB soweit beeinflussen, dass CoFeB an der Grenzfläche zu Cobalt auch als eine fcc-Struktur (statt bcc-Struktur) kristallisiert.

In einem Grenzfall, wo die fcc-Kristallisation der CoFeB-Schicht sich bis zur MgO-Oberfläche ausbreitet, kann es zu einer starken Gitterfehlpassung der MgO- und CoFeB-Kristalle kommen. In diesem Fall wäre das kohärente Tunneln nicht möglich. In einem Fall, wo die fcc-Kristallisation nur bis in die CoFeB-Schicht fortschreitet ohne aber die MgO-Barriere zu erreichen, würde die von der MgO-Barriere⁵ ausgehende bcc-Kristallisation dazu führen, dass sich in der oberen CoFeB-Elektrode Gebiete mit unterschiedlichen kristallinen Phasen befänden. In diesem Fall wäre das kohärente Tunneln zwar möglich, jedoch könnte es je nach der genauen lokalen Komposition stark gestört sein. Also ist der Fall, indem die CoFeB-Kristallisation von der MgO-Barriere beginnt und von der oberen Kontaktschicht nicht gestört wird, ideal für das kohärente Tunneln. Aus diesem Grund wurde die obere Kontaktschicht aus 4 nm Cobalt und 1,5 nm elektronenstrahlverdampftem Tantal durch 5 nm gesputtertes Tantal ersetzt. Die magnetfeldabhängige Widerstandsmessung bestätigte eine Verbesserung der MTJs und ergab 197 % TMR (Abbildung 3.6). Diese weitere Steigerung zeigt, dass durch die Optimierung des oberen Buffers negative Einflüsse auf das kohärente Tunneln reduziert werden können. Dieser Wert entspricht einer Polarisation der Tunnel-Elektronen

⁵ MgO hat eine Kochsalz-Struktur.

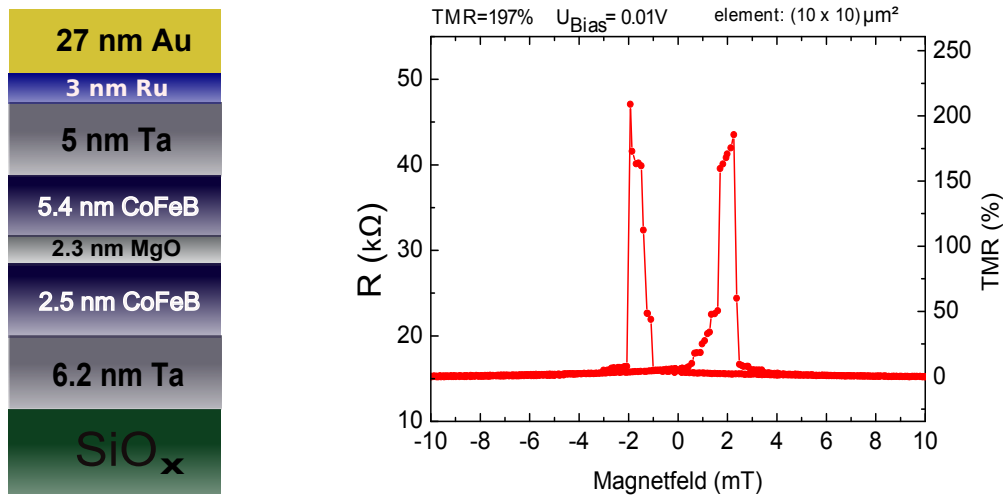


Abbildung 3.6: (a) Schichtstapel mit gesputtertem unteren und oberem Tantal-Buffer (b) Widerstandsmessung in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Der gemessene TMR-Wert beträgt 197 %.

von $P \approx 71\%$ und liegt damit deutlich über dem intrinsischen Wert.

3.2 Auslagerungsreihe

Weitere Parameter, die einen direkten Einfluss auf das Kristallisationsverhalten der CoFeB-Schichten haben, sind Auslagerungstemperatur und Auslagerungsdauer. Aus diesem Grund wurden zwei Messreihen am optimierten Schichtsystem (Stapel (d) [Abschnitt 3.1.2](#)) untersucht: die Proben der ersten Reihe wurden bei 550° C und die Proben der zweiten bei 450° C ausgelagert. Alle Proben wurden innerhalb von 2 min auf die gewünschte Temperatur gebracht, nur die Auslagerungsdauer wurde variiert. Der verwendete Schichtstapel hatte jeweils die gleiche Zusammensetzung und gleicht dem in [Abbildung 3.6](#) dargestellten Stapel, jedoch wurde eine nur 2,1 nm dicke MgO-Barriere verwendet. Nach der Auslagerung wurden die Magnetisierungskurven der Proben unter Ausnutzung des magneto-optischen Kerr-Effektes vermessen, erst dann wurde Gold aufgedampft. Anschließend wurden die Proben strukturiert und an der Probe Station Widerstände gemessen. Die entsprechenden Ergebnisse werden in den nächsten Abschnitten präsentiert. Als Auslagerungsdauer (siehe [Abbildung 3.7](#) und [Abbildung 3.10](#)) dient hier die Zeit, während der sich die Probe bei einer Temperatur über 400° C befand. Dazu zählen neben der eingestellten Auslagerungszeit auch die Heiz- und Abkühlzeiten. Während der Auslagerung befand sich die Probe in einem externen Magnetfeld mit einer Feldstärke von 400 mT.

3.2.1 Anisotropie

Aus den mit MOKE vermessenen Hysteresekurven (exemplarisch [Abbildung 3.7](#) (a), (b), (e) und (f)) wurden die Koerzitivfeldstärken abgelesen und die Mittelwerte mit entsprechenden Standardabweichungen gegen die Auslagerungszeit aufgetragen. Die Auftragung der Werte für beide Auslagerungsreihen befindet sich in [Abbildung 3.7](#) (c) und (d). Wie bereits erwähnt war die Eindringtiefe des He-Ne-Lasers anscheinend nicht ausreichend, um das Schaltverhalten der beiden ferromagnetischen Schichten messen zu können, welches typisch für pseudo-spin-valve Systeme ist. So beziehen sich die in der [Abbildung](#) eingetragene Werte nur auf die obere CoFeB-Elektrode.

Vergleicht man also die Entwicklung der Koerzitivfeldstärke für die Magnetfeldausrichtung parallel zur leichten und schweren Achsen ([Abbildung 3.7](#) (c) und (d)), so erkennt man, dass bei der senkrechten Ausrichtung die Koerzitivfeldstärke deutlich höher liegt als bei der parallelen. Auch die vermessenen Hysteresekurven zeigen einen deutlichen Unterschied bei unterschiedlich ausgerichteten Magnetfeldern. Dies ist ein Hinweis auf magnetische Anisotropie, die vermutlich während der Auslagerung entsteht. Eine Magnetfeldausrichtung wird energetisch bevorzugt: die magnetischen Domänen können sich in eine Richtung mit geringeren Energieverlusten ausrichten als in die andere. Interessanterweise zeigen die Messungen der TMR-Werte für den senkrechten Fall keine (bzw. sehr geringe, also im Rahmen der präparationsbedingten Abweichung zwischen nominell gleichen Proben) Unterschiede von den Messungen für parallele Ausrichtung des Magnetfeldes.

Der Verlauf der Koerzitivfeldstärke ähnelt bis auf einige Ausreißer bei parallelen und senkrechten Ausrichtung des Magnetfeldes relativ zu der leichten Achse. Bei 550 °C erkennt man, dass die Koerzitivfeldstärke mit steigender Auslagerungsdauer bis etwa 25 min zunimmt. Oberhalb von 25 min sinkt die Koerzitivfeldstärke. Bei einer Auslagerungstemperatur von 450 °C tritt dieser Punkt früher ein (15 min). Zusätzlich wurden die Koerzitivfeldstärken für eine Auslagerungsdauer von 90 min gemessen: für die leichte Achse beträgt der Wert 0,53 mT und für die schwere 0,46 mT (diese Werte sind zur besseren Übersicht nicht in der [Graphik](#) abgebildet). Das Verhalten der Koerzitivfeldstärken spiegelt sich bei der TMR-Messung wieder und wird im nächsten Abschnitt genauer diskutiert.

Die bei der Lithographie verwendete Maske erlaubte die Untersuchung des Schaltverhaltens der Elemente in Abhängigkeit von der Geometrie der Elemente. Um das Schaltverhalten in Abhängigkeit von den Geometrien der Elemente zu untersuchen, wurden die TMR-Kurven an einer Probe mit einer Auslagerungsdauer von 35 min 11 s und einer Probe mit einer Auslagerungsdauer von 25 min 11 s für

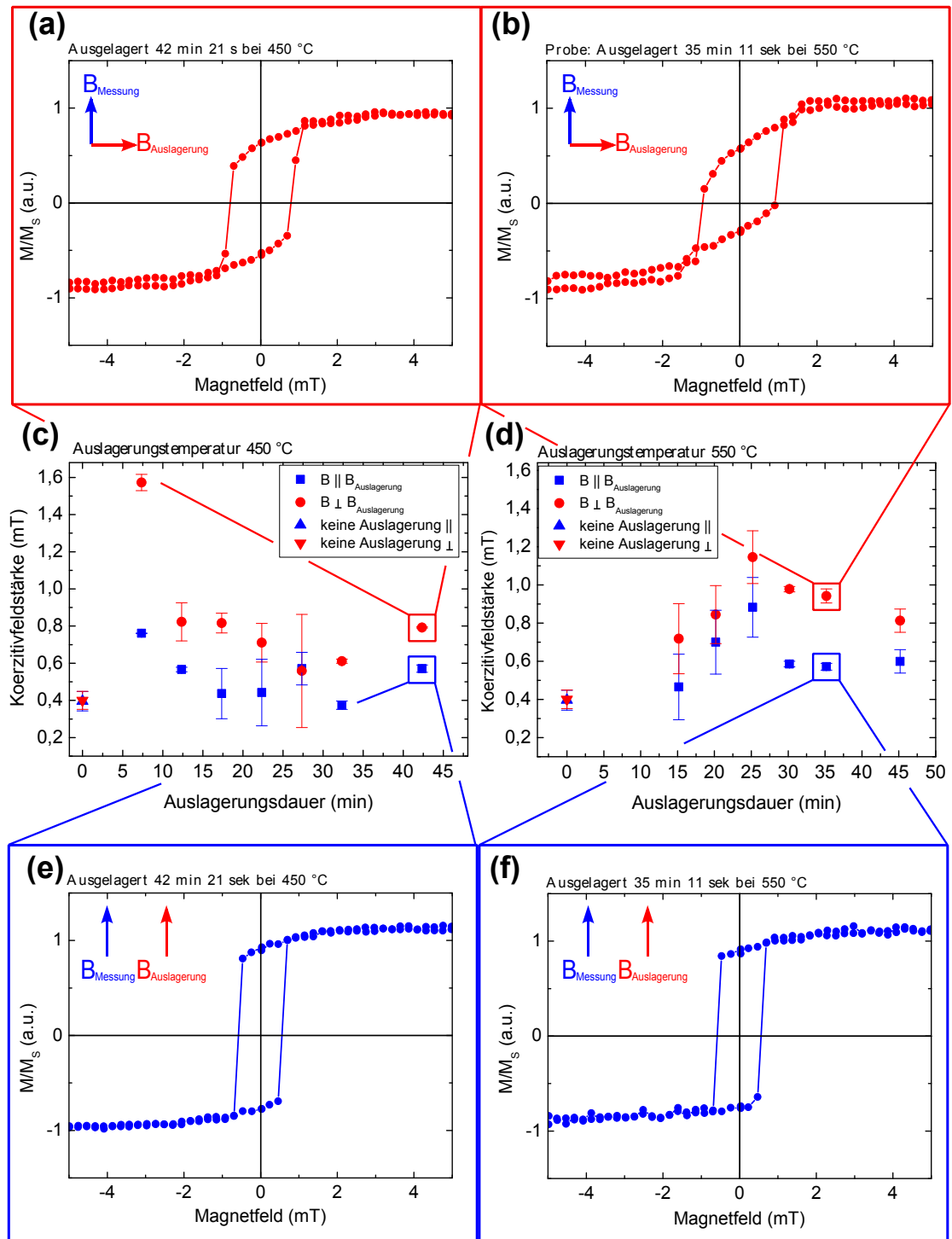
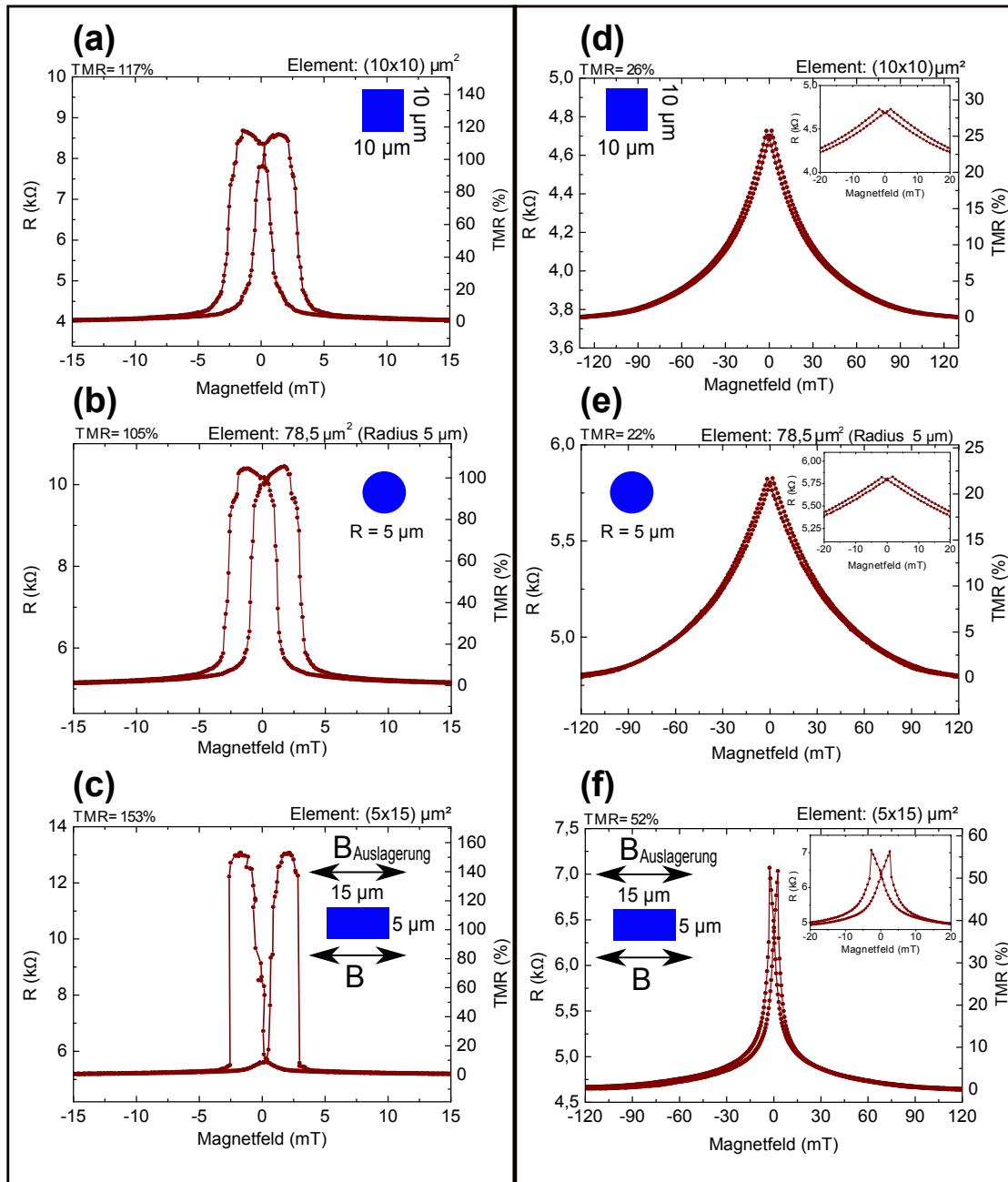


Abbildung 3.7: Ergebnisse der Messungen der Hysterese-Kurven für verschiedene Auslagerungszeiten bei 450 °C (links) und 550 °C (rechts).



Auslagerungsdauer: \longrightarrow Auslagerungsdauer:
 25 min 11 s 35 min 11 s

Abbildung 3.8: Vergleich der TMR-Messungen in Abhängigkeit von der Form der Elemente. Beide Proben wurden bei $550 \text{ }^\circ\text{C}$ ausgelagert.

unterschiedliche Geometrien der Elemente aufgenommen (siehe [Abbildung 3.8](#)): (a) und (d) Quadrate, (b) und (e) Kreise, (c) und (f) Rechtecke.

Im Fall der Rechtecke wurde die lange Achse parallel zum Auslagerungsfeld Orientiert. Die beim Auslagern entstehende Kristallanisotropie sollte dadurch zusätzlich durch die Formanisotropie verstärkt werden. So konnte ein verstärkter TMR-Effekt beobachtet werden: die Rechtecke zeigten im Regelfall einen höheren TMR ([Abbildung 3.8](#) (c) und (f)). Auch das Schaltverhalten der rechteckigen Elemente ist besser: die Trennung der Peaks ist deutlich ausgeprägter bei Rechtecken (c) als bei Quadraten (a) und Kreisen (b), bei denen sich die Maxima der Kurven sogar überlappen. Die TMR-Kurven der kreisförmigen und quadratischen Strukturen zeigen insgesamt ein sehr ähnliches Verhalten der Widerstände (siehe (a) und (b) oder (d) und (e)) und unterscheiden sich kaum voneinander.

3.2.2 Diffusion von Tantal in die CoFeB-Schicht

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Widerstandsmessungen präsentiert. In [Abbildung 3.10](#) (a) sind die Mittelwerte und die entsprechenden Standardabweichungen der gemessenen TMR-Werte für die Proben mit unterschiedlicher Auslagerungsdauer aufgelistet. Dabei wurden alle Elemente aus der Mittelwertberechnung ausgeschlossen, die einen Widerstand im Bereich der nicht ausgelagerten Probe zeigten ([Abbildung 3.10](#) (d)). Solche Tunnelemente zeigten typischerweise einen TMR-Wert $< 10\%$ und Widerstände $< 1\text{ k}\Omega$. Bei diesen Elementen kann davon ausgegangen werden, dass die Kristallisation trotz der hohen Temperatur nicht eingesetzt hat.

Bei 450°C Auslagerungstemperatur ([Abbildung 3.10](#) (a)) erkennt man, dass schon eine relativ kurze Auslagerungsdauer zu einem hohen TMR führt.

So liegt der TMR-Wert nach bereits 7 min 21 s Auslagerung bei etwa 178%. Bei Auslagerungszeiten unter 20 min war die Ausbeute an Tunnelementen mit hohem

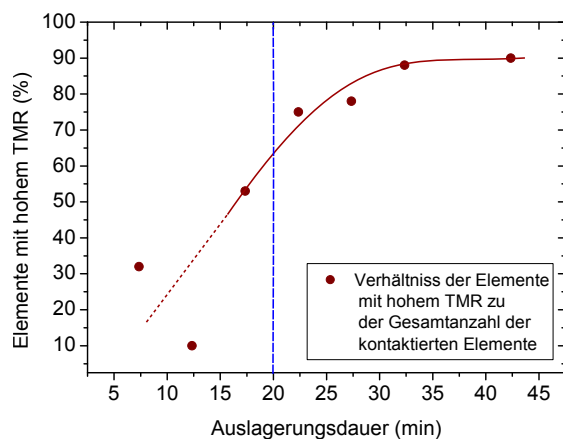


Abbildung 3.9: Abhängigkeit der Anzahl der Elemente mit hohem TMR von der Auslagerungsdauer. Die rote Trendlinie verdeutlicht die Entwicklung. Die gestrichelte blaue Linie zeigt die minimale Auslagerungszeit, die für eine hohe Anzahl der Elemente mit TMR $> 100\%$ notwendig ist.

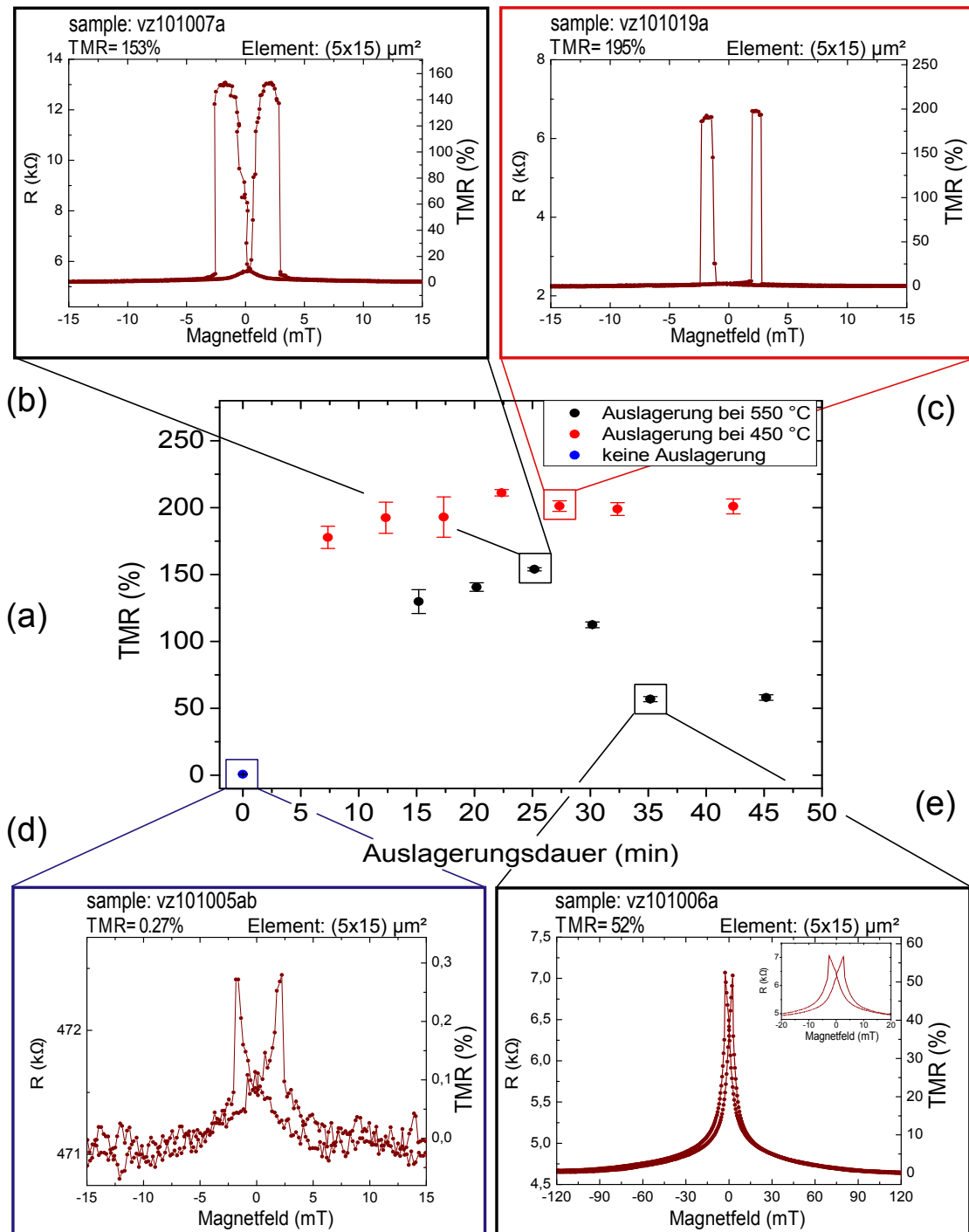


Abbildung 3.10: Auslagerungsreihe: (a) TMR-Mittelwerte gegen die Auslagerungszeit aufgetragen, (b), (c), (d) und (e) TMR-Kurven für die an (a) markierten Auslagerungszeiten.

TMR sehr gering (siehe [Abbildung 3.9](#)). Mit steigender Temperatur steigt auch die Ausbeute an solchen Elementen: Bei einer Auslagerungsdauer von z.B. 17 min 21 s lag das Verhältnis der Elemente mit einem hohen TMR zu den Elementen mit einem TMR unter 10 % bei ca. 1 : 1, d.h. es mussten 60 Elemente kontaktiert werden, um 30 Elemente mit einem hohen Widerstand (im Bereich einiger k Ω) zu finden. Ab einer Auslagerungsdauer von ca. 27 min betrug der Widerstand der meisten Elemente einige k Ω (für solche Elemente ergab die TMR-Messung einen Wert von über 100%). Man erkennt auch an der Standardabweichung der TMR-Werte ([Abbildung 3.10](#)), dass die relativ kurz ausgelagerten Proben eine höhere Diskrepanz zwischen den gemessenen TMR-Werten zeigen. Da insbesondere auf den kurzzeitig ausgelagerten Proben nur sehr wenige Elemente mit hohem TMR gefunden wurden (z.B. bei der Probe mit einer Auslagerungsdauer von 12 min 21 s zeigten nur 5 von 60 gemessenen MTJs hohen TMR), wurde der TMR-Mittelwert bei allen Proben aus Vergleichbarkeitsgründen anhand von 5 MTJs mit hohem TMR berechnet. Diese Mittelwerte sind in [Abbildung 3.10](#) (a) für die jeweiligen Proben aufgetragen.

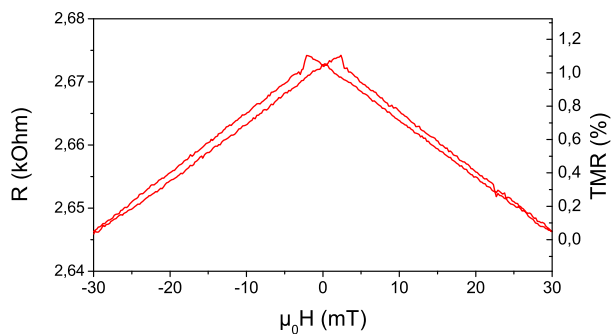


Abbildung 3.11: Widerstandsmessung der Probe aus Bielefeld. Diese Probe wurde bei 500° C eine Stunde lang ausgelagert. Aus [[Eil09](#)].

Die Elemente, die bei gleichen Herstellungs- und Auslagerungsbedingungen einen deutlich niedrigeren TMR als der Durchschnitt zeigten, sollten bestimmte Defekte (z.B. kohärentes Tunneln störendes Kristallisationsverhalten oder eine defekte Barriere) aufweisen.

Die bei 450° C ausgelagerte Reihe zeigt einen schnellen Anstieg des TMR bis maximal 211 % bei einer Auslagerung von 22 min 21 s. Die TMR-Werte erreichen nach dieser Zeit ihre Sättigung und ändern sich mit steigenden Auslagerungsdauer nicht wesentlich. Nach 90 min Auslagerung beträgt der TMR-Wert 183 %⁶. Da die Messergebnisse für diese Reihe sehr ähnlich sind, wird von dieser Reihe exemplarisch nur eine TMR-Kurve gezeigt ([Abbildung 3.10](#) (c)).

Die zweite Reihe wurde bei einer Temperatur von 550° C ausgelagert. Nach etwa 15 min Auslagerungszeit liegt der TMR-Wert bei 130 % und erreicht nach 25

⁶ Dieser Wert ist zur besseren Übersicht nicht in der Graphik abgebildet.

min das Maximum von 154 % (Abbildung 3.10 (a)). Ab 25 min findet eine starke Abnahme des TMR statt. Die Messergebnisse vor und nach dem Knick sind in [Abbildung 3.8](#) für drei unterschiedliche Geometrien der Elemente zu finden. Man erkennt leicht einen Unterschied am Verhalten der Elemente für unterschiedliche Auslagerungsdauer: außer den unterschiedlichen Werten für den Tunnel Magneto-Widerstand sind der Sättigungsbereich und das Schaltverhalten der MTJs unterschiedlich. Besonders von Interesse ist das Verhalten der Widerstands-Kurven nach der TMR-Abnahme. Betrachtet man die Kurven (d) und (e) aus der [Abbildung 3.8](#), so zeigen die quadratischen und kreisförmigen Elemente ein ähnliches Verhalten, wie Messungen an quadratischen Elementen aus der Dissertation von Gerrit Eilers [[Eil09](#)], von denen eine Messung in [Abbildung 3.11](#) aufgetragen ist. Diese Probe hat folgenden Schichtstapel: $\text{SiO}_x/5 \text{ nm Ta}/30 \text{ nm Ru}/10 \text{ nm Ta}/10 \text{ nm Ru}/4 \text{ nm CoFeB}/2,1 \text{ nm MgO}/1,5 \text{ nm CoFeB}/5 \text{ nm Ta}/20 \text{ nm Ru}$. Mit dieser Zusammensetzung wurden zwei Proben hergestellt, die jeweils bei 400° C und 500° C eine Stunde ausgelagert wurden. In [Abbildung 3.11](#) ist das Ergebnis der Messung an der bei 500° C ausgelagerten Probe präsentiert: der TMR-Wert liegt bei 1,1 %. Zusätzlich wurden die Proben (Auslagerung bei 400° C und 500° C) unter anderem mit EDX vermessen ([Abbildung 3.12 \(b\)](#)). Bei der EDX-Messung wurden die Counts der dargestellten Materiale auf die Summe aller Counts (mit Ruthenium) normiert. In der Abbildung wurden die Counts für Ruthenium nicht dargestellt. Die Ergebnisse der Messung zeigen, dass Tantal weit in die CoFeB-Elektrode diffundiert. Dadurch ist die bcc-Kristallisation der CoFeB-Schicht und demzufolge das kohärente Tunneln gestört. Dieser Effekt tritt offensichtlich auch bei der in dieser Diplomarbeit gezeigten Auslagerungsreihe ein. Vergleicht man die beiden Auslagerungsreihen (ausgelagert bei 550° C und bei 450° C) so stellt man fest, dass bei höheren Temperaturen insgesamt niedrigere TMR-Werte gemessen wurden. Anscheinend tritt die Diffusion von Tantal bei hohen Temperaturen bereits bei kurzen Auslagerungszeiten auf. Da die bei 450° C ausgelagerte Reihe sogar bei über 90 min Auslagerungszeit einen sich kaum verändernden TMR-Wert zeigt, kann man davon ausgehen, dass bei dieser Temperatur die Diffusion von Tantal deutlich langsamer verläuft und die Struktur der CoFeB-Elektrode weniger stört. Diese Annahme wird auch von der EDX-Messung aus Gerrit Eilers' Dissertation bestätigt ([Abbildung 3.12 \(a\)](#)). Man erkennt, dass bei 400° C Tantal zwar immer noch in die CoFeB-Elektrode diffundiert, jedoch nimmt die Anzahl der Ta-Counts bis zur MgO-Barriere schnell ab, wohingegen bei 500° C -Messung Tantal bis zur Grenzfläche der MgO-Barriere diffundiert.

Die Auslagerungstemperatur und Auslagerungsdauer stellen also wichtige Parameter dar, die einen starken Einfluss auf die Qualität der Tunnelelemente haben.

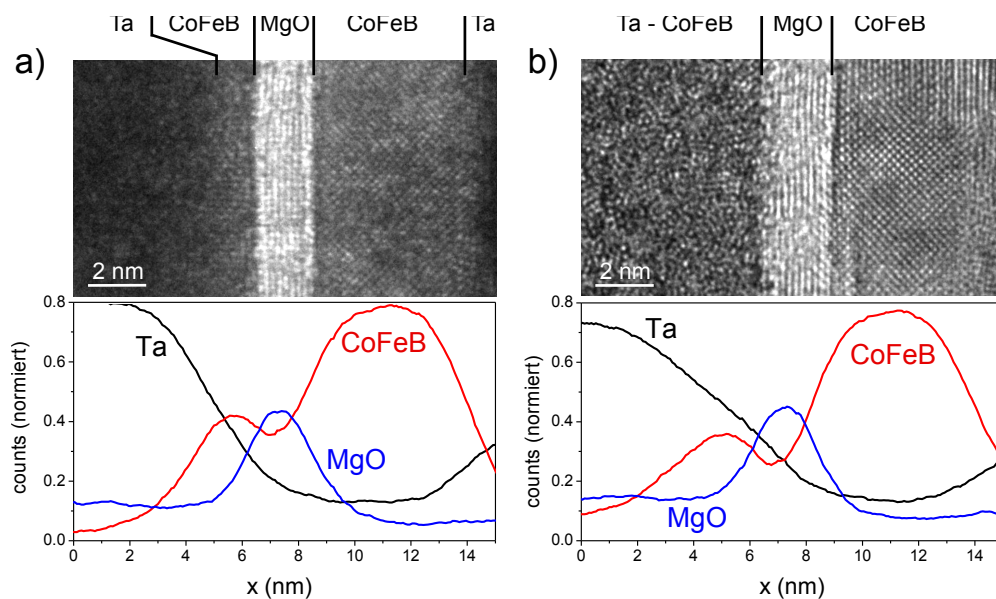


Abbildung 3.12: EDX-Messung senkrecht zur Barriere. Tantal in schwarz, CoFeB in rot und MgO in blau. Darüber die zugehörige HRTEM-Abbildungen. Beide Proben wurden für eine Stunde bei Temperaturen von a) 400° C und b) 500° C ausgelagert. Aus [Eil09].

Für einen hohen TMR-Wert ist es von großer Bedeutung die optimalen Parameter für die Auslagerung zu finden.

3.3 Inelastische Elektron Tunnel Spektroskopie

Für eine Messung der IET-Spektren müssen die MTJs einen hohen TMR-Wert aufweisen. Aus diesem Grund musste zuerst die Qualität der MTJs soweit verbessert werden, dass ein hoher und vor allem stabiler Widerstand erreicht werden konnte. Dies ist bei den in den letzten Abschnitten dargestellten Proben der Fall, da bei diesen Proben der TMR-Wert meist über 100 % liegt. Eine weitere Voraussetzung, die eine Probe erfüllen muss, ist eine gute Isolation der Kontakte, damit es nicht zu einem Kurzschluss des zu messenden Tunnelements kommt. Deswegen mussten zuerst Proben mit hohem TMR und einer guter Isolierung der Schichten erfolgreich hergestellt werden. Durch die Verbesserung der Qualität der Elemente und Ausarbeitung einer geeigneten Mehrschritt-Lithographie-Methode zur Strukturierung und Isolierung der MTJs, wurde es möglich die IETS-Messungen an den in dieser Arbeitsgruppe hergestellten Proben zu machen. In der Endphase dieser Diplomarbeit konnte eine Probe mit Mehrschritt-Lithographie erfolgreich strukturiert und bei 10 K mit dem Physical Property Measurement System (PPMS)

vermessen werden. In diesem Abschnitt wird eine der ersten Messungen an eigenen Proben präsentiert und die Ergebnisse werden diskutiert.

Die zu untersuchende Probe wurde bei 550°C ca. 25 min ausgelagert⁷ (siehe [Abbildung 3.10](#) in [Abschnitt 3.2.2](#)). Die Strukturierungsschritte für diese Probe wurden bereits im [Abschnitt 2.2.3](#) erklärt. Die Spektren der Probe wurden bei 10 K bei unterschiedlichen Magnetfeldern vermessen (-120 mT , $17,6\text{ mT}$, 1000 mT und 9000 mT). Für jede Einstellung des Magnetfeldes wurden sechs Messdurchgänge gemacht und daraus wurde ein Mittelwert gebildet. Alle in diesem Abschnitt gezeigte Spektren stellen eine Mittelung dar, sofern nicht ausdrücklich anders angegeben.

Bei der ersten Messung (siehe [Abbildung 3.13](#) schwarze Messpunkte) wurde der Messbereich zu niedrig gewählt, wodurch bei hohen $\frac{d^2I}{dU^2}$ eine Sättigung auftrat. Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu prüfen, wurde eine zweite Messung bei -120 mT mit einem breiteren Messbereich durchgeführt, so dass die Spektren aus den beiden Messungen mit einander verglichen werden konnten (siehe [Abbildung 3.13](#)). Beide Kurven stimmen gut überein, so dass man von einer Reproduzierbarkeit der Messung sprechen kann. Aus diesem Grund wird angenommen, dass beim ersten Messdurchgang vermessenen IETS-Spektren bis auf den gesättigten Bereich aussagekräftig sind. Deswegen werden die IETS-Spektren aus der ersten Messung aus dem Messbereich $U < 0\text{ mV}$ in der Auswertung verwendet. Aus Vergleichbarkeitsgründen werden die Werte für die negative Spannung punktsymmetrisch an dem Nullpunkt gespiegelt und zur besseren Übersicht gegeneinander verschoben (siehe [Abbildung 3.16](#)).

Die Spektren bei unterschiedlichen Magnetfeldern unterscheiden sich nur unwesentlich voneinander (siehe [Abbildung 3.14](#)). Anscheinend wurde der Zustand der antiparallelen Magnetisierung der Ferromagneten durch die eingestellten Ma-

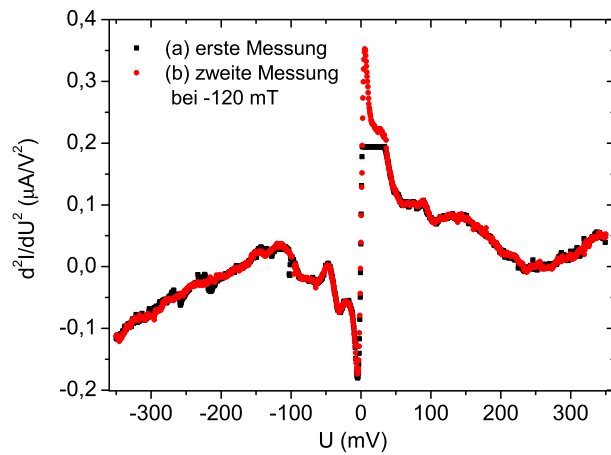


Abbildung 3.13: IETS-Messungen bei -120 mT . Die Messwerte verdeutlichen die Reproduzierbarkeit. Während der ersten Messung wurde die Sättigung aufgrund eines Fehlers in der Elektronik erreicht.

⁷ Das ist die zweite Hälfte der Probe, die bereits bei Raumtemperatur vermessen wurde und einen TMR-Wert von 154% gezeigt hat.

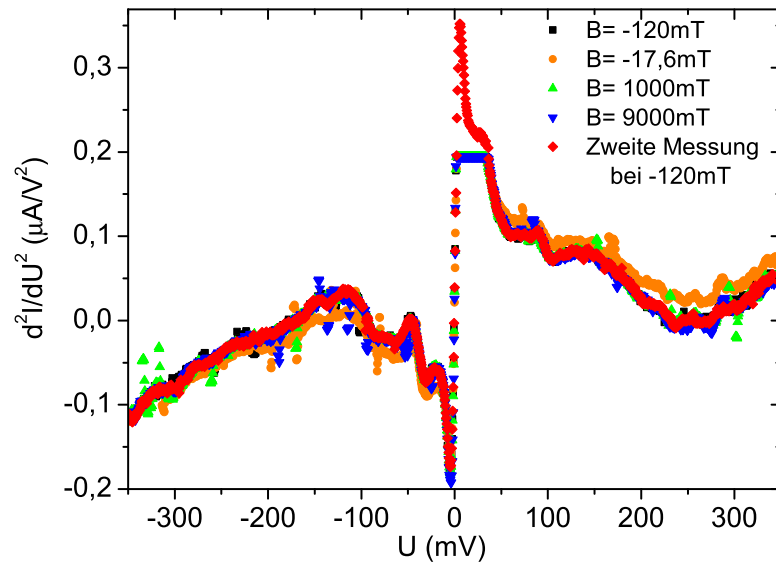


Abbildung 3.14: IET-Spektren für unterschiedliche Magnetfelder im parallelen Zustand. Aufgenommen bei 10 K.

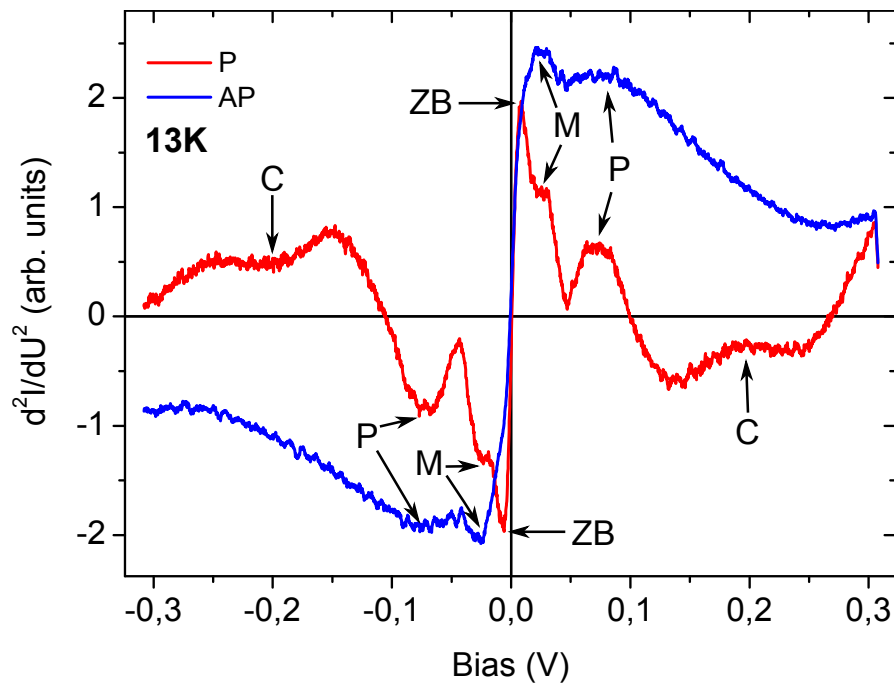


Abbildung 3.15: IET-Spektren für pseudo-spin-valve Systeme. Buchstaben kennzeichnen Resonanzen verschiedenen Ursprungs (ZB: zero-bias-anomaly, M: Magnonen, P: MgO-Phononen und C: zusätzliche Peaks). Nach [DSS⁺09].

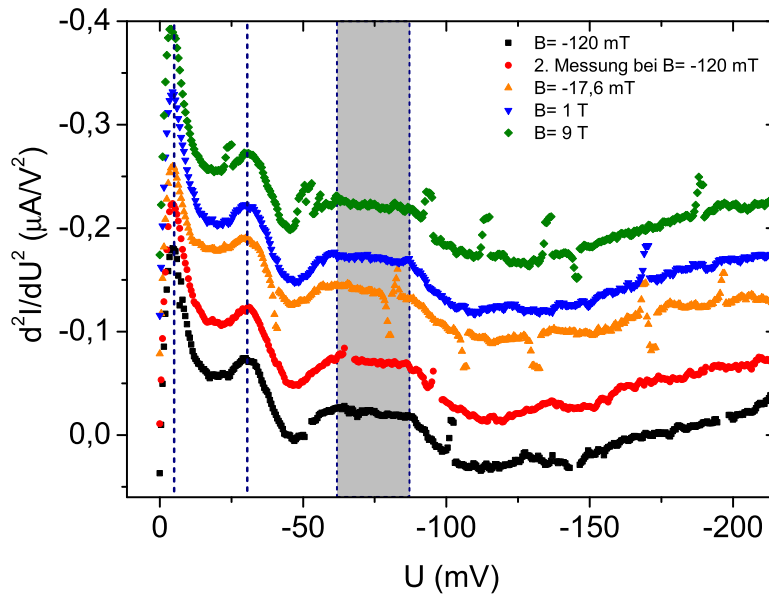


Abbildung 3.16: Tunnelspektren für unterschiedliche Magnetfelder. Die gestrichelte Linien markieren Peaks und der Kasten markiert eine Schulter im Spektrum. Das Spektrum wurde bei 10 K aufgenommen.

gnetfelder nicht getroffen, denn das IET-Spektrum für den antiparallelen Zustand der Magnetisierung der Ferromagneten unterscheidet sich im Regelfall von dem parallelen Zustand [DSS⁺09], [MHM⁺06], [MNM⁺07] und [MCG⁺06].

Die im Folgenden bestimmten Peaks-Positionen werden mit den Messungen von Marvin Walter [Wal09] an dem folgenden Schichtstapel verglichen: Substrat / Ta 5 / Ru 40 / Ta 5 / CoFeB 2.5 / MgO 2.1 / CoFeB 2.5 / Ru 0.88 / CoFe 6 / MnIr 9 / Ru 40. Diese Probe wurde für eine Stunde bei der Temperatur von 400 °C bei 650 mT ausgelagert, die anschließende Messung fand bei 10 K statt.

In [Abbildung 3.16](#) sind bereits die Positionen der Peaks mit einer gestrichelten Linie markiert. Die *zero-bias-anomaly* liegt bei (5 ± 1) mV. Die Position der *zero-bias-anomaly* ändert sich nicht für unterschiedliche Magnetfelder, so dass der Kondo-Effekt als Ursache eher unwahrscheinlich ist. Vergleicht man das Ergebnis der Messung mit dem von Marvin Walter (5,9 mV siehe auch [Tabelle 3.1](#)), so erkennt man, dass der neue Wert niedriger liegt. Ein höherer Wert für die *zero-bias-anomaly* ist nach [DSS⁺09] ein Hinweis auf höhere magnetische Verunreinigung in der MgO-Barriere. Dieser Effekt kann durch die Verringerung der Messtemperaturen erhöht werden [MHM⁺06]. Die Lage der weiteren Peaks ist in [Tabelle 3.1](#) zusammengefasst. Insgesamt zeigt das Spektrum einen mit der Messung von Volker Drewello et al. ähnliches Verhalten [DSS⁺09]. Die Spannungswerte

Peaks (mV)		M. Walter [1]		Peakpositionen (mV)			Phys. Prozess
Pos.	Breite	Pos.	Breite	[2]	[3]	[4]	
5	17	5,9	11,8	9	-	≤ 15	MV,K,M
30,5	26	25,0	26,4	-	50	20-35	M
62-87	60	71,1	84,1	83	-	81	M, MgO-P
-	-	200	531	-	300	200	MgO-,CoFeB-Bs

Tabelle 3.1: Peakpositionen der IET-Spektren im Vergleich. MV steht für magnetische Verunreinigung, K - für Kondo-Effekt, M - Magnonenanregungen, P - Phononenanregung und Bs - Bandstruktureffekte. [1] - [Wal09], [2] - [MCG⁺06], [3] - [MHM⁺06] und [4] - [DSS⁺09].

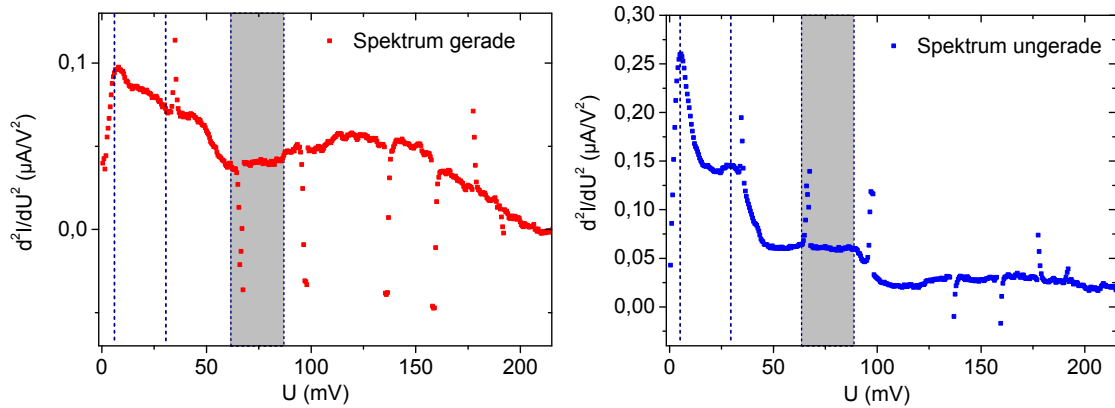


Abbildung 3.17: Gerade und ungerade Teile des Spektrums der Messung bei -120 mT. Die in dem IET-Spektrum gefundene Peaks sind hier mit gestrichelten Linien und Schulter mit einem Kasten markiert.

für entsprechenden Peak-Positionen liegen verhältnismäßig nah bei einander. Jedoch unterscheidet sich die vermessene Schulter bei 62 – 87 mV durch eine hohe Breite (siehe [Abbildung 3.16](#) und [Abbildung 3.15](#)).

Das IET-Spektrum gemessen an einer pseudo-spin-valve Probe von Drewello et al. [DSS⁺09] zeigt einen weiteren Peak bei 200 mV (siehe [Abbildung 3.15](#) Peak C), dieser tritt jedoch bei den in Rahmen dieser Diplomarbeit vermessenen (siehe [Abbildung 3.16](#)) Spektren nicht auf. Als Ursprung für den Peak werden in der Literatur Bandstruktureffekte vermutet (siehe [Tabelle 3.1](#)).

Eine weitere Möglichkeit die Spektren zu analysieren ist die Betrachtung der geraden bzw. ungeraden Teile des Spektrums, die sich folgendermaßen berechnen lassen:

$$\left(\frac{d^2 I}{dU^2}\right)(U)_{\text{gerade}} = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 I}{dU^2}(U > 0) + \frac{d^2 I}{dU^2}(U < 0)\right)$$

$$\left(\frac{d^2I}{dU^2}\right)(U)_{\text{ungerade}} = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2I}{dU^2}(U > 0) - \frac{d^2I}{dU^2}(U < 0) \right)$$

Für die erfolgreiche Messung bei -120 mT werden die geraden und ungerade Teile des Spektrums in [Abbildung 3.17](#) präsentiert. Die bereits gefundenen Peaks sind für die beiden Spektren markiert. Aus den Peaks im ungeraden Teil, welche im geraden Teil nicht ausgeprägt sind, können die inelastische Anregungen so wie Magnonen- oder Phononenschwingungen abgelesen werden (siehe [Tabelle 3.1](#) der zweite und dritte Peak).

Bei dem ungeraden Teil des Spektrums scheint bei etwa 170 mV ein weiterer Peak vorhanden zu sein. Schaut man sich die [Abbildung 3.16](#) an, so erkennt man, dass für die gleiche Messung bei -120 mV (rote und schwarze Kurven) der Peak im Spektrum verschoben ist. Auch die einzelnen Messdurchgänge bei dieser Messung zeigen, dass nicht bei jeder Messung der Peak vorhanden war, außerdem war er gegenüber anderen Durchgängen oft verschoben. Aus diesem Grund wird hier davon ausgegangen, dass es sich um Rauschen handelt.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

4.1 TMR-Effekt

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Eigenschaften magnetischer Tunnelwiderstandselemente untersucht. Es wurde ein Prozess zum Strukturieren und Isolieren der Tunnelelemente entwickelt mit unterem und oberem Bond-Kontakt. Durch gezielte Veränderungen am Schichtstapel konnte die Qualität der MTJs deutlich verbessert werden, so dass TMR-Werte über 200 % reproduzierbar erzielt wurden. Im Zuge der Untersuchungen konnten Erkenntnisse über verschiedene Einflüsse auf das Tunnelverhalten der MTJs gewonnen werden. Vor allem eine niedrige Rauigkeit der Magnesiumoxid-Barriere erweist sich als ein essenzieller Parameter. Es stellt sich unter anderem heraus, dass die MgO-Rauigkeit direkt von der gewählten Kontaktschicht beeinflusst wird und schon durch kleinere Änderungen an dem Buffer sehr hoch werden kann. Um die nötige Glätte der Tunnelbarriere zu erreichen, wurden mehrere Kontaktschicht-Zusammenstellungen untersucht. Die besten Ergebnisse zeigte die Probe mit dem Buffer (sowohl oberer als unterer) aus gesputtertem Tantal. Die Gründe dafür liegen anscheinend an den Sputter-Eigenschaften von Tantal, welche unter den in der Sputter-Kammer herrschenden Bedingungen ein sehr glattes Wachstum der Tantal-Schicht bewirken. Die darauf wachsende Kobalt-Eisen-Bor-Schicht übernimmt die äußerst geringe Ta-Rauigkeit und die elektronenstrahlverdampfte MgO-Barriere wächst schließlich als sehr glatte Schicht. Es wäre denkbar, den TMR-Wert noch weiter zu steigern, indem die Rauigkeit der Tunnelbarriere weiter reduziert wird. Da aber laut [Abbildung 2.1](#) die Bedingungen für das Ta-Wachstum in einem optimalen Bereich liegen, muss die Verbesserung des MgO-Wachstums durch Optimierungen an dem Schichtstapel erreicht werden. Jedoch sollte Tantal als Buffer-Material aufgrund materialspezifischer Eigenschaften weiterhin verwendet werden [YFK⁺06]: mit Tantal als Kontaktschicht setzt die Kristallisation der CoFeB-Schichten von der MgO-Grenzfläche ein. Dadurch passt sich die CoFeB-Kristallisation der MgO-

Struktur an und das kohärente Tunneln wird nicht gestört.

Doch Tantal hat auch negative Einflüsse auf das kohärente Tunneln. So wurde bei der Auslagerungsreihe festgestellt, dass bei hohen Temperaturen nach einer gewissen Zeit Tantal-Diffusion in die CoFeB-Elektrode einsetzt. Während bei Temperaturen von 450 °C eine Auslagerung bis zu einer Stunde sich als unkritisch erwies, zeigte sich bei der Temperatur von 550 °C bereits nach 30 min eine starke Abnahme des TMR. Um die Tantal-Diffusion zu reduzieren, müssen also zusätzlich die Auslagerungstemperatur und Auslagerungsdauer optimiert werden. Bei zu kurzer Auslagerungsdauer sinkt die Anzahl der Elemente mit einem hohen TMR-Wert. So haben die Proben, die bei 450 °C ausgelagert wurden, bei einer Auslagerungsdauer unter ca. 25 min eine sehr geringe Anzahl an Elementen mit hohem TMR gezeigt, obwohl die TMR-Werte bereits bei über 175 % lagen. Ein möglicher Grund dafür könnte eine inhomogene Kristallisation der CoFeB-Schichten während der Auslagerung sein. Als eine mögliche Lösung für das Problem könnte das Verfahren des *rapid annealing* benutzt werden. Dabei muss die Probe innerhalb von wenigen Sekunden auf die gewünschte Auslagerungstemperatur gebracht werden. Bei einer hinreichend kurzen Auslagerungszeit könnten sogar deutlich höhere Auslagerungstemperaturen als bisher benutzt werden. Die Diffusion sollte innerhalb einer sehr kurzen Zeit nicht weit fortschreiten können. [Abbildung 3.9](#) zeigt, dass Proben mit einer Auslagerungszeit von etwa 7 min eine höhere Anzahl an Elementen mit hohem TMR als 12 min lang ausgelagerte Probe aufweist. Die Koerzitivfeldstärken der Probe (siehe [Abbildung 3.7](#)) liegen bei einer Auslagerungsdauer von 7 min deutlich über dem Durchschnitt. Dieses Verhalten würde für die Methode *rapid annealing* sprechen.

Eine weitere Steigerung der TMR-Werte wurde durch Verwendung geeigneter Formen der Elemente erreicht. Aufgrund der Formanisotropie der Elemente konnte an rechteckigen Elementen ein höherer TMR-Wert gemessen werden. Die Proben zeigten außerdem eine magnetische Anisotropie, die senkrecht zum Auslagerungsfeld lag. Die Messungen der TMR-Werte für das in Richtung der leichten Achse gerichtete Magnetfeld ergab keine Unterschiede an den TMR-Kurven.

Der Effekt der magnetischen Anisotropie kann zur weiteren Erhöhung der TMR-Werte beitragen, jedoch muss vorher für eine bessere magnetische Charakterisierung entweder der Schichtstapel so weit reduziert werden, dass eine magnetische Charakterisierung der oberen und unteren Ferromagneten möglich wäre. Außerdem kann auch der Effekt der Formanisotropie weiter ausgebaut werden. Dafür sollten kleinere elliptische Strukturen hergestellt werden. Durch eine Verkleinerung der Elemente wäre die Anzahl der Defekte, die bei großen Elementen auftreten, reduziert.

4.2 IET-Spektren

Durch die Entwicklung der Mehrschrittlithographie, die an einen Schichtstapel mit hohem TMR-Wert angepasst ist, konnte eine IETS-Messung an den in dieser Arbeitsgruppe hergestellten Proben durchgeführt werden. Trotz des verbleibenden Optimierungspotentials, konnten bereits IET-Spektren aufgenommen werden, deren Verhalten vergleichbar mit Messungen an ähnlichen Schichtsystemen anderer Arbeitsgruppen ist.

Als eine Herausforderung erwies sich das Einführen in den Kryostat, wobei mehrere Elemente kaputtgingen. Dabei wurden elektrische Ströme induziert, die die MgO-Barrieren zerstörten, wodurch sich die Widerstände dieser Elemente schnell um ein Vielfaches verringerten. Eine mögliche Ursache könnten Defekte in der SiO₂-Isolierung oder in der MgO-Barriere sein.

Bei den Spektren für unterschiedliche Magnetfelder konnte der antiparallele Zustand nicht gefunden werden, da das Element bei der zweiten Messung bereits unbrauchbar war.

Die IET-Spektren zeigen eine starke Ähnlichkeit mit den Messungen von Volker Drewello et al. an pseudo-spin-valve Systemen [DSS⁺09]. Die zero-bias-anomaly bei 5 ± 1 mV ist mit den Messungen von Marvin Walter und Volker Drewello vergleichbar (siehe [Tabelle 3.1](#)). Die Magnonenanregung tritt bei 30,5 mV auf und ist damit ebenfalls mit Ergebnissen aus [Wal09] und [DSS⁺09] vergleichbar. Die Schulter der Kurve (siehe [Abbildung 3.16](#)), bei der die Magnonenanregung und die MgO-Phononenanregung auftreten, liegt bei 62-87 mV. Jedoch ist in [Abbildung 3.16](#) kein Peak bei 200 mV erkennbar, welcher in [Abbildung 3.15](#) von Volker Drewello et al. gefunden wurde. Ursächlich für diesen Peak werden Bandstruktureffekte vermutet ([MHM⁺06] und [DSS⁺09]).

Insgesamt weisen die ersten an eigenen Proben vermessenen IET-Spektren eine gute Vergleichbarkeit mit der Literatur auf. Das zeigt, dass, obwohl die Einzelschritte der Probenpräparation noch optimierbar sind, es uns bereits möglich war, IET-Spektren an eigenen Proben aufzunehmen und sie zu analysieren.

Literaturverzeichnis

- Bal09** T. Balashov, *Inelastic scanning tunneling spectroscopy: magnetic excitations on the nanoscale*, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Physikalisches Institut, 2009. Zitiert auf S. 17, 18.
- BBF⁺88** 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** (1988), no. 21, 2472. Zitiert auf S. 1.
- BGSZ89** G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Phys. Rev. B **39** (1989), no. 7, 4828. Zitiert auf S. 1.
- Blü99** S. Blügel, *Magnetische Anisotropie und Magnetostriktion*, Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung 1999, Institut für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999. Zitiert auf S. 15, 16.
- BTD⁺08** T. Balashov, A. F. Takacs, M. Däne, A. Ernst, P. Bruno, and W. Wulfhekel, *Inelastic electron-magnon interaction and spin transfer torque*, Phys. Rev. B **78** (2008), no. 17, 174404–. Zitiert auf S. 17.
- But08** W. Butler, *Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect*, Science and technology of advanced materials **9** (2008), 014106–. Zitiert auf S. 10, 11.
- BZSM01** 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: Condens. Matter Mater. Phys. **63** (2001), no. 5, 054416. Zitiert auf S. 1, 11.
- DSS⁺09** V. Drewello, M. Schläfers, O. Schebaum, Ayaz Arif Khan, J. Münchenberger, J. Schmalhorst, G. Reiss, and A. Thomas, *Inelastic electron tunneling spectra of MgO-based magnetic tunnel junctions with different electrode designs*, Phys. Rev. B **79** (2009), no. 17, 174417–. Zitiert auf S. 48, 49, 50, 54.
- Ehr99** P. Ehrhart, *Präparation dünner Schichten: Molekularstrahl-Epitaxie*, Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörper-

- forschung, Institut für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999. Zitiert auf S. 21.
- Eil04** G. Eilers, *Grundlegende Untersuchungen zu Tunnelmagnetowiderstandselementen: Schichtauigkeit, Tunnelbarriere und mikromagnetische Simulationen*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität Göttingen, 2004. Zitiert auf S. 20.
- Eil09** Gerrit Eilers, *Korrelationen zwischen struktureller Ordnung und elektrischen Transporteigenschaften in CoFeB/MgO/CoFeB Tunnelmagnetowiderstandselementen*, Dissertation, Georg-August-Universität Göttingen, 2009. Zitiert auf S. 44, 45, 46.
- GR99** A. Hütten G. Reiss, H. Brückl, *GMR Experimente*, Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 1999, pp. D3.19–D3.20. Zitiert auf S. 14.
- HGZM07** C. Heiliger, M. Gradhand, P. Zahn, and I. Mertig, *Tunneling magnetoresistance on the subnanometer scale*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), no. 6, 066804. Zitiert auf S. 12.
- IHA⁺08** S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno, *Tunnel magnetoresistance of 604 % at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature*, Appl. Phys. Lett. **93** (2008), no. 8, 082508. Zitiert auf S. 1, 32, 33.
- IL02** H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer, 2002. Zitiert auf S. 3, 6.
- Jul75** M. Julliere, *Tunneling between ferromagnetic-films*, Phys. Lett. A **54** (1975), no. 3, 225–226. Zitiert auf S. 1, 8.
- MCG⁺06** Guo-Xing Miao, Krishna B. Chetry, Arunava Gupta, William H. Butler, Koji Tsunekawa, David Djayaprawira, and Gang Xiao, *Inelastic tunneling spectroscopy of magnetic tunnel junctions based on CoFeB/MgO/CoFeB with Mg insertion layer*, Journal of Applied Physics **99** (2006), no. 8, 08T305. Zitiert auf S. 49, 50.
- MHM⁺06** M. Mizuguchi, Y. Hamada, R. Matsumoto, S. Nishioka, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, T. Nagahama, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, M. Shiraishi, and Y. Suzuki, *Tunneling spectroscopy of magnetic tunnel junctions: Comparison between CoFeB/MgO/CoFeB and CoFeB/Al–O/CoFeB*, Journal of Applied Physics **99** (2006), no. 8, 08T309. Zitiert auf S. 49, 50, 54.

- MKWM95** J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong, and R. Meservey, *Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), no. 16, 3273. Zitiert auf S. 1.
- MNM⁺07** R. Matsumoto, S. Nishioka, M. Mizuguchi, M. Shiraishi, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, Y. Otani, T. Nagahama, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, and Y. Suzuki, *Dependence on annealing temperatures of tunneling spectra in high-resistance CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions*, Solid State Commun. **143** (2007), no. 11-12, 574–578. Zitiert auf S. 49.
- MP00** D. J. Monsma and S. S. P. Parkin, *Spin polarization of tunneling current from ferromagnet/ Al₂O₃ interfaces using copper-doped aluminum superconducting films*, Applied Physics Letters **77** (2000), no. 5, 720–722. Zitiert auf S. 33.
- MT95** T. Miyazaki and N. Tezuka, *Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction*, J. Magn. Magn. Mater. **139** (1995), no. 3, L231–L234. Zitiert auf S. 1.
- MU01** J. Mathon and A. Umerski, *Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction*, Phys. Rev. B **63** (2001), no. 22, 220403. Zitiert auf S. 1, 11.
- PKP⁺04** S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. H. Yang, *Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers*, Nat. Mater. **3** (2004), no. 12, 862–867. Zitiert auf S. 7.
- Sch99** W. Schweika, *Schichtpräparation mit Sputterverfahren*, Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Institut für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999. Zitiert auf S. 21.
- StS06** J. Stöhr and H. C. Siegmann, *Magnetism – from fundamentals to nanoscale dynamics*, Springer, 2006. Zitiert auf S. 3, 5, 6.
- TDN⁺05** K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, and N. Watanabe, *Effect of capping layer material on tunnel magnetoresistance in CoFeB-MgO-CoFeB magnetic tunnel junctions*, Digests of the IEEE Intermag Asia (2005), 1983–1984. Zitiert auf S. 13.
- TH77** John A. Thornton and David W. Hoffman, *Internal stresses in titanium, nickel, molybdenum, and tantalum films deposited by cylindrical magnetron sputtering*, Journal of Vacuum Science and Technology **14** (1977), no. 1, 164–168. Zitiert auf S. 22.

- Tho74** J. A. Thornton, *Influence of apparatus geometry and deposition conditions on structure and topography of thick sputtered coatings*, Journal Of Vacuum Science & Technology **11** (1974), no. 4, 666–670. Zitiert auf S. 22.
- Ubb09** Kai Ubben, *Strukturierung von CoFeB/MgO/CoFeB Tunnelmagnetowiderstands-Elementen*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität Göttingen I. Physikalisches Institut, 2009. Zitiert auf S. 24, 26, 27, 33.
- Von05** Von Ardenne Anlagentechnik GmbH, *Betriebsanleitung Inverser Sputter- rätzer ISE 90*, 2005. Zitiert auf S. 25.
- Wal09** M. Walter, *Untersuchung der Transporteigenschaften von CoFeB/MgO/CoFeB-Tunnelmagnetowiderstandselementen*, Diplomarbeit, Universität Göttingen, I. Physikalisches Institut, 2009. Zitiert auf S. 14, 20, 31, 49, 50, 54.
- WKU⁺01** W. Wulfhekel, M. Klaua, D. Ullmann, F. Zavaliche, J. Kirschner, R. Urban, T. Monchesky, and B. Heinrich, *Single-crystal magnetotunnel junctions*, Applied Physics Letters **78** (2001), no. 4, 509–511. Zitiert auf S. 12.
- YD07** S. Yuasa and D. D. Djayaprawira, *Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(001) barrier*, J. Phys. D: Appl. Phys. **40** (2007), no. 21, R337–R354. Zitiert auf S. 7, 8, 9, 10, 23, 35.
- YFK⁺06** S. Yuasa, A. Fukushima, H. Kubota, Y. Suzuki, and K. Ando, *Giant tunneling magnetoresistance up to 410 % at room temperature in fully epitaxial Co/MgO/Co magnetic tunnel junctions with bcc Co(001) electrodes*, Appl. Phys. Lett. **89** (2006), no. 4, 042505. Zitiert auf S. 52.
- ZB04** X.-G. Zhang and W. H. Butler, *Large magnetoresistance in bcc Co/MgO/Co and FeCo/MgO/FeCo tunnel junctions*, Phys. Rev. B **70** (2004), no. 17, 172407–. Zitiert auf S. 11.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zuerst bei *Prof. Dr. Markus Münzenberg* für das entgegengebrachte Vertrauen und die Betreuung, welche diese Diplomarbeit ermöglicht haben, bedanken. Seine Ratschläge und vor allem eine große Diskussionsbereitschaft waren sehr hilfreich.

Für die Übernahme des Koreferats möchte ich mich bei *Prof. Dr. Angela Rizzi* bedanken.

Der *gesamten Arbeitsgruppe* möchte ich für eine nette Atmosphäre während und außerhalb der Arbeitszeiten danken. Ich bedanke mich bei meinen *Büro-Kollegen* (namentlich in alphabetischer Reihenfolge):

Gerrit Eilers für einen freundlichen Empfang in die Gruppe, Korrekturen, große Diskussions- und Hilfsbereitschaft.

Benjamin Lenk für den Crash-Kurs „LaTeX benutzerfreundlich gemacht“. Außerdem bedanke ich mich für Korrekturen und Ratschläge.

Insbesondere möchte ich mich bei *Marvin Walter* für großartige Zusammenarbeit, viele Ratschläge und Korrekturen bedanken.

Außerdem bedanke ich mich bei den „Spindynamikern“: *Fabian Garbs* und *Jakob Walowski* für eine nette Atmosphäre auch im „Dynamik-Büro“.

Ein besonderer Dank gebührt meiner Familie, vor allem meinen Eltern und meiner Schwester für die Unterstützung während des Studiums.

Anhang A

Inelastische Elektron Tunnel Spektroskopie

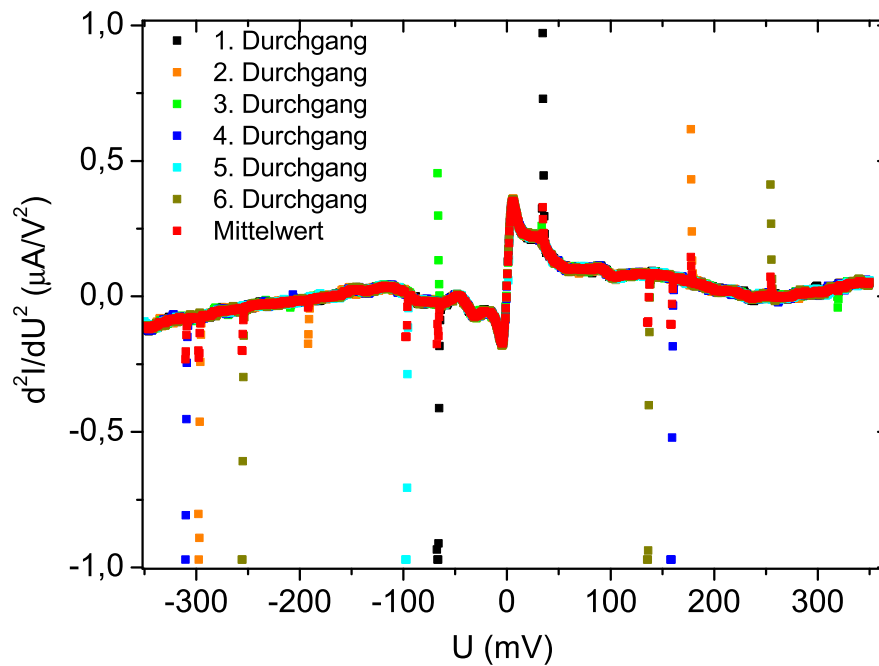


Abbildung A.1: Mehrere Messdurchgänge mit dem Mittelwert bei -120 mT.

Abbildung A.1 zeigt exemplarisch die Spektren einer Messung bei -120 mT. Man erkennt, dass einige Peaks nur während eines der sechs Durchgänge auftreten und nicht reproduzierbar sind. Deswegen wurden sie aus der Auswertung ausgeschlossen.

CHARAKTERISIERUNG UND
OPTIMIERUNG DER MAGNETISCHEN
TUNNELEMENTE

VLADYSLAV ZBARSKY

DIPLOMARBEIT

