

# Bachelorarbeit

Untersuchungen zu  
CoFeB/MgO/CoFeB-Tunnelmagnetowiderstandselementen

Investigations to  
CoFeB/MgO/CoFeB-tunnel magnetoresistance elements

angefertigt von

**Mirco Marahrens**

aus Melle-Gerden

Georg-August-Universität zu Göttingen

am I. Physikalisches Institut

2012

**Bearbeitungszeit:** 20. März 2012 bis 20. Juni 2012

**Betreuer:** Marvin Walter

**Erstgutachter:** Prof. Dr. Markus Münzenberg

**Zweitgutachter:** Prof. Dr. Vasile Mosneaga



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Der Tunneleffekt . . . . .	3
2.1.1. Die Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung . . . . .	4
2.1.2. Modell nach Simmons . . . . .	6
2.1.3. Modell nach Brinkmann et al. . . . .	7
2.1.4. Modell nach Gundlach/Hözl . . . . .	8
2.2. Der TMR-Effekt . . . . .	9
2.2.1. Bandferromagnetismus, Spinpolarisation und Jullière's Modell . . . . .	10
2.2.2. Bandstruktur der Übergangsmetalle Kobalt und Eisen in der bcc- Struktur, Kohärentes Tunneln . . . . .	12
<b>3. Experimentelle Grundlagen</b>	<b>15</b>
3.1. Die UHV-Kammer . . . . .	15
3.2. Die verschiedenen Verfahren . . . . .	16
3.2.1. Sputter-Verfahren . . . . .	16
3.2.2. Elektronenstrahlverdampfen . . . . .	17
3.2.3. Widerstandsverdampfen . . . . .	17
3.2.4. Argonätzen . . . . .	17
3.2.5. Fotolithografie . . . . .	18
3.3. Verwendete Materialien und deren Wachstumseigenschaften . . . . .	18
3.4. Energiedispersive Röntgenspektroskopie . . . . .	19
3.5. Die Probestation . . . . .	19

<b>4. Ergebnisse</b>	<b>21</b>
4.1. TMR-Proben mit unterschiedlicher CoFeB-Zusammensetzung . . . . .	21
4.1.1. Messung der Legierungskonzentration mittels EDX . . . . .	22
4.1.2. Fehleranalyse zur Herstellung der TMR-Proben mit unterschiedlichen CoFeB-Konzentrationen . . . . .	22
4.2. Einfluss der Barrierendicke auf elektrische Eigenschaften der MTJs . . . . .	23
4.2.1. Die Bielefelder Proben . . . . .	23
4.2.2. Einfluss der Barrierendicke . . . . .	25
4.2.3. Flächenwiderstandsprodukt und Einfluss des Zuleitungswiderstandes	26
4.2.4. Kennlinien-Messungen: I/U und $dI/dU$ . . . . .	28
4.2.5. Diskussion über die Auswertung der elektrischen Eigenschaften der MTJs . . . . .	29
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>31</b>
5.1. Ausblick . . . . .	31
<b>A. Anhang</b>	<b>37</b>

# 1. Einleitung

In gewöhnlichen elektronischen Bauteilen dient die Ladung des Elektrons als Austauschteilchen, um mittels binärer Logik Information zu verarbeiten. Dabei wird die Ladung der Elektronen in einem Stromfluss genutzt, um logische Schaltungen zu konstruieren. Mit einem fließenden Strom wird die logische „1“ und mit ausbleibenden Strom die logische „0“ erzeugt. Neben der Ladung besitzt das Elektron noch eine weitere Eigenschaft quantenmechanischer Natur, den sogenannten Elektronenspin, der entweder *Spin-up* oder *Spin-down* sein kann. Anschaulich kann man sich den Elektronenspin als Drehung des Elektrons um die eigene Achse vorstellen. In symbolischer Schreibweise oft mit „↑“ und „↓“ abgekürzt. Aus dieser quantenmechanischen Eigenschaft können die phänomenologischen Eigenschaften des Magnetismus in Modellen korrelierter Elektronensysteme erklärt werden. Das Forschungsgebiet, das den quantenmechanischen Spin in der Elektronik verwendet, wird mit dem Kunstwort *Spintronik* bezeichnet.

Moderne elektronische Bauteile nutzen magnetische, elektronische und quantenmechanische Eigenschaften um logische Schaltungen zu konstruieren [5]. Eines dieser Bauteile, die diese Effekte vereint, ist der sogenannte magnetische Tunnelwiderstand (engl. *tunnel magneto resistance*, kurz TMR). Ein magnetischer Tunnelwiderstand ist ein nanostrukturiertes Schichtsystem, das im Wesentlichen aus zwei Ferromagneten, getrennt durch einen dünnen Isolator, besteht. Je nachdem wie die beiden Magnetfelder der Ferromagneten zueinander orientiert sind, leitet das Schichtsystem entweder den Strom (bei paralleler Orientierung der Magnete, äquivalent zu einem geringen Widerstand, logisch „1“) oder leitet den Strom nicht (bei antiparalleler Orientierung der Magnete, äquivalent zu einem hohen Widerstand, logisch „0“). Vorteile solcher Systeme sind, dass die logische „1“ und „0“ nicht erst durch den Stromfluss erzeugt werden müssen, sondern auch ohne fließenden Strom vorhanden sind, sodass also Information ohne externe Energieversorgung gespeichert wer-

## 1. Einleitung

den kann. Solch einen Speicher nennt man *nicht-flüchtig*. Dieser Effekt führte erst zu den heutigen Speichermöglichkeiten wie Festplatten oder Arbeitsspeicher. Für die Entdeckung des *Giant Magnetoresistance* (GMR), der Vorlage für den Tunnel-Magnetowiderstand ist, bekamen A.Fert und P.Grünberg 2007 den Nobelpreis für Physik<sup>1</sup>.

Im Gegensatz zu heutigen Systemen, den dynamischen bzw. statischen RAM (engl. *Dynamic/Static Random Access Memory*), könnte es also ermöglicht werden nicht-flüchtige Arbeitsspeicher aus Tunnelmagnetowiderstandselementen zu konstruieren. Die einzige Anwendung von Tunnelmagnetowiderständen findet bislang in den Lese-Schreibköpfen von Festplatten in Computern statt. Allerdings sind auch schon erste Versuche unternommen worden Prozessoren und Arbeitsspeicher aus magnetischen Tunnelwiderständen zu konstruieren, wie zum Beispiel die Arbeit von Ohno et al. [12] zeigt.

---

<sup>1</sup>[http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2007/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/), Stand 28.05.2012

## 2. Theoretische Grundlagen

In diesem Teil sollen die theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis des TMR-Effektes und zur Untersuchung von Proben wichtig sind, erläutert werden.

### 2.1. Der Tunneleffekt

Der Tunneleffekt ist ein anschaulicher Begriff aus der Quantenmechanik, der das Passieren von Teilchen durch Potentialbarrieren beschreibt. Klassisch gesehen ist es nicht möglich Energiebarrieren, ohne die nötige Energie inne zu haben, zu passieren. Nach der Quantenmechanik schon. Der Effekt ist zentraler Bestandteil dieser Arbeit und wird im Folgenden mithilfe der Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung (kurz WKB-Näherung) beschrieben. Später wird dann noch auf das spinabhängige Tunneln und die Auswahl der Materialien diesbezüglich eingegangen.

Ein Elektron wird nach der Quantenmechanik mit einer Wellenfunktion  $\psi(\vec{r}, t)$ , die einen quantenmechanischen Zustand darstellt, und durch die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung beschrieben:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r}, t) = \hat{H}\psi(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

$\hat{H}$  ist der Hamiltonoperator des Systems, der die Energieeigenwerte des Teilchens liefert. Ein Teilchen in einem Potential wird durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \left( -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r}) \right) \quad (2.2)$$

beschrieben.  $V(\vec{r})$  ist das Potential in dem sich das Teilchen befindet,  $\Delta$  der Laplace-Operator,  $\hbar$  das reduzierte Planksche Wirkungsquantum und  $m$  die Masse des Teilchens.

Ein direktes Maß der Wahrscheinlichkeit eines Teilchens durch eine Potentialbarriere zu „tunneln“ ist ihr Transmissionskoeffizient  $T$ . Da die Wahrscheinlichkeitsstromdichte

$$\mathcal{J} = \frac{i\hbar}{2m}(\psi(\vec{r}, t)\nabla\bar{\psi}(\vec{r}, t) - \bar{\psi}(\vec{r}, t)\nabla\psi) \quad (2.3)$$

erhalten bleiben muss, folgt aus der Kontinuitätsgleichung  $\frac{\partial}{\partial t}\rho(\vec{r}, t) + \nabla\mathcal{J} = 0$  mit  $\rho(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|^2$ , dass der Transmissionskoeffizient durch den Ausdruck

$$R + T = 1 \quad (2.4)$$

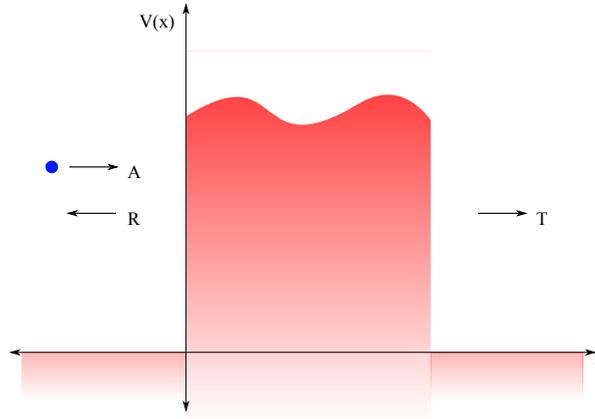
gegeben ist. Dabei ist  $R$  der reflektierte Anteil der Welle, der Reflexionskoeffizient. Der Ausdruck (2.4) drückt aus, dass ein Teilchen nicht verschwinden kann. Des Weiteren wird durch den Aufenthaltswahrscheinlichkeitsaspekt, ausgedrückt durch das Betragsquadrat  $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ , es einem Teilchen möglich Potentialbarrieren zu überwinden. Dieser Effekt wird als Tunneleffekt bezeichnet.

Es ist aber nur in den einfachsten Fällen von Potentialen möglich, eine analytische Lösung der Schrödingergleichung zu finden. Mit der im Anschluß besprochenen WKB-Näherung lassen sich dennoch verschiedene Potentialmodelle näherungsweise lösen.

### 2.1.1. Die Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung

Die WKB-Näherung [8] ist eine Methode zur Beschreibung der Lösung der eindimensionalen, stationären Schrödingergleichung. Mit ihr lassen sich Modellüberlegungen zum Tunneleffekt an unterschiedlichsten Potentialbarrieren realisieren.

Betrachtet man eine Wellenfunktion  $\psi(x)$  in einer Region mit einem konstanten Potential  $V(x)$ , so ist, wenn für die Energie des Teilchens  $E > V(x)$  gilt, sie von der Form  $\psi(x) = Ae^{\pm ikx}$  mit  $k = \sqrt{2m(E - V(x))}/\hbar$ . Wobei das „+“ ein nach rechts laufendes und das „-“ ein nach links laufendes Teilchen beschreibt.  $A$  beschreibt die Amplitude des Teilchens und die Wellenlänge  $\lambda$  wird durch die Wellenzahl  $k$  mit  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$  charakterisiert. Des Weiteren ergibt sich für den Fall  $E < V(x)$  eine Wellenfunktion der Form  $\psi(x) = Ae^{\pm\kappa x}$  mit  $\kappa = \sqrt{2m(V(x) - E)}/\hbar$ . Bei der Näherung werden jetzt Potentiale  $V(x)$  angenommen, die sich nur langsam gegenüber der Position  $x$  ändern. Dies hat zur Folge, dass sich somit auch nur die Amplitude  $A$  und die Wellenlänge  $\lambda$  einer Wellenfunktion



**Abbildung 2.1.:** Ein Elektron (blau), das sich auf ein Potential mit unebenem Kamm zubewegt. A ist die einfallende, R die reflektierte Amplitude. T ist der transmittierte Anteil der Welle.

langsam ändert, sodass für die zweite Ableitung der Amplitude  $A'' \rightarrow 0$  angenommen werden kann. Dann lässt sich zeigen, dass die Wellenfunktionen allgemein die Form

$$\psi(x) = \frac{C}{\sqrt{|p(x)|}} e^{\pm \frac{1}{\hbar} \int |p(x)| dx} \quad (2.5)$$

annehmen, wobei  $p(x) = \sqrt{2m[E - V(x)]}$  der Impuls des Teilchens ist und  $C$  eine Konstante. Nehmen wir nun beispielsweise ein Potential an, das, wie in Abbildung (2.1) dargestellt, einen unebenen Potentialkamm hat. Aus der WKB-Näherung geht eine Wellenfunktion in der Tunnelregion ( $0 \leq x \leq a$ ) der Art

$$\psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{|p(x)|}} \cdot \exp\left(\frac{1}{\hbar} \int_0^x |p(x')| dx'\right) + \frac{C}{\sqrt{|p(x)|}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \int_0^x |p(x')| dx'\right) \quad (2.6)$$

hervor. Daraus ergibt sich ein Transmissionskoeffizient:

$$T \cong e^{-2\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma \equiv \frac{1}{\hbar} \int_0^a |p(x)| dx \quad (2.7)$$

Interessant an dieser Näherung ist, dass der Transmissionskoeffizient im Bereich  $E < V_{max}$ , bei einem Potential mit scharfen Wänden, unabhängig von der Art des Potentialkamms ist.

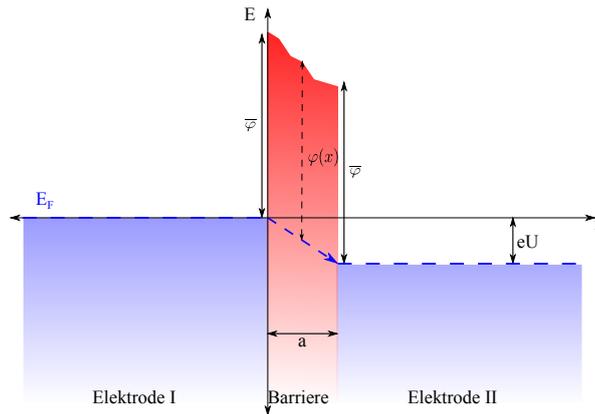
Um das Verständnis über den Tunneleffekt in den präparierten Proben weiter zu vertiefen, wird in den folgenden Abschnitten auf verschiedene Modellüberlegungen zur Beschreibung der Potentialbarrieren eingegangen.

### 2.1.2. Modell nach Simmons

John G. Simmons zeigte in seiner Arbeit [22], dass man die Stromdichte  $J$  des Tunnelstroms einer Heterostruktur aus zwei Elektroden, die durch einen dünnen isolierenden Film getrennt sind, näherungsweise mithilfe der WKB-Näherung zu

$$J = \int_0^{E_m} T(E_x) \zeta dE_x \quad (2.8)$$

berechnen kann. Dabei ist  $T(E_x)$  der Transmissionskoeffizient, der aus der WKB-Näherung (2.7) hervorging. Des Weiteren ist  $\zeta$  ein Faktor, der aus der Berechnung für die Teilchenzahl hervorgeht.  $\zeta$  hängt von der Fermifunktion  $f(E)$ , der durch eine äußere Spannung  $V$  verschobenen Fermifunktion  $f(E + eV)$  und der kinetischen Energie in Polarkoordinaten  $E_r = \frac{mv_r^2}{2}$  ab. Bei einer allgemeineren Potentialbarriere, wie in Abbildung 2.2 gezeigt, wird



**Abbildung 2.2.:** Schematischer Potentialverlauf einer Metall/Isolator/Metall-Heterostruktur:  $E$  ist die Energie,  $x$  die Ortskoordinate,  $E_F$  ist die Fermienergie,  $\varphi(x)$  ist die Höhe oberhalb der Fermikante,  $\bar{\varphi}$  die mittlere Höhe,  $a$  die Breite der Potentialbarriere, Elektrode I ist die Bias-Elektrode und  $U$  ist eine von außen angelegte Spannung, die zur Absenkung der Elektrode II um den Energiewert  $eU$  führt.

die mittlere Potentialhöhe dargestellt als

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{a} \int_0^a \varphi(x) dx. \quad (2.9)$$

Simmons beschreibt das eigentliche Potential dann durch den Ausdruck  $V(x) = \eta + \varphi(x)$ , wobei  $\eta$  das Ferminiveau der Bias-Elektrode ist. Mithilfe dieser Annahmen lässt sich dann

Gleichung (2.8) zu

$$J(T = 0, U) = J_0[\bar{\varphi} \exp(-A\sqrt{\bar{\varphi}}) - (\varphi + eU) \exp(-A\sqrt{\bar{\varphi} + eU})] \quad (2.10)$$

berechnen. Dabei ist  $J_0 = \frac{e}{2\pi h(\beta a)^2}$  die potentialfreie Stromdichte und  $\beta$  ein eingeführter Korrekturfaktor, der nach [23] ungefähr 1 ist, außerdem ist  $A = \frac{2a\sqrt{2m}}{h}$ . Für den Spezialfall, dass  $U \approx 0$  ist, konnte die Gleichung vorher schon durch Sommerfeld und Bethe in ihrer Arbeit [2] bestätigt werden.

Die vorangegangenen Überlegungen betrachten lediglich den Fall  $T = 0$  K. In einer weiteren Arbeit von Simmons [23] zeigte er, wie sich die Stromdichte temperaturabhängig verhält:

$$J(T, U) = J(0, U) \frac{\pi \tilde{A} k T}{\sin(\pi \tilde{A} k T)}, \quad (2.11)$$

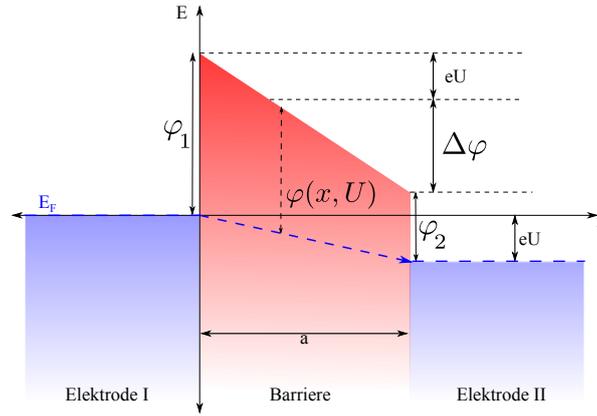
wobei  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $\tilde{A} = A/\sqrt{2\bar{\varphi}(x)}$  ist.

### 2.1.3. Modell nach Brinkmann et al.

Das Problem des vorherigen Modelles ist die Näherung der asymmetrischen Potentialbarrieren durch eine mittlere Potentialhöhe. Mit dieser Näherung geht der Einfluss der Form der Potentialbarriere auf den Tunnelstrom verloren. Simmon's Modell zeigte auf, dass der Tunnelstrom  $J$  linear abhängig von der Spannung  $U$  ist (ohmsches Verhalten) und, dass der differentielle Leitwert eine Parabelform um die Nullspannung hat. Experimentell wurde aber von J. J. Hauser, L. R. Testardi [10] und J. M. Rowell [20] unabhängig voneinander gezeigt, dass die Parabel eine Abweichung von der Nullspannung hat. Diese Abweichung beträgt 50 – 250 mV und kann mit dem Simmonsmodell nicht erklärt werden. Brinkmann et al. erklärten in ihrer Arbeit [26] diese Abweichung durch die Asymmetrie der Barriere. In ihrer Arbeit werteten sie die Gleichung (2.8) numerisch mittels der WKB-Näherung aus. Das Potential beschrieben sie durch

$$\varphi(x, U) = \varphi_1 + \left(\frac{x}{a}\right) (\varphi_2 - eU - \varphi_1). \quad (2.12)$$

Grafisch ist das Potential in der Abbildung 2.3 zu sehen. Die numerisch berechnete Lösung ergibt sich bei  $T = 0$  K und unter der Annahme, dass  $\frac{\Delta\varphi}{\bar{\varphi}} \ll 1$  und bei einer Barrierendicke



**Abbildung 2.3.:** Systemmodell nach Brinkmann et al.:  $\varphi_1$  ist die Barrierenhöhe links,  $\varphi_2$  die Barrierenhöhe rechts an der Potentialbarriere,  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$

von  $a > 1$  nm in einem Spannungsbereich bis 500 mV zu:

$$J_{\text{numerisch}}(T = 0, U) = \frac{3,16 \cdot 10^{10}}{a} \sqrt{\bar{\varphi}} \exp(-1,025\sqrt{\bar{\varphi}}a) \left[ U - \left( \frac{A_0 \Delta\varphi}{32\bar{\varphi}^{\frac{3}{2}}} \right) eU^2 + \left( \frac{3}{128} \frac{A_0^2}{\bar{\varphi}} \right) e^2 U^3 \right]. \quad (2.13)$$

Der Fehler ist mit ungefähr 10% angegeben, außerdem ist  $A_0 = 4\frac{\sqrt{2ma}}{3h}$  und  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  (vgl. Abbildung 2.3). Die Einheiten der Variablen sind  $a$  in Å,  $J_{\text{numerisch}}$  ist eine Flächenstromdichte in A/cm<sup>2</sup> und  $\bar{\varphi}$  und  $\Delta\varphi$  in eV anzugeben. Berechnet man aus dieser Gleichung den differentiellen Leitwert  $\frac{d(J/U)}{dU}$  und bestimmt das Minimum, so erhält man eine Energieverschiebung von

$$eU_{\min} = \frac{4}{9} \frac{\Delta\varphi}{A_0 \sqrt{\bar{\varphi}}} \quad (2.14)$$

#### 2.1.4. Modell nach Gundlach/Hölzl

In den vorherigen Modellüberlegungen war es nicht möglich die Barrierendicke  $a$  unabhängig von der Barrierenhöhe  $\varphi$  experimentell zu bestimmen und umgekehrt. Dies liegt daran, dass die beiden Parameter immer korreliert in den Gleichungen 2.13, nach dem Modell von Brinkmann et al., und 2.10, nach dem Simmonsmodell auftreten. Nach der Modellüberlegung von Gundlach und Hölzl in ihrer Arbeit [13] ist dies aber durch die logarithmische Leitfähigkeit  $\frac{d}{dV}(\ln J)$  möglich. Zur Berechnung der Relation dieser Leitfähigkeit griffen sie auf einen durch Stratton in seiner Arbeit [25] berechneten Ausdruck für

die Tunnelstromdichte  $J$  zurück:

$$J = \frac{e}{2\pi^2\hbar} \int_0^\infty [f(E) - f(E - eU)] dE \int_0^\infty dk_x dk_y \exp(-2 \int_0^a [-E^2(k_x, k_y, k_z)]^{\frac{1}{2}} dx). \quad (2.15)$$

$k_x$  ist die Wellenzahl des Elektrons senkrecht zur Tunnelbarriere, während  $k_y, k_z$  die Wellenzahlen planar zu den Probenfilmen sind. Mittels des Zweistrommodells, dem Wiedmann-Franzschens Gesetz für die Energie-Impuls-Beziehung im verbotenen Bereich

$$-(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = \frac{2m_i}{\hbar^2} [V(x) - E] \left[ 1 - \frac{V(x) - E}{E_g} \right], \quad (2.16)$$

wobei  $m_i$  die effektive Elektronenmasse nahe der Übergangspotentiale,  $V(x)$  das untere Ende des Leitungsbandes und  $E_g$  der Betrag der Energiebandlücke des Isolators sind, und der Gleichung (2.12) bestimmten sie dann eine Näherung der logarithmischen Leitfähigkeit zu

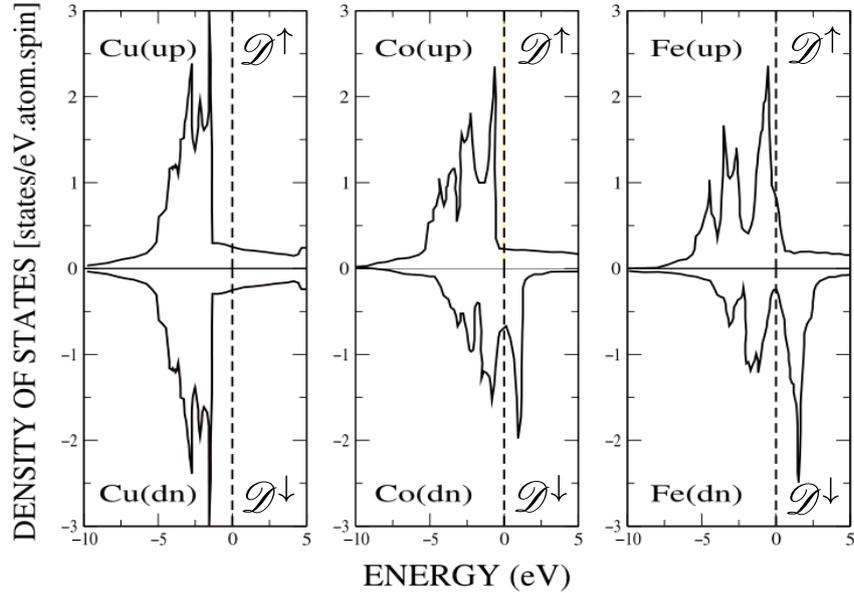
$$\frac{d}{dU} \ln J \cong \begin{cases} \frac{2,05a}{3} \left(\frac{m_i}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\varphi_1^{\frac{3}{2}} - (\varphi_2 - eU)^{\frac{3}{2}} - \frac{3}{2}(eU + \Delta\varphi)(\varphi_2 - eU)^{\frac{1}{2}}}{(eU + \Delta\varphi)^2}, & eU_0 \leq eU \leq \varphi_2 \\ \frac{2,05a}{3} \left(\frac{m_i}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\varphi_1^{\frac{3}{2}}}{(eU + \Delta\varphi)^2}, & eU \geq \varphi_2. \end{cases} \quad (2.17)$$

Mit dieser Näherung lässt sich dann am Maximum ( $eU = \varphi_2$ ) die Barrierenhöhe an der Elektrode I ablesen. Aus entgegengesetzter Richtung der Bias-Spannung ( $eU = \varphi_1$ ) lässt sich wiederum die Barrierenhöhe der Elektrode II bestimmen. Aufgrund der kinetischen Energie der Elektronen senkrecht zur Dünnschichtebene kommt es experimentell zu einer Verschiebung der realen Barrierenhöhe von 0,2 V.

## 2.2. Der TMR-Effekt

Mit den vorangegangenen Überlegungen können wir nun auf den Tunnelmagnetowiderstand-Effekt, d.h. einem Tunnelstrom, der abhängig von der Schichtmagnetisierung ist, eingehen und ihn erläutern.

## 2.2.1. Bandferromagnetismus, Spinpolarisation und Jullière's Modell



**Abbildung 2.4.:** Bandstruktur Co und Fe: Die niedrigen, breiten Beiträge resultieren von den Elektronen der  $s$  Bänder, während die schmalen sehr hohen Peaks von den Zustandsdichten der  $d$  Bänder resultieren [31]. Hier lässt sich auch leicht der Bandferromagnetismus erkennen. Während bei den ferromagnetischen Materialien Co und Fe die Verschiebung der Bänder gut zu erkennen ist, ist beim diamagnetischen Cu keine solche Verschiebung vorhanden.

Das Jullière-Modell beschreibt den spinabhängigen Elektronentransport in Tunnelmagnetowiderständen. Es geht auf den französischen Physiker M. Jullière (Universität Rennes, Frankreich) zurück und wurde von ihm erstmals 1975 beschrieben [16]. Bei seinen Überlegungen zu der Erklärung der Abhängigkeit des Leitwertes in einer Fe|Ge|Pb- und Fe|Ge|Co-Schichtstruktur von den Magnetisierungsrichtungen der Elektroden vermutete er, dass die Spinpolarisation der Elektronen der jeweiligen ferromagnetischen Schicht dafür verantwortlich sein könnte.

Die hohen magnetischen Momente der ferromagnetischen Stoffe Eisen und Kobalt sind nicht allein durch die Annahme, dass das magnetische Moment auf den Atomen lokalisiert ist, zu erklären. Der Magnetismus in solchen Materialien ist ein sogenannter Bandmagnetismus, der auf der spontanen Aufspaltung der Energiebänder im Festkörper beruht. Die Zustandsdichten der Spin-Up- und Spin-Down-Elektronen in den oben genannten Materialien sind gegeneinander verschoben, was zu einem magnetischen Moment führt. Dieses magnetische Moment führt zu einem molekularen Austauschfeld, das durch die sogenannte

Weißsche Molekularfeldtheorie so erklärt werden kann, dass die Bandstruktur spinabhängig verschoben sein wird. Diese Spinabhängigkeit ist eine Spinpolarisation nahe der Fermikante. Die Spinrichtung der Elektronen, die zu geringeren Energien verschoben sind, nennt man *Majoritäts-Spin* (Spin  $\uparrow$ ), während die zu höheren Energien die *Minoritäts-Spins* (Spin  $\downarrow$ ) sind. Die Magnetisierung lässt sich nach dem *Stoner-Modell* durch die Differenz der Zustandsdichten dieser Spinrichtungen ( $\mathcal{D}^{\uparrow\downarrow}$ ) bestimmen [19]:

$$M = \mu_B(\mathcal{D}^{\downarrow} - \mathcal{D}^{\uparrow}) \quad (2.18)$$

Weiterhin führt die Austausch-Aufspaltung zu einer Spinpolarisation. Als Spinpolarisation  $P_\alpha$  bezeichnete Jullière den Zustand der magnetischen Schicht, der aus den spinabhängigen Zustandsdichten  $\mathcal{D}_{\uparrow\downarrow\alpha}(E_F)$  an der Fermi-Kante resultiert:

$$P_\alpha = \frac{\mathcal{D}_{\uparrow\alpha}(E_F) - \mathcal{D}_{\downarrow\alpha}(E_F)}{\mathcal{D}_{\uparrow\alpha}(E_F) + \mathcal{D}_{\downarrow\alpha}(E_F)} \text{ mit } \alpha = 1, 2 \quad (2.19)$$

Mit dieser Gleichung definierte er dann einen charakteristischen Wert für den TMR-Effekt. Unter der Annahme, dass die Spinrichtung beim Tunnelprozess erhalten bleibt, sind für die parallele Orientierung  $R_P$  und für eine antiparallele Orientierung  $R_{AP}$  die Proportionalitäten

$$R_P \propto [\mathcal{D}_{\uparrow 1}(E_F)\mathcal{D}_{\uparrow 2}(E_F) + \mathcal{D}_{\downarrow 1}(E_F)\mathcal{D}_{\downarrow 2}(E_F)]^{-1} \quad (2.20)$$

$$R_{AP} \propto [\mathcal{D}_{\uparrow 1}(E_F)\mathcal{D}_{\downarrow 2}(E_F) + \mathcal{D}_{\downarrow 1}(E_F)\mathcal{D}_{\uparrow 2}(E_F)]^{-1} \quad (2.21)$$

gegeben. Mittels der Gleichung (2.19) lässt sich dann der TMR-Wert definieren:

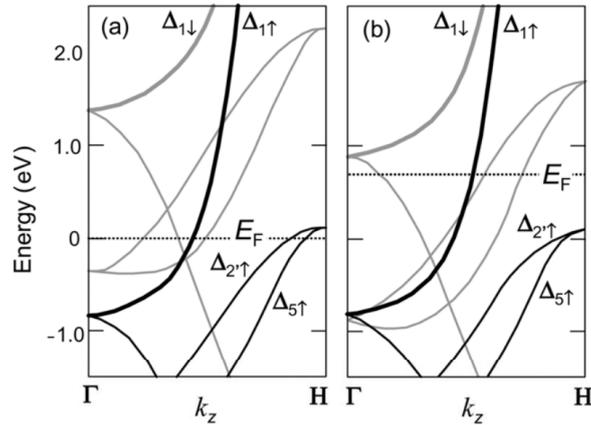
$$\text{TMR} \equiv \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (2.22)$$

Alternativ wird häufig auch der JMR(*junction magnetoresistance*)-Wert angegeben:

$$\text{JMR} \equiv \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}} \quad (2.23)$$

## 2.2.2. Bandstruktur der Übergangsmetalle Kobalt und Eisen in der bcc-Struktur, Kohärentes Tunneln

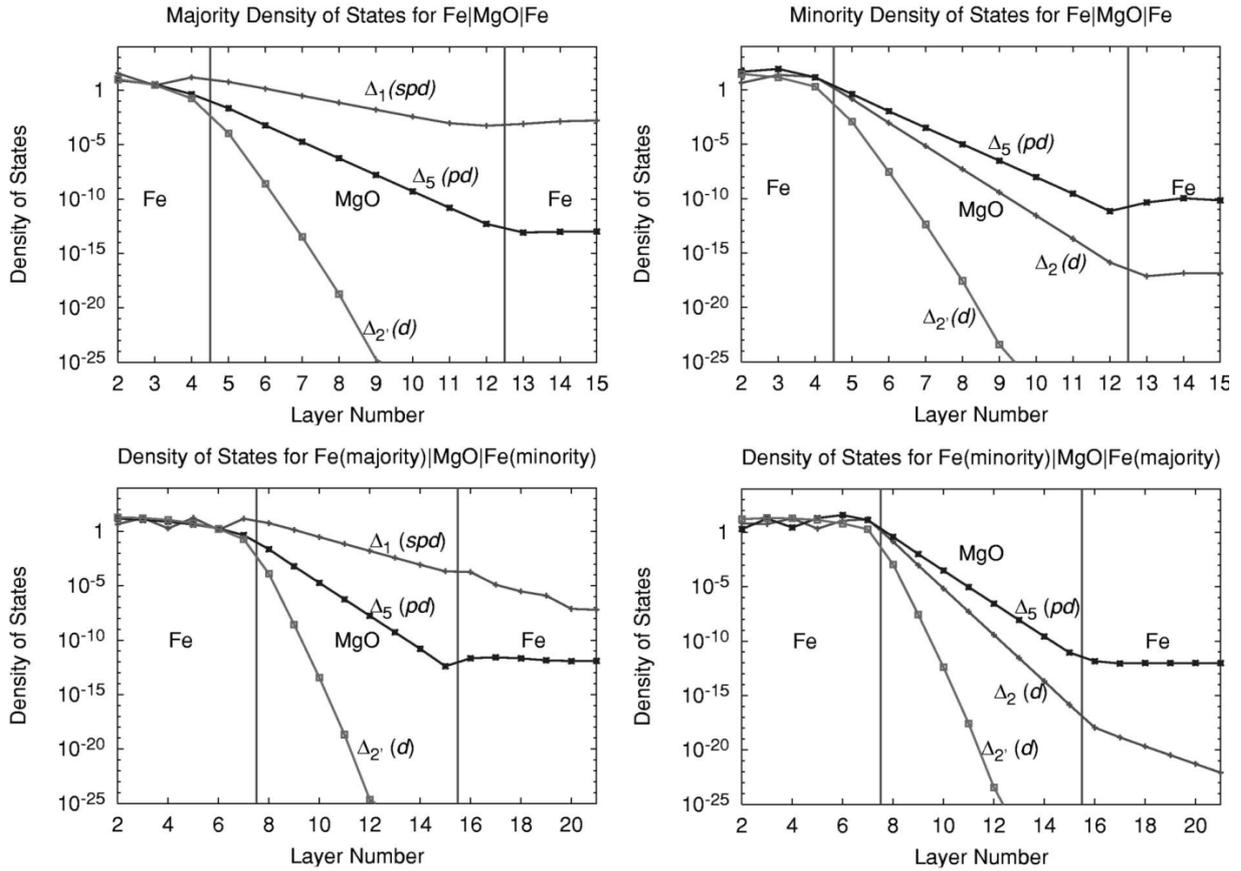
Die kristalline Tunnelbarriere bietet gegenüber amorpher Barrieren den Vorteil, dass die starke Abhängigkeit der Symmetrie der Blochzustände genutzt werden kann, um den TMR-Wert deutlich zu steigern. In der Abbildung 2.5 sind die von Bagayako et al. [3] bestimmten



**Abbildung 2.5.:** Zustandsdichten für Fe(100) (links) und Co(100) (rechts). Entnommen aus [28].

Zustandsdichten für Fe(100) und Co(100) in der kristallinen bcc-Struktur dargestellt. Wie man sehen kann sind die Majoritäts- und Minoritätszustände im  $\Delta_1$ -Band an der Fermikante in beiden Materialien vollständig spinpolarisiert ( $P=1$ ). Dies müsste nach Gleichung 2.22 zu einem hohen TMR-Wert führen.

Butler et al. zeigten in ihrer Arbeit [4] mittels der Landauer Formel, dass die Elektronen der verschiedenen Zustände je nach Band und Ausrichtung der Fe-Elektroden unterschiedliche Einflüsse auf den Tunnelstrom haben. Die Majoritäts-Elektronen im  $\Delta_1$ - und  $\Delta_5$ -Band tragen zum Tunnelstrom bei, während das  $\Delta_2$ -Band bereits nach wenigen Monolagen MgO (4-5) sehr stark in der Barriere abfällt. Bei den Minoritäts-Elektronen sind es die  $\Delta_5$ - und  $\Delta_2$ -Bänder die zum Strom beitragen, während das  $\Delta_2$ -Band nach 4-5 Monolagen MgO nahezu unbesetzt ist. Die Abhängigkeit ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Diese Filterung der Elektronen nach Zustand wird nach Yuasa et al. [28] als *kohärentes Tunneln* bezeichnet. Des Weiteren sagten Butler et al. in ihrer Arbeit voraus, dass die Spinpolarisation mit steigender Barrierendicke zunimmt und somit der TMR-Wert sich ebenfalls erhöht. Dies ist auch in der Abbildung 2.6 angedeutet.



**Abbildung 2.6.:** Tunnel-Zustandsdichten für  $k_{\parallel} = 0$  von Fe(100)|8MgO|Fe(100). Die oberen beiden Graphen zeigen die Zustandsdichten für den parallelen und die beiden unteren für den antiparallelen Magnetisierung der beiden Fe-Elektroden. Die linken Graphen sind die Majoritäts- und die rechten Graphen die Minoritätszustandsdichten [4].



## 3. Experimentelle Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die technischen und experimentellen Grundlagen der Probenherstellung und -charakterisierung erörtert. Dabei wird auf die benötigten Dünnschichttechnologien, sowie die Probenvermessung eingegangen. Es sei darauf hingewiesen, dass die verwendeten Proben in der Auswertung **nicht** von der Arbeitsgruppe Münzenberg, sondern von Volker Drewello<sup>1</sup>, Universität Bielefeld, hergestellt wurden. Dies liegt daran, dass die eigene Probenherstellung während meiner Arbeitszeit, aufgrund verschiedener Defekte, nicht möglich war.

### 3.1. Die UHV-Kammer

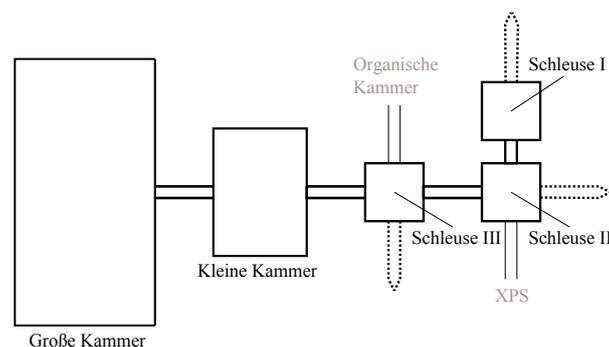


Abbildung 3.1.: Skizze der verwendeten Kammer

Die verwendete Ultrahochvakuum (*engl. ultra high vacuum*, kurz UHV)-Kammer wurde weitestgehend in der Arbeitsgruppe zusammengestellt und -gebaut. Für eine genaue

<sup>1</sup>[http://ekvv.uni-bielefeld.de/pers\\_publ/publ/PersonDetail.jsp?personId=171308](http://ekvv.uni-bielefeld.de/pers_publ/publ/PersonDetail.jsp?personId=171308), Stand 28.05.2012

### 3. Experimentelle Grundlagen

Beschreibung des Aufbaues sei hier auf die Diplomarbeit von Gerrit Eilers [7] hingewiesen<sup>2</sup>. Das Ultrahochvakuum (im Fall der hier verwendeten Hauptkammer: Basisdruck  $P_B < 5 \cdot 10^{-10}$  mbar) ist aufgrund des Dünnwachstums für den Herstellungsprozess der Tunnelmagnetowiderstände unabdingbar, da es sonst zu Verschmutzungen der Schichten kommen würde. In der kleinen Kammer befindet sich die Magnetron-Sputteranlage, die die Targets für die Materialien CoFeB und Ta zur Verfügung stellt. Als Target werden in der Dünnschichttechnologie Materialien bezeichnet, die in einer Sputteranlage verdampft werden. In der großen Kammer können mittels Elektronenstrahlverdampfen die Materialien MgO und Ru evaporiert werden. In einer anderen HV-Kammer wird Au mittels Widerstandsverdampfen als Kontaktierungsmaterial für die Proben verdampft.

## 3.2. Die verschiedenen Verfahren

### 3.2.1. Sputter-Verfahren

Mittels des sogenannten Magnetron-Sputter-Verfahrens werden die Materialien CoFeB und Ta in der kleinen Kammer verdampft. Beim Sputtern wird mittels freier Elektronen ein Argongas ionisiert, sodass ein Plasma entsteht. Die positiv ionisierten Argonatome im Plasma werden durch das negativ geladene Targetmaterial angezogen und führen dazu, dass das Sputtermaterial nach und nach abgetragen wird. Das herausgeschleuderte Material verteilt sich dann in der Vakuumkammer. Je nach Konstruktion werden dabei die Atome in unterschiedliche Richtungen abgelenkt. Bei der verwendeten Kammer wird das Material in einem Kegel über dem Target gebündelt, sodass das Substrat möglichst mittig über das Zwei-Zoll-Target platziert werden sollte, um so ein möglichst gleichmäßiges Schichtwachstum zu gewährleisten. Das magnetische Feld hinter dem Targetmaterial führt dazu, dass die Argonatome sich auf Zykloidenbahnen dem zu verdampfenden Material nähern und somit nicht, wie beim einfachen Sputtern der Fall, nur senkrecht durch das elektrische Feld auf das Target auftreffen. Dieser Effekt führt dazu, dass mehr Atome aus dem Target herausgeschleudert werden und sich so die Aufdampfrate erhöht.

---

<sup>2</sup>Arbeitsgruppe Münzenberg: <http://www.uni-goettingen.de/de/202271.html>, Stand 3.11.2011

### 3.2.2. Elektronenstrahlverdampfen

Das Elektronenstrahlverdampfen (*engl. electron beam physical vapor deposition*, kurz EB-PVD) wird benutzt um die Materialien MgO und Ru zu verdampfen. Sämtliche bekannten Festkörper können mittels dieser Methode zum Verdampfen gebracht werden. Beim Elektronenstrahlverdampfen wird mittels einer Elektronenkanone ein Elektronenstrahl erzeugt, welcher gebündelt auf das zu verdampfende Material gebracht wird. Durch dieses Verfahren können sehr große Verdampfungsraten erzeugt werden, da die Energiedichte des Elektronenstrahls hoch reguliert werden kann. Sowohl für den Elektronenstrahl als auch für das Auftragen der Materialien wird aufgrund von Verschmutzungen auf der Probe, die möglichst verhindert werden sollen, ein Vakuum benötigt.

### 3.2.3. Widerstandsverdampfen

Dieses Verfahren wird eingesetzt um in der HV-Kammer im Reinraum der Fakultät Au zu verdampfen. Beim Widerstandsverdampfen wird ein Schiffchen aus Molybdän, Wolfram oder Tantal mit dem zu verdampfenden Material erhitzt. Die Temperatur wird in die Nähe des Siedepunktes des zu verdampfenden Materials gebracht. So tritt das Material nur teilweise in die Gasphase über und kann gleichmäßig auf einem Substrat aufgebracht werden.

### 3.2.4. Argonätzen

Das Argonätzen gehört zu den Plasmaätzmethoden. Ähnlich wie beim Sputterprozess werden hierbei Ar-Atome ionisiert, um Material abzutragen. Jedoch wird hier kein Targetmaterial abgetragen, sondern direkt die Probe geätzt. Durch Hinzufügen von reaktiven Gasen wird die Ätzrate zusätzlich gesteigert. Die Ätzrate ist sehr materialsensitiv, da ein härteres Material auch schwerer abgetragen werden kann.

#### 3.2.5. Fotolithografie

Die Fotolithografie dient in der Dünnschichtherstellung der Probenstrukturierung. Durch eine Fotomaske mit verschiedenen Strukturen wird lichtempfindlicher Fotolack belichtet. Der belichtete Fotolack wird dann mit einem Entwickler ausgehärtet, sodass die Strukturen der Maske auf dem Substrat aufgebracht werden. Die Methode ist besonders für Feinstrukturen kleiner Größenordnung zu gebrauchen, was heutzutage ein Auflösungsvermögen von Strukturen unter 40 nm ermöglicht.

### 3.3. Verwendete Materialien und deren Wachstumseigenschaften

Die Tunnelmagnetowiderstandselemente wurden auf thermisch oxidierten  $\text{SiO}_2$ -Substraten aufgebracht.  $\text{SiO}_2$  eignet sich besonders als Substratmaterial, da der Gitterabstand der Oxidatome auf der Oberfläche ein sehr gutes Schichtwachstum ermöglichen. Des Weiteren ist Siliciumdioxid günstig herzustellen.

Der Schichtstapel  $\text{Ta}(6,2)/\text{CoFeB}(2,5)/\text{MgO}(2,5)/\text{CoFeB}(5,4)/\text{Ta}(5)/\text{Ru}(3)$  (Angaben in nm) wurde bei  $450^\circ\text{C}$  60 Minuten bei einem Magnetfeld von 300 mT ausgelagert. Die Parameter der Schichtstapel mit den Legierungen  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  stellten sich nach der Arbeit von Vladyslav Zbarsky [29] für einen hohen TMR als ideal heraus. Mit dieser Struktur waren TMR-Werte bis zu 200% möglich. Anschließend wurde die ausgelagerte Probe in die Reinraum-Kammer gebracht, um dort Au (27 nm) als Kontaktschicht aufzudampfen. Die Strukturierung der mit Negativ-Fotolack AR-N 4240 beschichteten Proben erfolgte mittels Fotolithographie unter UV-Licht (Wellenlänge 320 nm) bei 5 Sekunden Vakuumskontakt der Probe mit der Maske „SQUARE1“, die Quadrate unterschiedlicher Größe im  $\mu\text{m}$ -Bereich Kantenlänge abbildet, belichtet. Zum Aushärten des belichteten Lacks wurde der Entwickler AR-300-47 verwendet. Für eine genauere Beschreibung der Reinigungsschritte sei an dieser Stelle weiterhin auf die Arbeit [29] hingewiesen.

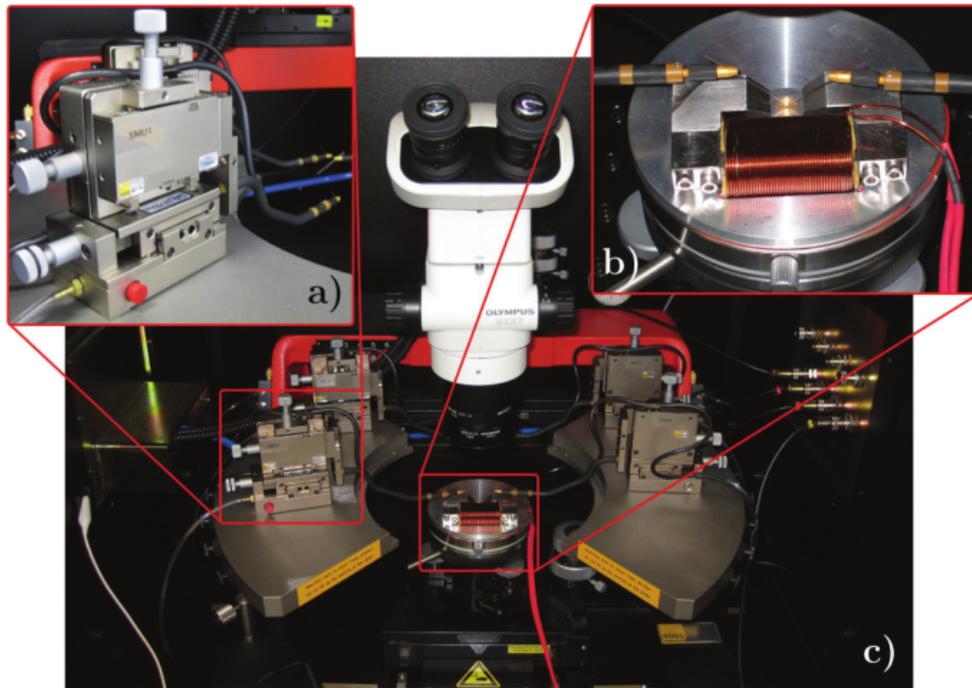
### 3.4. Energiedispersive Röntgenspektroskopie

Die Energiedispersive Röntgenspektroskopie (engl. *energy dispersive X-ray spectroscopy*, kurz EDX) dient der Messung von Elementzusammensetzungen eines Materials. In der EDX werden Atome mittels eines Elektronenstrahls angeregt. Dabei werden Elektronen aus niedrigen Orbitalen herausgeschlagen und es entsteht ein instabiler Zustand des Atoms. Um diesen instabilen Zustand auszugleichen füllt ein Elektron aus einer höheren Schale instantan das unbesetzte niedrigere Orbital unter Aussendung eines elementspezifischen Röntgenquants auf [1]. Die ausgesendeten Röntgenquanten werden dann mittels eines Röntgenphoton-Detektors energetisch gemessen und die Messdaten können den verschiedenen Elementen zugeordnet werden. Aus der Anzahl der Ereignisse können dann außerdem Rückschlüsse auf die Konzentration der Elemente im Probenmaterial geschlossen werden. Mit der EDX können Elemente niedriger Ordnungszahl nur schlecht nachgewiesen werden, da die emittierten Photonen der Elektronen sofort wieder vom Atom absorbiert werden und somit keine charakteristische Röntgenstrahlung emittieren. Dieser Effekt wird als *Auger-Effekt* bezeichnet. Qualitative Messungen sind erst für Atome der Ordnungszahl größer 7 möglich. Um leichtere Atome qualitativ zu erfassen wird die sogenannte *Auger-Elektronen-Spektroskopie* (kurz AES)<sup>3</sup> benutzt.

### 3.5. Die Probestation

Die Probestation dient der elektrischen Charakterisierung von Probenmaterial bei Raumtemperatur und relativ kleinen magnetischen Feldern. Es sind dabei sowohl Zwei-Punkt-Messungen als auch Vier-Punkt-Messungen möglich. Mithilfe eines von der Arbeitsgruppe Münzenberg konstruierten Messverfahrens wurden an diesem Apparat die Proben in Zwei-Punkt-Messungen charakterisiert. Dabei wurden sowohl IU-Kennlinien als auch Widerstandsmessungen in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes aufgenommen. In Abbildung 3.2 ist die Probestation und der Aufbau der Messapparatur zu sehen. Dabei befinden sich Schlitten, die höhen- und seitenverstellbar sind auf einem Tischchen. In der Mitte befindet sich eine ebenso verstellbare Platte. Zur Kontaktierung der Elemente wurden spezielle

<sup>3</sup>Für den geneigten Leser der Verweis: <http://www.pci.uni-heidelberg.de/pci/hvolpp/work/sfg/AES.html>



**Abbildung 3.2.:** Fotografie der Probestation. Entnommen aus [14]

Gold beschichtete Kupfer-Beryllium-Legierung-Nadeln verwendet. Diese sind weich genug um dünne Schichtsysteme relativ zerstörungsfrei zu kontaktieren.

## 4. Ergebnisse

In diesem Teil der Arbeit wird die Auswertung der Messdaten vorgestellt und erläutert. Dabei wird auf die unterschiedlichen Tätigkeiten, die im Rahmen der Erforschung von Tunnelementen durchgeführt wurden, eingegangen.

### 4.1. TMR-Proben mit unterschiedlicher CoFeB-Zusammensetzung

In Tabelle 4.1 sind die einzelnen Targetkonzentrationen für die Elektroden der Tunnelemente aufgelistet. Das Ziel war es TMR-Elemente mit unterschiedlichen CoFeB-Konzentra-

---

Legierung:	CoFeB
Zusammensetzung in %:	20/60/20
	40/40/20
	11,2/68,8/20

---

**Tabelle 4.1.:** Legierungsbestandteile und deren Konzentration

tionen herzustellen und elektronisch zu charakterisieren. Die unterschiedlichen Legierungskonzentrationen der verwendeten CoFeB-Schichten im Probensystem sind besonders im Hinblick auf ein weiteren Arbeitsbereich der Arbeitsgruppe, der Erforschung des Magneto-Seebeck-Effektes [27], interessant.

### 4.1.1. Messung der Legierungskonzentration mittels EDX

Mittels EDX wurden die Legierungskonzentrationen eines CoFeB-Targets gemessen. Die Konzentrationen sind vom Interesse, um Messungen zum Einfluss verschiedener Legierungskonzentrationen auf magnetische Tunnelemente zu erforschen. Dafür wurden zwei Targets von der Firma *MaTeck*<sup>1</sup> angefordert. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde dabei das Target mit der Konzentration 40/40/20 in [%] vermessen. Die aufgenommenen Messgraphen sind unter A.1 zu finden. Aufgrund des Auger-Effektes kann kein qualitatives Verhältnis zwischen allen drei Elementen Co, Fe und B angegeben werden, da Bor eine zu geringe Ordnungszahl von 5 hat. Im direkten Verhältnis betragen die Konzentrationen für Fe ( $47,67 \pm 5,20$ )% und für Co ( $52,33 \pm 6,16$ )%. Dieses scheint quantitativ den Angaben der Firma Mateck zu entsprechen. Um eine genaue Analyse der Legierungszusammensetzung zu bestimmen, müssten aber mittels der AES weitere Messungen durchgeführt werden.

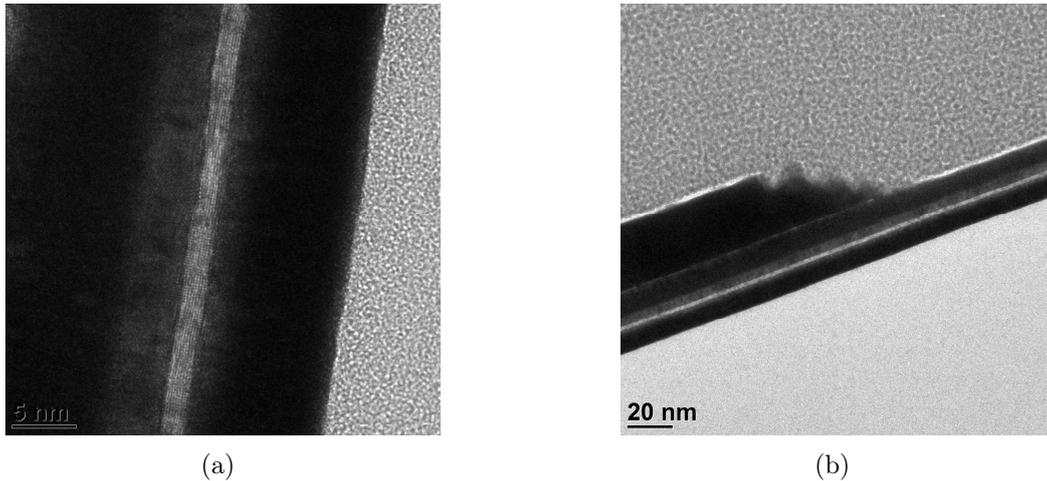
### 4.1.2. Fehleranalyse zur Herstellung der TMR-Proben mit unterschiedlichen CoFeB-Konzentrationen

Die EDX-Messungen decken sich gut mit den Angaben der Firma Mateck. Die Angaben liegen im Toleranzbereich der ermittelten Konzentration. Nach Umbaumaßnahmen an der verwendeten UHV-Kammer kam es zu Problemen bei der Probenherstellung. Nach dem Tooling der Schichtdickenraten lieferten die sonst als tauglich erwiesenen Parameter keine brauchbaren TMR-Proben mehr. Es wurden dabei mehrere Proben hergestellt und versucht möglichst genau die optimalen Parameter zu erreichen, jedoch ohne ein erfolgreiches Ergebnis erzielt zu haben. Bei der Ursachenanalyse wurden unterschiedliche Faktoren betrachtet. Die Vermutung war, dass durch den Wechsel des CoFeB-Targets die Aufdampf- oder Ätzraten verändert haben könnten. Auch eine Veränderung der Annealing-Temperatur wurde nicht ausgeschlossen.

Um Gewissheit zu haben wurden die Proben für weitere Analysen zur Transmissions-Elektron-Mikroskopie weitergegeben. Die Ergebnisse der Mikroskopaufnahmen sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Zum einen ist erfreulich, dass das sonst verwendete Schichtsystem mit den gewohnten Herstellungsparametern als sehr gut angesehen werden kann. Es ist

---

<sup>1</sup>Homepage der Firma MaTeck <http://www.mateck.de/>, Stand 24.04.2012



**Abbildung 4.1.:** Bilder der Proben mittels TEM: (a) Zeigt deutlich die kristalline Struktur der MgO-Barriere auf. (b) Zeigt den gesamten Schichtstapel mit eingetzter Narbe. An diesem Bild kann man erkennen, dass nicht bis zur unteren Elektrode geätzt wurde.

deutlich die kristalline Struktur der MgO-Barriere zu erkennen. Auch die zu erwartenden kristallinen ersten Monolagen der CoFeB-Elektroden sind erkennbar. In Abbildung 4.1 (b) ist das Problem zu erkennen, dass sich die gewünschte Ätztiefe nicht bis auf die untere Elektrode erstreckt. Als Ursache dafür wurde die verwendete Ätzkammer im Reinraum ausgemacht. Scheinbar haben sich dort die vorher bestimmten Ätzraten verändert. Dies kann daran liegen, dass sich die Position des Schwingquarzes oder sich die Aufdampfgeometrie beispielsweise durch Stöße verändert haben.

## 4.2. Einfluss der Barrierendicke auf elektrische Eigenschaften der MTJs

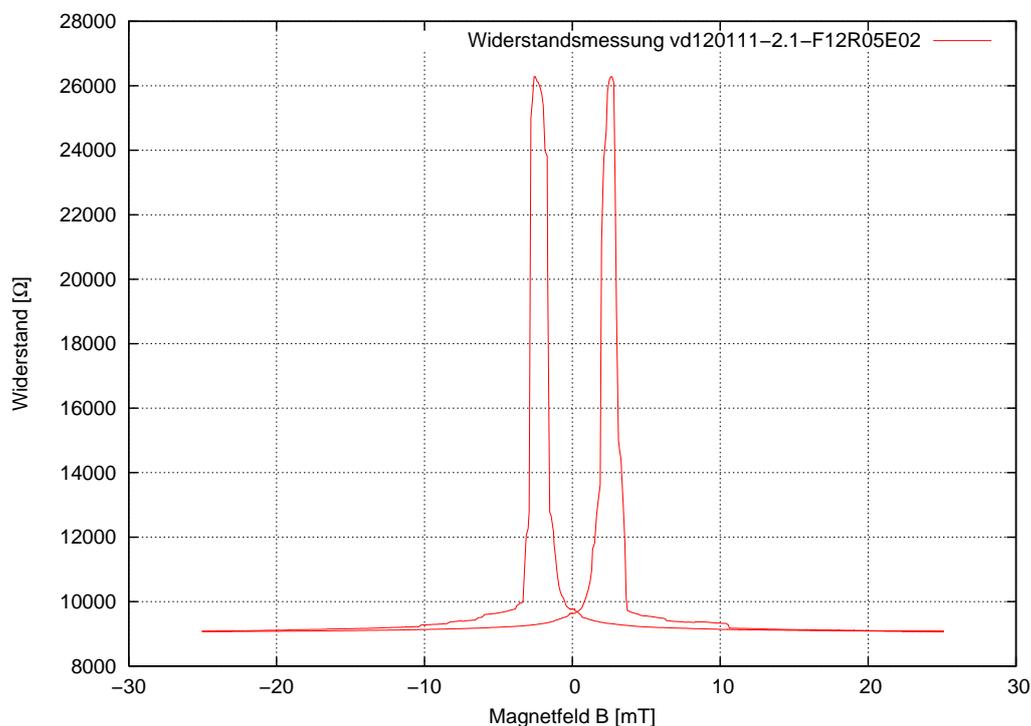
### 4.2.1. Die Bielefelder Proben

Zur Auswertung wurden Proben aus Bielefeld herangezogen. Die Bielefelder Proben bestehen aus dem folgendem Schichtsystem (Angaben in nm):

$$\text{Ta}(5)/\text{Ru}(20)/\text{Ta}(5)/\text{CoFeB}(5)/\text{MgO}(x)/\text{CoFeB}(3)/\text{Ta}(5)/\text{Ru}(20)/ + \text{Ta}/ + \text{Au}. \quad (4.1)$$

#### 4. Ergebnisse

Der Zusatz +Ta/+Au steht für die aufgebrachtten Bondpads. Bondpads sind Leiterbahnen, die eine leichtere Kontaktierung der Elemente ermöglichen. Auf den verwendeten Proben ist der obere Kontakt ein Bondpad. Zwei sich kreuzende Bondpads, die ein TMR-Element einschließen, werden als magnetische Tunnelkreuzungen (engl. *magnetic tunnel junctions*, kurz MTJs) bezeichnet. Die Barrierendicke  $x$  reicht von 0,9-2,1 nm in 0,3 nm-Schrittweiten. Außerdem befinden sich auf den Proben drei Elementgrößen von  $90 \mu\text{m}^2$ ,  $270 \mu\text{m}^2$  und  $700 \mu\text{m}^2$  Größe in quadratischer Form. Die Probenbezeichnung ist Namenkürzel/Datum-Barrierendicke (z.B. vd120111-1.8). In Abbildung 4.2 ist eine Messung eines Elementes



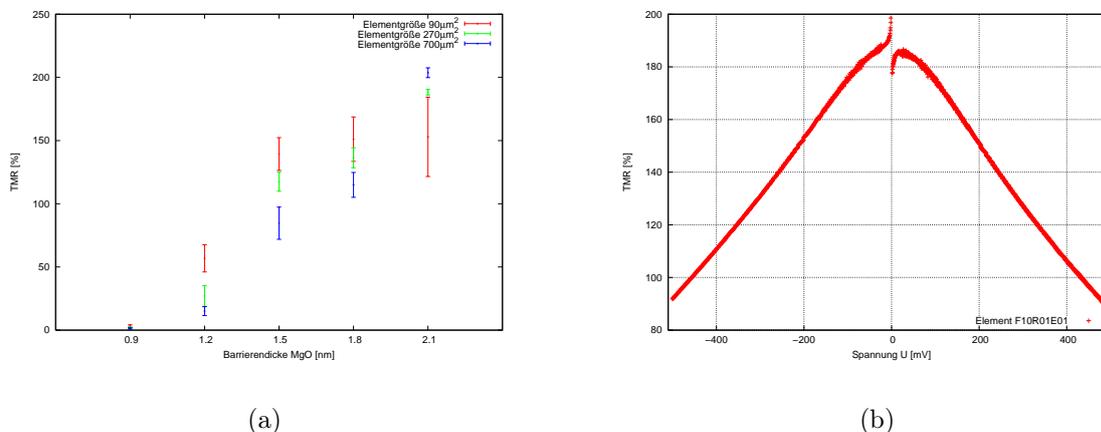
**Abbildung 4.2.:** Beispielhafte TMR-Messung einer Bielefelder Probe.

zu sehen. Wie zu erkennen ist steigen die Flanken beim Wechsel in den antiparallelen Zustand sehr steil an, fallen aber auch sehr schnell wieder ab, sodass der antiparallele Zustand lediglich als Peak ausgemacht werden kann. Dies kann daran liegen, dass das Schichtsystem aus keiner gepinnten Groundelektrode besteht und deswegen eine starke magnetische Kopplung zwischen den beiden CoFeB-Schichten besteht. Wahrscheinlicher ist aber, dass durch Anisotropieeffekte der Schichtstrukturen sich das Hystereseverhalten der CoFeB-Elektroden derart ändern, dass sich kein rein antiparalleler Zustand ausbilden kann.

Für praktische Anwendungen ist es sinnvoller plateauartige antiparallele Zustände mit steilen Flanken zu haben, da diese einfacher durch ein äußeres Magnetfeld gesteuert werden können. Für die nachfolgenden Untersuchungen sind diese Proben allerdings ausreichend.

#### 4.2.2. Einfluss der Barrierendicke

Der TMR hängt nach Butler et al. [4] wesentlich von der Barrierendicke des MgO ab. Bei der Widerstandsmessung des TMR wurde bei einem konstanten Strom von 10 mA mittels einer Zwei-Punkt-Messung in der Probestation die Spannung  $U$  vermessen. Theoretisch ist die Widerstandsänderung besonders bei kleinen Strömen hoch, was zu einem hohen TMR führt. In Abbildung 4.2.2 (a) sind die gemittelten TMR-Werte der Proben in Abhängigkeit der Barrierendicke aufgetragen. Wie zu sehen ist, steigt der TMR-Wert wie nach Butler et al. zu erwarten mit der Barrierendicke an. In Abbildung 4.2.2 (b) ist eine Messung



**Abbildung 4.3.:** (a) Gemittelte TMR-Werte der Proben gegen die Barrierendicke des MgO. (b) TMR eines ausgewählten Elements der Probe vd120111-1.8 in Abhängigkeit der Spannung  $U$ .

des TMR-Wertes gegen die Bias-Spannung  $U$  aufgetragen. Um möglichst große TMR-Werte zu erhalten wird nahe des Artefaktes um die Nullspannung herum gemessen. Für die Messungen dieser Bachelorarbeit wird aus praktischen Gründen dafür eine Spannung von 10 mV verwendet.

### 4.2.3. Flächenwiderstandsprodukt und Einfluss des Zuleitungswiderstandes

Es wird vermutet, dass der Zuleitungswiderstand großen Einfluß auf die Messungen hat, besonders bei den Proben mit der Barrierendicke 0.9 nm bis 1.5 nm. Deswegen wurde das Flächenwiderstandsprodukt  $R_A = R \cdot A$ , wobei A die Fläche des Elements ist und  $R_{p \vee ap}$  der Widerstand bei paralleler und bei antiparalleler Ausrichtung ist bei den Proben bestimmt. Dieses Produkt müsste konstant sein. Wie in Abbildung 4.4(a) und 4.4(b) zu sehen ist, ist das nicht der Fall. Es scheint also, dass ein großer Teil des gemessenen Widerstands bei den kleinen Tunnelkontakten der Zuleitungswiderstand ist. Um eine Abschätzung des Zuleitungswiderstandes geben zu können, wurde er in die einzelnen Bestandteile der Messverkabelung zerlegt und diese dann abgeschätzt:

$$R_{ges} = R_K + R_{\overline{FP}} + R_{\overline{PE}} + R_E, \quad (4.2)$$

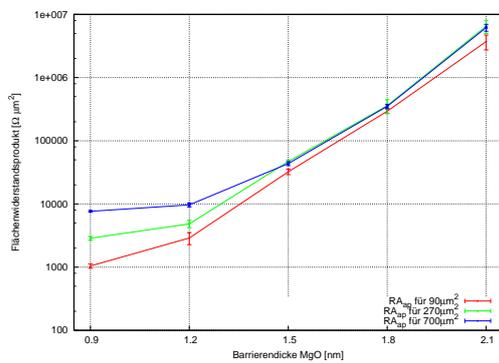
wobei  $R_K$  der Leitungswiderstand der BNC-Kabel ist,  $R_{\overline{FP}}$  ist der Widerstand des Kontaktes des Rahmens zum Bondpad,  $R_{\overline{PE}}$  der Widerstand vom Bondpad zum Element und  $R_E$  der für uns interessante Widerstand am Element. Die Länge der Kabel wurde dabei auf ca. 6 m abgeschätzt, 4 m außerhalb der Probestation zur Kontaktierung des verwendeten Racks und noch weitere 2 m innerhalb der Probestation. Die BNC-Kabel haben einen Kupferkern, der 0,5 mm im Durchmesser stark ist. Kupfer für Leitzwecke besitzt einen spezifischen Widerstand von  $1,75 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$  (<sup>2</sup>) und mittels der Formel  $R = \rho \cdot l/A$ , wobei l die Länge und  $A = d^2 \cdot \pi/4$  die Fläche des Leiters ist, kann der Widerstand berechnet werden. Die Widerstände  $R_{\overline{FP}}$  und  $R_{\overline{PE}}$  wurden mittels Messungen an defekten Elementen abgeschätzt. Für  $R_{ges}$  wurden dann die Werte der vorherigen Messungen aus dem Abschnitt 4.2.2 genommen und  $R_E$  berechnet. Im Tabelle 4.2 sind die TMR-Werte im Vergleich zu sehen. Wie zu erwarten sind die neu kalkulierten TMR-Werte höher als die Ursprünglichen. Jedoch muss erwähnt werden, dass dieses nur abgeschätzte Werte sind. Eine genaue Aussage über den Einfluss des Zulaufwiderstandes könnte gemacht werden, wenn man die Proben mittels einer Vier-Punkte-Messung, bei der der Zulaufwiderstand nicht mit eingeht, vermisst.

<sup>2</sup>[http://www.elektrotechnik.ch/fileadmin/elektrotechnik.ch/documents/Bilder/artikel\\_0910\\_fassbind.pdf](http://www.elektrotechnik.ch/fileadmin/elektrotechnik.ch/documents/Bilder/artikel_0910_fassbind.pdf), Stand 28.04.12

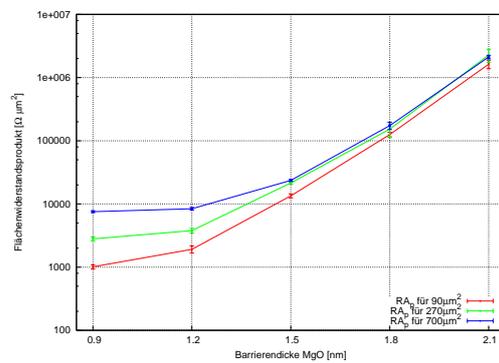
## 4.2. Einfluss der Barrierendicke auf elektrische Eigenschaften der MTJs

Probe	Elementgröße [nm <sup>2</sup> ]	TMR-Wert neu [%]	TMR-Wert alt [%]
vd120111-0.9	90	19,38 ± 5,91	3,16 ± 1,03
	270	21,86 ± 6,88	2,14 ± 0,56
	700	12 ± 0,53	1,37 ± 0,51
vd120111-1.2	90	101,93 ± 8,26	56,81 ± 10,74
	270	84,78 ± 12,02	15,05 ± 3,55
	700	56,49 ± 2,17	27,01 ± 8,25
vd120111-1.5	90	150,92 ± 10,2	139,38 ± 12,96
	270	134,53 ± 9,58	117,43 ± 7,47
	700	127,85 ± 8,81	84,65 ± 12,75
vd120111-1.8	90	144,73 ± 6,24	134,34 ± 9,37
	270	142,23 ± 5,86	136,39 ± 7,92
	700	121,86 ± 11,34	114,93 ± 9,82
vd120111-2.1	90	153,95 ± 9,43	152,98 ± 31,4
	270	188,98 ± 2,43	188,29 ± 2,16
	700	204,13 ± 5,1	203,73 ± 3,89

**Tabelle 4.2.:** Vergleich der mittleren TMR-Werte mit Zulaufwiderstand und am Element.



(a)



(b)

**Abbildung 4.4.:** Flächenwiderstandsprodukte gegen Barrierendicke für den antiparallelen Fall (a) und parallelen Fall (b) der Elektrodenmagnetisierung.

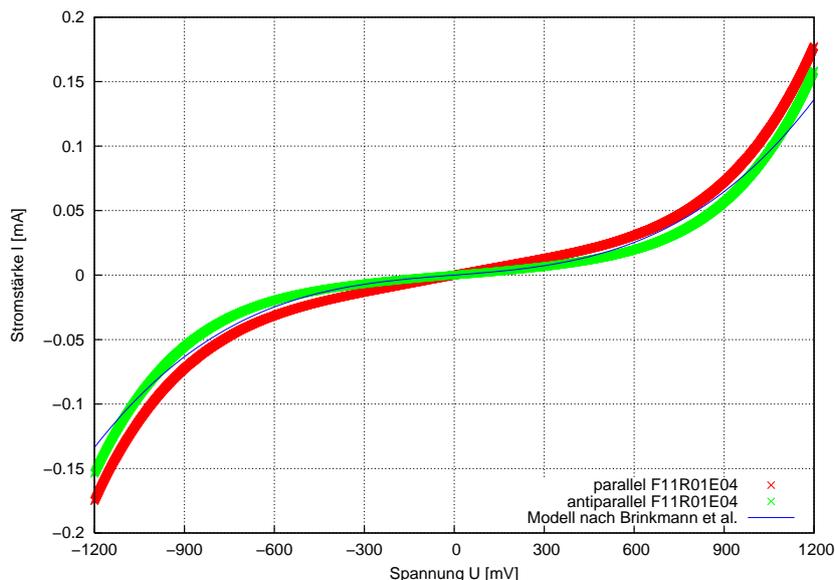
#### 4.2.4. Kennlinien-Messungen: I/U und dI/dU

In diesem Abschnitt wird die Analyse der Kennlinienmessungen vorgestellt. In Abbildung 4.5 ist eine Kennlinienmessung im parallelen und antiparallelen Fall der Ausrichtung der Magnetisierungen und ein Fit des Brinkmann-Modelles zu sehen. Es wurde typischerweise in einem Intervall von  $[-500 \text{ mV}; 500 \text{ mV}]$ , da dies der Bereich ist in dem die Ungenauigkeit des Modelles nach Brinkmann et al. am geringsten ist, in 1 mV-Schritten der Strom gemessen. Dies wurde einmal in der antiparallelen Ausrichtung der CoFeB-Schichten und in der parallelen Ausrichtung durchgeführt. In Tabelle 4.3 sind die gemittelten Parameter, die aus den Fits extrahiert wurden, aufgetragen. Wie zu erkennen ist, hängt auch in diesem Fall

a [nm]	2,1	1,8	1,5	1,2	0,9
$\Delta\varphi$ [eV]	$0,02\pm 0,01$	$0,09\pm 0,02$	$0,07\pm 0,02$	$0,13\pm 0,02$	$0,05\pm 0,02$
$\bar{\varphi}$ [eV]	$0,74\pm 0,01$	$0,72\pm 0,01$	$0,671\pm 0,01$	$1,08\pm 0,01$	$1,39\pm 0,01$

**Tabelle 4.3.:** Mittlere Barrierenhöhe  $\bar{\varphi}$  und die Differenz der Höhenunterschiede der Barriere  $\Delta\varphi$  aus den Fits der Gleichung 2.13 nach Brinkmann et al.. Die Größe der Elemente beträgt bei allen Messungen  $90 \text{ nm}^2$ .

die Barrierenhöhe mit der Barrierdicke zusammen. Auf den ersten Blick scheint es so zu sein, dass die Barrierenhöhe bei kleineren Barrierdicken zunimmt. Dies hängt aber mit dem großen Einfluss des Zulaufwiderstandes bei den relativ kleinen Widerständen der Tunnellelemente zusammen. Bei den Proben mit den Barrierdicken 1,5 - 2,1 in [nm] ist das zu erwartende Verhalten der Barriererniedrigung zu erkennen. Darüber hinaus wurden auch Messungen im Intervall  $[-1200 \text{ mV}; 1200 \text{ mV}]$  in 1 mV-Schritten gemessen. Mittels diesen sollte versucht werden, das Modell nach Gundlach/Hölzl auszuwerten. In Abbildung 4.6 sind die numerisch ermittelten Messwerte für die Auswertung des Modelles nach Gundlach/Hölzl aufgetragen. Aus der Glättung lässt sich das Maximum im rechten Bereich gut erkennen. Die Bereichstatistik ergab, dass sich das Maximum bei  $U=805,84 \text{ mV}$  befindet. Das entspricht also einer Barrierenhöhe von  $0,81 \text{ eV}$  nach dem Gundlach/Hölzl-Modell für eine Seite der Barriere. Um die andere Barrierenhöhe zu ermitteln müsste die Spannung umgepolt werden. Dies wurde jedoch im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht mehr getan. Vergleicht man den ermittelten Wert aus den numerisch ermittelten Messdaten mit der

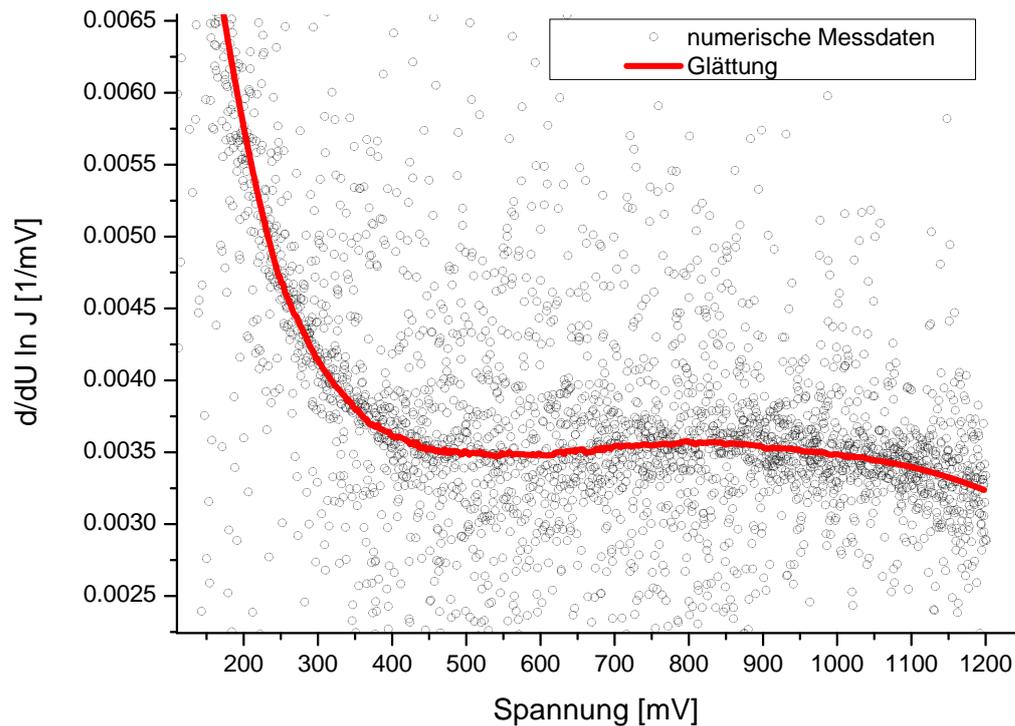


**Abbildung 4.5.:** Beispielhafte Messung der Strom-Spannungskennlinien. Wie zu erkennen ist, ist die Abweichung in dem Intervall  $[-500 \text{ mV}; 500 \text{ mV}]$  nur sehr gering. Danach nimmt sie stark zu. Dieses wurde nach Brinkmann et al. in seiner Arbeit erwähnt. Die Messung wurde in dem großen Intervall für die Auswertung des Modelles nach Gundlach und Hölzl getätigt.

mittleren Barrierenhöhe  $\bar{\varphi}$  aus Tabelle 4.3 nach dem Brinkmann-Modell liegen die Werte nahe beieinander. Dies deutet auf eine Bestätigung beider Modelle hin.

#### 4.2.5. Diskussion über die Auswertung der elektrischen Eigenschaften der MTJs

Die durchgeführten Kennlinien-Messungen bestätigen weitestgehend die Ergebnisse von Marvin Walter [14]. Die aus den Brinkmann-Fits ermittelten Barrierenhöhen und -differenzen gleichen sich mit denen von ihm ermittelten Werten. Die Proben aus Bielefeld weisen keinen reinen antiparallelen Zustand auf, was in Abbildung 4.2 gut zu sehen ist. Die Ursache dieses Effektes könnte in der Kopplung der magnetischen Schichten liegen. Da in den Proben die untere Schicht nicht „gepinnt“ ist, scheint das Umschalten der oberen Schicht zu bewirken, dass die untere Schicht mit umgeschaltet wird. Erst wenn das äußere Magnetfeld groß genug ist, lässt dieser Einfluss nach und es tritt der antiparallele Fall ein. Jedoch müssten hier nähere Untersuchungen beispielsweise zum Lagenwachstum der Schichten ge-



**Abbildung 4.6.:** Numerische ermittelte Messdaten aus der Kennlinienmessung zur Probe „vd120111-2.1“ am Element „F11R05E04“ im antiparallelen Zustand der Elektroden. Die rote Linie ist eine durchgeführte Glättung mittels des Savitzky-Golay-Algorithmus [21] mit 250 Punkten. Die Glättung dient dazu das Maximum im rechten Bereich besser zu erkennen.

tätigt werden. Die Proben der Arbeitsgruppe Münzenberg, die die MgO-Barriere mittels Elektronenstrahlverdampfen herstellen, weisen einen antiparallelen Zustand auf, der sich über ein größeres Magnetfeld erstreckt. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass die MgO-Barriere der Bielefelder Proben nicht die kristalline Strukturqualität der Proben aus der Göttinger Arbeitsgruppe erreichen.

# 5. Zusammenfassung

In diesem abschließenden Teil dieser Arbeit sollen die Ergebnisse zusammengefasst, erläutert und interpretiert werden. In Rahmen dieser Arbeit wurde der Tunneleffekt und die zum Verständnis beitragenden Modelle im theoretischen Teil, Kapitel 2, vorgestellt. Darüber hinaus wurden die experimentellen Grundlagen zur Herstellung von TMR-Elementen und MTJs in Kapitel 3 erläutert. Die eigene Probenherstellung konnte nicht durchgeführt werden. Da diese jedoch jetzt wieder funktioniert, kann sich in Zukunft mit dem Thema der CoFeB-Zusammensetzung befasst werden. In der Auswertung, Kapitel 4, wurden die verschiedenen Tätigkeiten und deren Ergebnisse im Rahmen dieser Bachelorarbeit erläutert und dargestellt. Die EDX-Messungen bestätigen das 1:1-Verhältnis von Co und Fe des  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ -Targets. Die Auswertung des Brinkmann-Modelles decken sich gut mit den ermittelten Werten von Marvin Walter in seiner Diplomarbeit [14]. Auch die exemplarische Auswertung des Gundlach/Hözl-Modelles stimmt gut mit den Messungen von Marvin Walter und den ermittelten Werten aus dem Brinkmann-Modell überein.

## 5.1. Ausblick

Die Probenherstellung in der Arbeitsgruppe Münzenberg konnte zum Ende meiner Arbeit wieder in Stand gebracht werden. Nun kann man sich erneut mit den CoFeB-Konzentration der magnetischen Schichten beschäftigt werden. Vor Allem hinsichtlich der Messungen für den Magneto-Seebeck-Effekte in Tunnelmagnetowiderstandselementen ist der Einfluss der Legierungskonzentration des CoFeB besonders interessant. Diesbezüglich werden in Zukunft weitere Untersuchungen durchgeführt. Des Weiteren müsste die elektrische Charakterisierung für das temperaturabhängige Modell nach Simmons et al. mittels PPMS (*engl. phy-*

## 5. Zusammenfassung

*sical property measurement system*) erfolgen. Eine weitere Überlegung wäre dann auch das Modell von Drewello et al. [6] zu untersuchen.

# Literaturverzeichnis

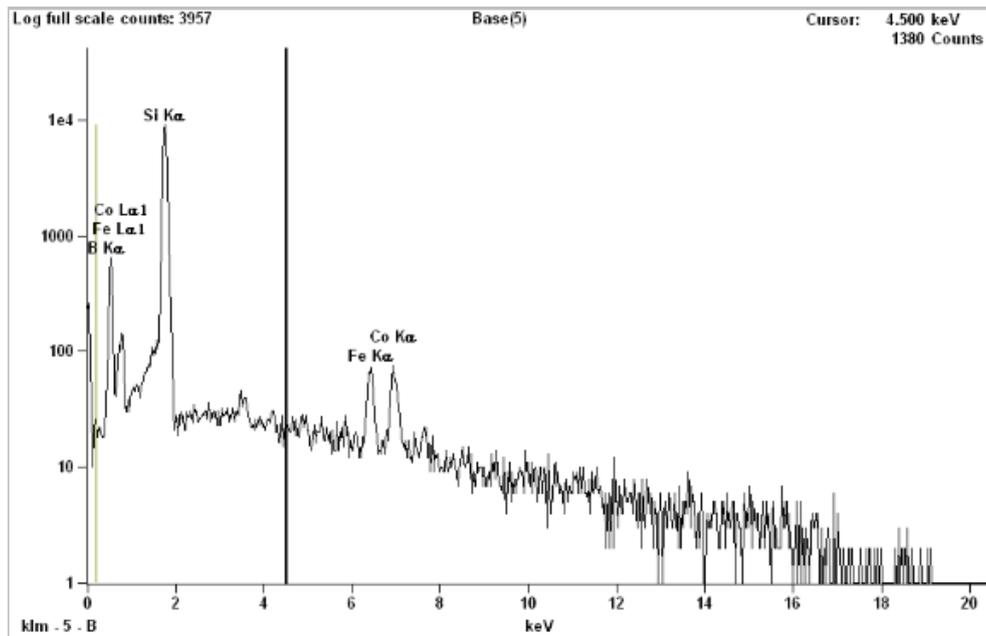
- [1] A.J. Garratt-Reed, D.C. Bell. *Energy-dispersive X-ray Analysis in the Electron Microscope*. Taylor and Francis, 1. edition, 2003. ISBN 0-203-48342-1.
- [2] H. Bethe A.Sommerfeld. *Aufbau der zusammenhängenden Materie*. Springer, 2. edition, 1933.
- [3] D. Bagayoko, A. Ziegler, and J. Callaway. Band structure of bcc cobalt. *Phys. Rev. B*, 27:7046–7049, Jun 1983. doi: 10.1103/PhysRevB.27.7046. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.27.7046>.
- [4] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches. *Phys. Rev. B*, 63(5):054416, Jan 2001. doi: 10.1103/PhysRevB.63.054416.
- [5] T. Dietl. *Spintronics*. Semiconductors and Semimetals. Elsevier, 2008. ISBN 9780080449562. URL [http://books.google.de/books?id=kHmM9Hz\\_kLIC](http://books.google.de/books?id=kHmM9Hz_kLIC).
- [6] V. Drewello, J. Schmalhorst, A. Thomas, and G. Reiss. Evidence for strong magnon contribution to the tmr temperature dependence in mgo based tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 77:014440, Jan 2008. doi: 10.1103/PhysRevB.77.014440. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.014440>.
- [7] Gerrit Eilers. Grundlegende Untersuchungen zu Tunnelmagnetowiderstandselementen: Schichtraugigkeit, Tunnelbarrier und mikromagnetische Simulationen. Master's thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 2004.
- [8] David J. Griffiths. *Introduction to Quantum Mechanics*. Pearson Education, 4. edition, 2008. ISBN 81-7758-230-5.

- [9] Walter A. Harrison. Tunneling from an independent-particle point of view. *Phys. Rev.*, 123:85–89, Jul 1961. doi: 10.1103/PhysRev.123.85. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.123.85>.
- [10] J. J. Hauser and L. R. Testardi. Tunneling and band structure in semimetals. *Phys. Rev. Lett.*, 20:12–15, Jan 1968. doi: 10.1103/PhysRevLett.20.12. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.12>.
- [11] Mark Johnson. Theory of spin-dependent transport in ferromagnet-semiconductor heterostructures. *Phys. Rev. B*, 58(15):9635–9638, Oct 1998. doi: 10.1103/PhysRevB.58.9635.
- [12] Kawahara, T.; Takemura, R.; Miura, K.; Hayakawa, J.; Ikeda, S.; Young Min Lee; Sasaki, R.; Goto, Y.; Ito, K.; Meguro, T.; Matsukura, F.; Takahashi, H.; Matsuoka, H.; Ohno, H. 2 Mb SPRAM (SPin-Transfer Torque RAM) With Bit-by-Bit Bi-Directional Current Write and Parallelizing-Direction Current Read. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 43(11):109–120, 2008. URL <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/login.jsp?tp=&arnumber=4443191&url=http%3A%2F%2Fieeexplore.ieee.org%2Fiel5%2F4%2F4443178%2F04443191.pdf%3Farnumber%3D4443191>.
- [13] K.H. Gundlach and J. Hoelzl. Logarithmic conductivity of Al|Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>|Al tunneling junctions produced by plasma- and by thermal oxidation. *Surface Science*, 27(1): 125 – 141, 1971. ISSN 0039-6028. doi: 10.1016/0039-6028(71)90166-X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003960287190166X>.
- [14] Marvin Walter. Untersuchung der Transporteigenschaften von CoFeB|MgO|CoFeB-Tunnelmagnetowiderstandselementen. Master’s thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 2009.
- [15] J. Mathon and A. Umerski. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction. *Phys. Rev. B*, 63:220403, May 2001. doi: 10.1103/PhysRevB.63.220403. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.220403>.
- [16] M.Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett*, 54(3), 1975.

- [17] 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(16):3273–3276, Apr 1995. doi: 10.1103/PhysRevLett.74.3273.
- [18] Wolfgang Nolting. *Quantenmechanik 5/1: Grundlagen*. Springer, 7. edition, 2008. ISBN 3-540-68868-6.
- [19] Matthias Opel. *Magnetismus: Vorlesungsskript*. WS 2004/2005 TU München, 2005.
- [20] J. M. Rowell. *Tunneling Phenomena in Solids*. Plenum Press, Inc., 1969.
- [21] Abraham. Savitzky and M. J. E. Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical Chemistry*, 36(8):1627–1639, 1964. doi: 10.1021/ac60214a047. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ac60214a047>.
- [22] John G. Simmons. Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similiar Electrodes Separated by a Thin Insulationg Film. *J. Appl. Phys*, 34(6):1793–1803, Jan 1963. doi: 10.1063/1.1702682.
- [23] John G. Simmons. Generalized Thermal J-V Characteristic for the Electric Tunnel Effect. *J. Appl. Phys*, 35(9):2655–2658, Apr 1964. doi: 10.1063/1.1713820.
- [24] Joachim Sthoer and Hans Christoph Siegmann. *Magnetism*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, [New York], 2006. ISBN 3-540-30282-4. URL <http://www.worldcat.org/oclc/318296193>.
- [25] R. Stratton. Diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers. *Phys. Rev.*, 126:2002, 1962.
- [26] J. M. Rowell W. F. Brinkmann, R. C. Dynes. Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers. *J. Appl. Phys.*, 41(5):1915–1921, Apr 1970. doi: 10.1063/1.1659141.
- [27] Walter, M.; Walowski, J.; Zbarsky, V.; Münzenberg, M.; Schäfers, M.; Ebke, D.; Reiss, G.; Thomas, A.; Peretzki, P.; Seibt, M.; Moodera, J. S.; Czerner, M.; Bachmann, M.; Heiliger, C. Seebeck effect in magnetic tunnel junctions. *Nature Materials*, 10(4): 742–746, 2011. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nmat3076>.
- [28] S Yuasa and D D Djayaprawira. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline mgo(0 0 1) barrier. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(21):R337, 2007. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/40/i=21/a=R01>.

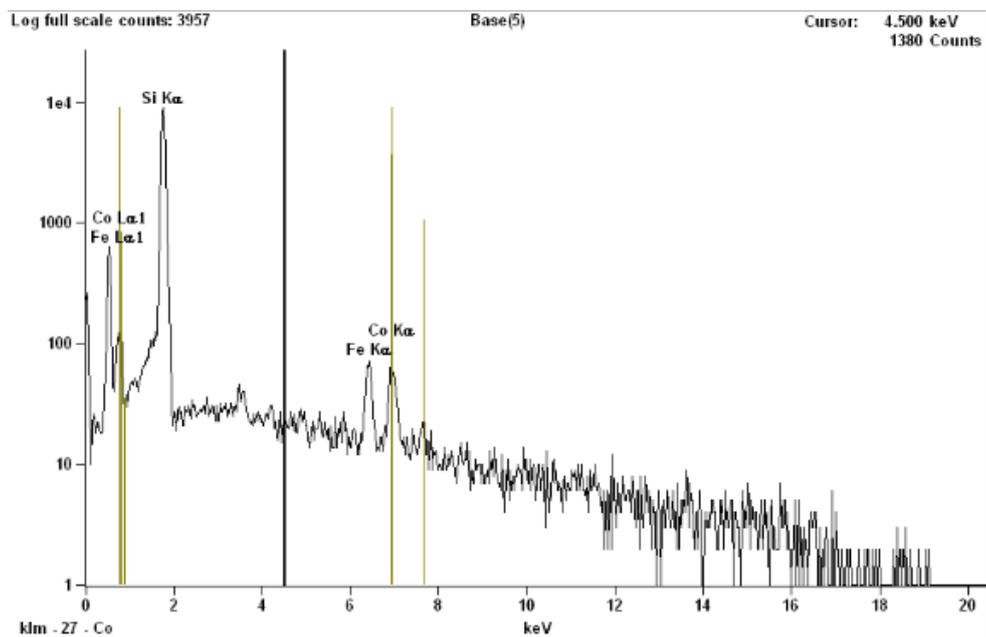
- [29] Vladyslav Zbarsky. Charakterisierung und Optimierung der magnetischen Tunnellelemente. Master's thesis, Georg-August-Universität Göttingen, April 2011.
- [30] X.-G. Zhang, W. H. Butler, and Amrit Bandyopadhyay. Effects of the iron-oxide layer in Fe-FeO-MgO-Fe tunneling junctions. *Phys. Rev. B*, 68(9):092402, Sep 2003. doi: 10.1103/PhysRevB.68.092402.
- [31] Michael Ziese and Martin J. Thornton. *Spin electronics*. Springer, New York, 2001. ISBN 9783540418047. URL <http://www.worldcat.org/oclc/46641712>.

# A. Anhang



Quantitative Results Base(5)

Element Line	Net Counts	ZAF	Atom %	Atom % Error
B K	120	4.501	86.59	+/- 12.99
Fe K	834	1.126	6.37	+/- 0.70
Co K	824	1.152	7.04	+/- 0.83
<b>Total</b>			100.00	



Quantitative Results Base(5)

Element Line	Net Counts	ZAF	Atom %	Atom % Error
Fe K	834	0.991	47.67	+/- 5.20
Co K	824	1.008	52.33	+/- 6.16
<b>Total</b>			100.00	

Abbildung A.1.: Aufgenommene Messgraphen mittels EDX.

# Danksagung

Ich danke der Arbeitsgruppe Münzenberg für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit bei ihnen durchgeführt haben zu dürfen. Das Klima in der Arbeitsgruppe hat mir stets gefallen, auch wenn die Arbeit nicht zu den erhofften Ergebnissen geführt hat. Konstruktive Kritik und ein ehrlicher Umgang waren stets eine große Hilfe. Auch außerhalb der universitären Aktivitäten.

Des Weiteren möchte ich Christof Naumzik, Janeta Klaus, Steffen Henkelmann und Marvin Walter dafür danken, dass sie diese Arbeit Korrektur gelesen haben.

Ganz besonderen Dank gelten meiner Freundin Janeta Klaus und meiner Familie, namentlich meinen Eltern Carla und Matthias Marahrens und meinen Geschwistern Jana und Tonia Marahrens, für ihre Unterstützung, sowohl bei dieser Arbeit, als auch während meines gesamten Bachelorstudiums. Vielen herzlichen Dank.

**Erklärung** nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbstständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestanden Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 18. Juni 2012

(Mirco Marahrens)