

---

# GMR-EFFEKT

---

Physikalisches Praktikum B  
am  
II.Physikalisches Institute

7.06.2016

Ritvik Marwaha  
Julian Böing

**Betreuer:**  
Steffen Harms

---



# Contents

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
2.1	Magnetismus . . . . .	1
2.2	Hystereseverhalten . . . . .	2
2.3	Spin . . . . .	3
2.4	Das magnetische Moment . . . . .	3
2.5	Der GMR-Effekt . . . . .	4
2.6	Zwischenschichtkopplung . . . . .	6
2.7	Andere magnetoresistive Effekte . . . . .	8
2.7.1	Gewöhnlicher MR-Effekt . . . . .	8
2.7.2	Tunnelmagnetwiderstand (TMR) . . . . .	8
2.7.3	Anisotroper magnetoresistiver Effekt (AMR) . . . . .	8
2.7.4	Kolossaler magnetoresistiver Effekt (CMR) . . . . .	8
2.8	Spin-Valve-Systeme . . . . .	9
2.9	GMR-Sensoren . . . . .	10
2.9.1	Die Whatstone-Brücke . . . . .	11
2.10	Messung des GMR-Effekts . . . . .	12
2.11	Systemabhängige Messergebnisse . . . . .	12
2.11.1	Antiferromagnetische Kopplung . . . . .	12
2.11.2	Schichtsysteme unterschiedlicher Koerzitivfeldstärken . . . . .	13
2.11.3	Pinning-Systeme . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>15</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>15</b>
4.1	Eichung zur Strom . . . . .	15
4.2	Eichung zum Magnetfeld . . . . .	19
4.3	GMR-Effekt an Schichtsystemen . . . . .	23



# 1 Einleitung

In diesem Versuch soll der "Giant-Magnetoresistance-Effekt", kurz GMR untersucht werden. Dieser Effekt wurde 1897 entdeckt, allerdings bekamen erst Albert Fert und Peter Grünberg 2007 für die endgültige Entdeckung 2007 den Nobelpreis für Physik. Der GMR-Effekt beschreibt die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von einem äußeren Magnetfeld. Hierbei kann unterschieden werden zwischen einem negativem Magnetwiderstand, bei dem der Widerstand unter Einfluss eines magnetischen Feldes abnimmt, und einem positiven Magnetwiderstand, bei dem der elektrische Widerstand dem entsprechend steigt. Um aber nun die weiteren Details zu erläutern, müssen zunächst einige physikalische Grundlagen geschaffen werden.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Magnetismus

Magnetismus ist vor allem in der Festkörperphysik ein sehr bedeutendes Themengebiet. Aus dem Alltag sind die anziehenden und abstoßenden Kräfte aus vielen Bereichen bekannt. Eine klassische physikalische Beschreibung der magnetischen Effekte ist aber kaum möglich. Quantenphysikalisch liegt die Ursache für die aus dem Alltag bekannten Phänomenen in dem magnetischen Moment der Elektronen durch ihren Spin und den Bahndrehimpuls. Als Modell dient in den meisten Fällen die Vorstellung von elementaren magnetischen Momenten, die in der Schule oft als Stabmagneten dargestellt wurden und deren Ausrichtung von den physikalischen Gegebenheiten abhängt. Es treten je nach Kopplung dieser Momente und Beeinflussbarkeit durch äußere Felder verschiedene Arten von Magnetismus auf, die im Folgenden erläutert werden sollen.

- **Diamagnetismus** Bringt man ein Objekt in ein magnetisches Feld, so induziert dieses Feld einen Strom in den Elektronenhüllen der Atome und führt so zu einem, dem äußeren Magnetfeld entgegen gerichteten Magnetfeld. Diamagnetismus führt also zu einer Abschwächung des Magnetfeldes im Inneren des Objektes. Gibt es in diesem Objekt keine ungepaarten Elektronen, so ist der Diamagnetismus die einzig auftretende Form des Magnetismus.
- **Paramagnetismus** In einem Paramagneten besitzen die einzelnen Atome magnetische Momente, die sich bei Anlegen eines äußeren magnetischen Feldes parallel zu diesem ausrichten. Das innere Feld wird bei einem Paramagneten also verstärkt. Aufgrund der untereinander ungekoppelten Momente in einem idealen Paramagneten bricht die Ausrichtung der einzelnen magnetischen Momente nach dem Ent-

fernen des äußeren Feldes zusammen und das Material bleibt nicht "magnetisch".

- **Ferromagnetismus** In einem ferromagnetischen Material sind die einzelnen atomaren magnetischen Momente nicht voneinander unabhängig. Es liegt eine Nahordnung vor, durch die sich Bereiche gleicher Ausrichtung bilden, sogenannte weisssche Bezirke. Die Ausrichtung dieser weissschen Bezirke ist statistisch verteilt, sodass das Material insgesamt magnetisch neutral erscheint. Legt man nun ein äußeres Feld an, so richten sich die weissschen Bezirke aus und das innere Magnetfeld wird verstärkt. Der Unterschied zum Paramagneten ist, dass diese Ausrichtung auch bei Wegfall des äußeren Feldes erhalten bleibt. Erst durch Erhitzen des Materials über die ferromagnetische Curie-Temperatur geht diese Ausrichtung verloren.

## 2.2 Hystereseverhalten

Als Hystereseverhalten bezeichnet man eine Eigenschaft, bei der eine Größe nicht nur von einer zeitlichen Variable abhängt, sondern auch von deren zeitlichem Verlauf. Abbildung 1 zeigt die Hysteresekurve eines Ferromagneten. Befindet sich das Material in einem nicht magnetisiertem Zustand, so befinden wir uns genau im Nullpunkt der Hysteresekurve. Wird nun ein magnetisches Feld angelegt, so werden die magnetischen Momente entlang der magnetischen Feldlinien ausgerichtet (vgl. Abschnitt 2.1) und das Material wird magnetisiert. Irgendwann ist eine Sättigung erreicht, sodass die Magnetisierung trotz ansteigendem Magnetfeld nicht mehr zunimmt. Schaltet man nun das äußere Feld aus, so bleibt eine bestimmte Magnetisierung übrig, die sogenannte Remanenzfeldstärke. Polt man nun das Magnetfeld um, so sinkt die Magnetisierung auf Null bevor sie mit umgekehrten Vorzeichen wieder steigt. Das Feld, das für die Aufhebung der Magnetisierung notwendig ist, nennt man Koerzitivfeld.

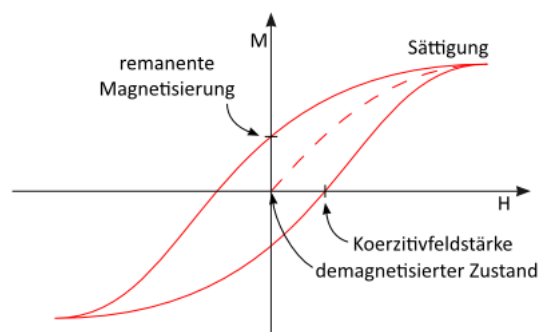


Figure 1: Hysteresekurve eines Ferromagneten <sup>1</sup>

## 2.3 Spin

Der Spin beschreibt den Eigendrehimpuls von Teilchen, die sich in der klassischen Vorstellung um ihre eigene Achse drehen. Quantenphysikalisch tritt der Spin nur in halbzahligen Vielfachen der Planck'schen Konstante  $\hbar$  auf, weshalb ihm auch die Spinquantenzahl  $s$  zugesprochen wird. Bis jetzt sind Teilchen mit den Spinquantenzahlen  $0, \frac{1}{2}$  und  $1$  bekannt, wobei solche mit halbzahligem Spin als Fermionen, und welche mit ganzzahligem Spin als Bosonen bezeichnet werden. Elektronen gehören zu den Fermionen, wobei der Spin aber sowohl mit positivem, als auch mit negativem Vorzeichen auftritt. Hierbei beschreibt das Vorzeichen die Ausrichtung des Spins. Je nach Ausrichtung beschreibt man Elektronen dann mit Spin up oder Spin down. Berücksichtigt man neben dem Spin auch noch den Bahndrehimpuls der Elektronen um einen Atomkern, so ergibt sich für den Gesamtdrehimpuls:

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L} \quad (1)$$

## 2.4 Das magnetische Moment

Das in Abschnitt 2.1 bereits erwähnte magnetische Moment wird im Allgemeinen wie folgt definiert:

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int (\vec{r} \times \vec{j}(\vec{r})) d^3r \quad (2)$$

mit der Stromdichte  $\vec{j}(\vec{r})$ . Befindet sich ein Teilchen mit magnetischem Moment in einem Magnetfeld, so besitzt es die potentielle Energie  $E_{pot}$  und es wirkt die Kraft  $\vec{F}$  nach:

$$E_{pot} = -\vec{m} \cdot \vec{B} \quad (3)$$

$$\vec{F} = \vec{\nabla} (\vec{m} \cdot \vec{B}) \quad (4)$$

Auch der Spin erzeugt wie in Abschnitt 2.3 beschrieben ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}_s$  welches durch den folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \cdot \vec{S} \quad (5)$$

---

<sup>1</sup><https://lp.uni-goettingen.de/get/image/6518>

mit der Elementarladung  $e$  und der Elektronenmasse  $m_e$ . Als Bohr'sches Magneton  $\mu_B$  bezeichnet man das magnetische Moment eines Teilchens mit der Bahndrehimpulsquantenzahl  $l = 1$ :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,2732 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \quad (6)$$

Möchte man das magnetische Moment eines Teilchens bestimmen, dessen Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  sich wie oben schon erwähnt aus Spin und Bahndrehimpuls zusammensetzt, so kann dies durch das sogenannte gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  bestimmt werden:

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{J} \quad (7)$$

wobei  $\gamma$  eine teilchenspezifische Konstante ist. Es gilt mit dem Landé-Faktor  $g_j$  zusätzlich:

$$\gamma = \mu_B \cdot g_j \quad (8)$$

Daraus folgt nun für das magnetische Moment:

$$\vec{\mu} = \mu_B \cdot g_j \cdot \vec{J} \quad (9)$$

Der in Formel 8 eingeführte Landé-Faktor soll die Diskrepanz zwischen dem theoretisch vorhergesagtem magnetischem Moment und den experimentell ermittelten Werten ausgleichen. Die auch als g-Faktor bezeichnete Proportionalitätskonstante ist abhängig vom jeweiligen Spin und Bahndrehimpuls eines Teilchens und nimmt den Wert 1 an, wenn kein Spinanteil zum Gesamtdrehimpuls beiträgt. Für Teilchen ohne Bahndrehimpulsanteil ist  $g_s \approx 2$ . Allgemein kann der g-Faktor durch den folgenden Ausdruck ermittelt werden:

$$g_j = \frac{j(j+1) + s(s+1) + l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (10)$$

## 2.5 Der GMR-Effekt

Der elektrische Widerstand eines Materials hängt von einigen Faktoren ab wie zum Beispiel deren Legierungen oder auch der Temperatur. Auch ein äußeres Magnetfeld kann die Leitfähigkeit eines Materials beeinflussen. Diesen Effekt bezeichnet man als Magnetoresistance (MR). Wird der elektrische Widerstand durch Anlegen eines magnetischen Feldes größer, so bezeichnet man ihn als positiven Magnetwiderstand. Wird er kleiner, so spricht man dementsprechend von einem negativen Magnetwiderstand. Um diesen Effekt zu quantisieren, wird seine Stärke durch das Verhältnis vom Widerstand



unter Einfluss eines Feldes zu dem ohne äußeres Feld angegeben:

$$MR = \frac{R_H - R_0}{R_0} \quad (11)$$

Üblicherweise gibt man dieses Verhältnis in Prozent an, sodass sich ergibt:

$$MR = \frac{R_H - R_0}{R_0} \cdot 100 \quad (12)$$

Da der MR-Effekt nicht allzu große Dimensionen annimmt, beschäftigen wir uns hier allerdings mit dem GMR-Effekt. Dieser kann je nach Materialaufbau, Temperatur sowie weiteren Parametern von einigen wenigen Prozent bis zu mehreren Hundert Prozent reichen. Um diesen Effekt möglichst aufschlussreich zu beobachten, konstruiert man Schichtsysteme aus unterschiedlichen Materialien, um diesen Effekt auch für die Industrie, z.B. für Festplattenleseköpfe nutzbar zu machen und Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften der GMR-Probe nehmen zu können.

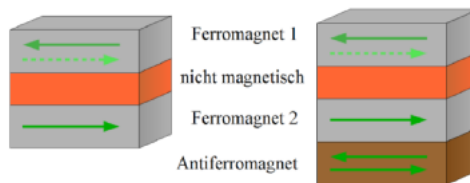


Figure 2: GMR-Schichtsystem <sup>2</sup>

Erste Beobachtung des GMR-Effekts wurden an Schichtsystemen aus zwei ferromagnetischen und einem nicht-magnetischen Material (Schichtdicke:  $1nm$ ) gemacht. Alle Schichtmaterialien müssen dabei elektrisch leitend sein, damit ein Stromfluss überhaupt möglich ist. Bei diesen Materialstärken koppeln die beiden ferromagnetischen Schichten, wobei die beiden äußeren Schichten entweder parallel, oder antiparallel koppeln können. Diese Kopplung bezeichnet man dann als ferromagnetisch im ersten Fall, und antiferromagnetisch im Zweiten. Fließt jetzt Strom senkrecht zum Schichtsystem, so müssen die Ladungsträger, also in unserem Fall Elektronen das Schichtsystem passieren. Man betrachtet jetzt erst einmal Leiterelektronen mit Spin up und Spin down getrennt. Haben die Elektronen die gleiche Spinausrichtung wie die der Teilchen im Material, das sie durchdringen, so können sie leichter passieren. Sind sie antiparallel ausgerichtet, so ist der Widerstand höher. Dieser Effekt lässt sich quantenphysikalisch durch das Pauli-Verbot erklären. Das Pauli-Prinzip besagt, dass Elektronen, also Fermionen nicht im selben Quantenzustand sein können. Sind die Spins parallel ausgerichtet,

---

<sup>2</sup>Quelle: Anleitung

so können die Elektronen nicht am selben Ort sein, sodass sie das Material leichter durchdringen können. Bei antiparalleler Ausrichtung kann der selbe Ort besetzt werden, sodass die Elektronen schlechter passieren können. Der elektrische Widerstand bei paralleler Ausrichtung ist also kleiner als der bei antiparalleler Ausrichtung. Da die Elektronen allerdings zwei ferromagnetischen Schichten durchqueren müssen, kann der Gesamtwiderstand durch eine Reihen- und Parallelschaltung von Widerständen errechnet werden. In Abbildung 2 ist solch ein Schichtsystem schematisch dargestellt. Für die parallele Ausrichtung ergibt sich durch Anwendung der Kirchhoff'schen Regeln:

$$R_p = \left( \frac{1}{2R_{||}} + \frac{1}{2R_{\uparrow\downarrow}} \right)^{-1} = \frac{2R_{||}R_{\uparrow\downarrow}}{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}}$$

Sowie für die antiparallele Ausrichtung und dem folgenden Vergleich ergibt sich:

$$\begin{aligned} R_{ap} &= \left( \frac{1}{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}} \right)^{-1} = \frac{1}{2} (R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}) \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{2R_{||}R_{\uparrow\downarrow}}{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}} + \frac{R_{||}^2 + R_{\uparrow\downarrow}^2}{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}} \right) > R_p \quad , \end{aligned}$$

für  $R_{\uparrow\downarrow} > R_{||} > 0$ .

Ist der magnetoresistive Effekt negativ ( $R_{ap} > R_p$ ), wird  $MR$  als der GMR-Effekt definiert. Es gilt:

$$\begin{aligned} GMR = -MR &= \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} \\ &= \left[ \left( \frac{R_{||}R_{\uparrow\downarrow} + 0.5(R_{||}^2 + R_{\uparrow\downarrow}^2)}{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}} \right) - \frac{2R_{||}R_{\uparrow\downarrow}}{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}} \right] \frac{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}}{2R_{||}R_{\uparrow\downarrow}} \\ &= \frac{(R_{||} - R_{\uparrow\downarrow})^2}{2(R_{||} + R_{\uparrow\downarrow})} \cdot \frac{R_{||} + R_{\uparrow\downarrow}}{2R_{||}R_{\uparrow\downarrow}} = \frac{(R_{||} - R_{\uparrow\downarrow})^2}{4R_{||}R_{\uparrow\downarrow}} \end{aligned}$$

Es ist erkennbar, dass je größer die Differenz der Streuraten zwischen paralleler und antiparalleler Spinorientierung bzw. zwischen den Widerständen ist, desto größer ist der GMR-Effekt.

## 2.6 Zwischenschichtkopplung

Die bereits beschriebene Zwischenschichtkopplung der ferromagnetischen Schichten soll in diesem Abschnitt etwas genauer beleuchtet werden. Die Kopplung der ferromagnetischen Schichten ist auf Quanteninterferenzeffekte zurück zu führen, die stark von den Schichtdicken abhängen. Diese Abhängigkeit wird durch die Betrachtung der Potentiale in Abbildung 3 deutlicher.

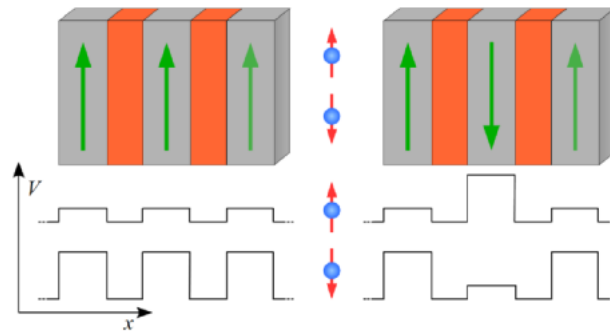


Figure 3: Potentialverlauf für Elektronen im Spin-Valve-Schichtsystem <sup>3</sup>

Aufgrund der in Abschnitt 2.5 näher beschriebenen Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Ausrichtung der ferromagnetischen Schichten erfahren die Elektronen auf ihrem Weg durch das Schichtsystem mehrere Potentialtöpfe unterschiedlicher Tiefe. Die Breite dieser Potentiale wird durch die Trennschichtstärke bestimmt. Innerhalb dieser Potentialtöpfe nimmt sowohl der Elektronenimpuls, als auch ihre Energie diskrete Werte an, die wiederum stark von den Zwischenschichtstärken abhängen. Ist die Schichtstärke gering, so liegen die Energieniveaus höher als bei großen Schichtabständen. Bei der ferromagnetischen Kopplung vergrößert man die Schichtdicken, bis ein zuvor unbesetztes Niveau unter die Fermienergie (größte besetzte Energie der gebundenen Zustände) gerät und so die Energie ein Niveau höher springt. Dieser Effekt führt zu einer Oszillation der Energie, und damit der Potentialtopftiefe abhängig von Zwischenschichtstärke. Im Gegensatz dazu sind die Schichtstärken bei der antiferromagnetischen Kopplung so groß, dass die Energie als konstant angesehen werden kann. Vergrößert man nun theoretisch die Schichtdicke langsam, so wechseln sich die beiden Kopplungsarten bezüglich der niedrigsten Energie immer wieder ab, sodass durch die Konstruktion der Schichtsysteme Einfluss auf die Kopplung genommen werden kann. Abbildung 4 zeigt noch einmal diesen Zusammenhang zwischen Schichtstärke und Kopplungsart.

<sup>3</sup>Quelle: Versuchsanleitung

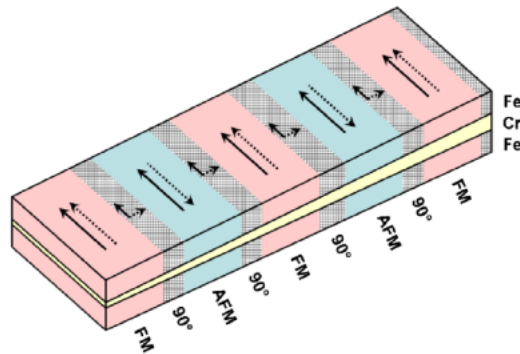


Figure 4: Abhängigkeit der Kopplungsart von der Zwischenschichtstärke <sup>4</sup>

## 2.7 Andere magnetoresistive Effekte

### 2.7.1 Gewöhnlicher MR-Effekt

Der gewöhnliche MR-Effekt wurde schon in Abschnitt 2.5 erläutert. Dieser kann durch die aufgrund des Magnetfeldes auf die Elektronen ausgeübte Lorentzkraft erklärt werden, die zu einer Ablenkung und damit zu einer Verlängerung des zurückzulegenden Wegs führt - der Widerstand steigt.

### 2.7.2 Tunnelmagnetwiderstand (TMR)

Der Tunnelmagnetwiderstand ist auf die Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen durch die isolierende Schicht zurückzuführen. Diese Wahrscheinlichkeit hängt sowohl von der Zwischenschichtstärke und, wie beim GMR-Effekt von der Ausrichtung der beiden ferromagnetischen Schichten ab.

### 2.7.3 Anisotroper magnetoresistiver Effekt (AMR)

Der anisotrope magnetoresistive Effekt beruht auf der Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes vom Winkel zwischen Strom und Magnetfeld. Sind beide Größen parallel zueinander, so ist der Widerstand leicht geringer und der Strom somit größer. Es handelt sich hierbei um einen positiven MR-Effekt der in allen ferromagnetischen Materialien auftritt. Die Größenordnung dieses Phänomens liegt deutlich unter dem des GMR-Effekts sodass der AMR-Effekt bei unseren Betrachtungen vernachlässigt werden kann.

### 2.7.4 Kolossaler magnetoresistiver Effekt (CMR)

Der CMR-Effekt schlägt deutlich mehr ins Gewicht als der AMR-Effekt. Dieser beruht auf der Verschiebung der Bandstruktur im Magnetfeld. Diese

<sup>4</sup>Quelle: Versuchsanleitung

Verschiebung kann so groß sein, dass aus einem Isolator ein Leiter wird. Dieses Phänomen tritt aber nur in bestimmten Materialien und bei sehr großen Feldstärken auf. Aus diesem Grund ist auch der CMR-Effekt für uns nicht von Bedeutung.

## 2.8 Spin-Valve-Systeme

Der GMR-Effekt ist mit dem in Abschnitt 2.5 erläuterten Aufbau messbar und auch in kleinem Rahmen nutzbar. Allerdings wäre dieser zum einen aufgrund der geringen Empfindlichkeit wegen hoher Koerzitivfeldstärken und zum anderen wegen der technisch aufwändigen Herstellung der hoch präzisen Trennschichten für industrielle Anwendungen nicht geeignet. Abhilfe schaffen die sogenannten Spin-Valve-Systeme (vgl. Abbildung 2). Diese besitzen eine viel dickere nicht-magnetische Trennschicht, wodurch eine Kopplung der beiden magnetischen Schichten auf die weiter oben beschriebene Weise nicht mehr möglich ist und bestehen aus einem Material mit geringen Koerzitivfeldstärken. Um trotzdem ein GMR-Effekt zu erzielen, können entweder zwei Materialien mit unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken verwendet werden, sodass sich die Spinausrichtung in der Probe phasenverschoben umkehren. Dadurch wechseln sich parallele und antiparallele Ausrichtung ab und der Widerstand kann so beeinflusst werden. Eine zweite Möglichkeit ist, auf die eine Seite des Schichtsystems ein antiferromagnetisches Material aufzubringen (vgl. Abbildung 2, rechts). Dadurch wird die Magnetisierungsrichtung der einen Seite festgelegt. Dieses Verfahren wird als Pinning bezeichnet. Die beiden Spin-Valve-Systeme sind in Abbildung 2 dargestellt.

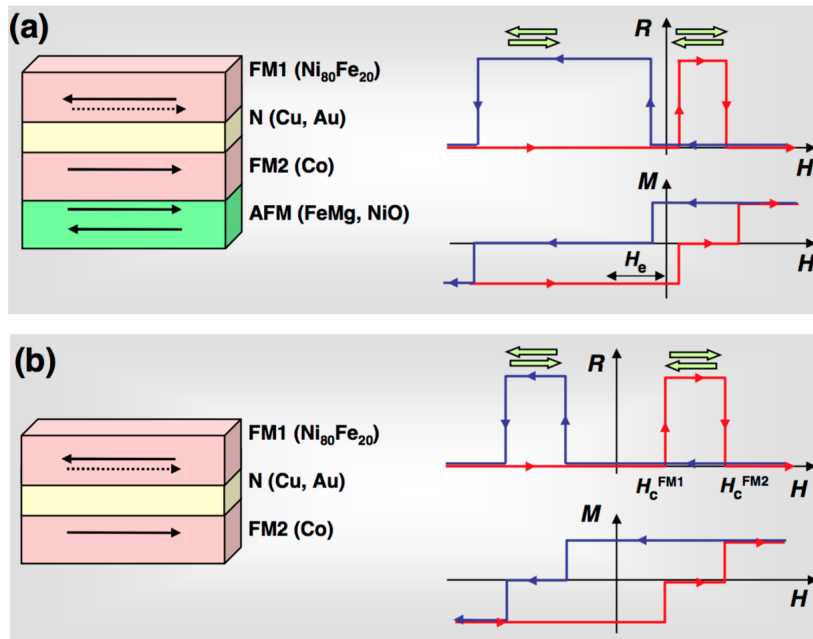


Figure 5: (a) Spin-Valve-System mit antiferromagnetischer Pinningschicht  
(b) ein Spin-Valve-System ohne AFM-Pinningschicht <sup>6</sup>

Von Bedeutung ist nun noch die Stromflussrichtung. Intuitiv, und auch zur Verdeutlichung des Effektes sinnvoll, ist die Stromrichtung senkrecht zu den einzelnen Schichten. Aufgrund der kleinen Schichtstärken ist der Effekt allerdings sehr klein, sodass das sogenannte *Current Perpendicular to Plane*-Verfahren (kurz: CPP) in der Praxis nur selten zum Einsatz kommt. Deutlich häufiger wird die *Current in Plane*-Geometrie verwendet. Dort fließt der Strom parallel zu den Schichten. Auf atomarer Ebene durchlaufen die Elektronen das System allerdings nicht geradlinig, sondern durchlaufen die Grenzflächen während ihres Weges immer wieder, sodass der GMR-Effekt deutlich stärker ist als bei dem CCP-Aufbau.

## 2.9 GMR-Sensoren

Der Aufbau eines GMR-Sensors ist relativ einfach. Als Grundschialtung verwendet man die sogenannte Wheatstone-Brücke zur genauen Widerstandsmessung (genauer zur Wheatstone-Brücke: Siehe Abschnitt 2.9.1). Um mit diesem Aufbau die gewünschten Größen zu ermitteln, werden die vier Widerstände durch Schichtsysteme ersetzt, wobei zwei von ihnen (in unserer Zeichnung wären es  $R_1$  und  $R_2$ ) vom äußeren Magnetfeld abgeschirmt werden. Da sich jetzt nur noch die Widerstände  $R_3$  und  $R_4$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld

<sup>6</sup>[http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/ME/ME\\_Kapitel5.pdf](http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/ME/ME_Kapitel5.pdf)

ändern kann über die Wheatstone-Brücke diese Änderung und damit das Magnetfeld bestimmt werden.

### 2.9.1 Die Wheatstone-Brücke

Die Wheatstone-Brücke ist eine Schaltung zur sehr genauen Messung elektrischer Größen. Wir beschränken uns hier allerdings auf die Messung von Widerständen. Sie besteht, wie in Abbildung XXXX zu sehen, aus 4 Widerständen, die zu einem Kreis zusammen geschaltet sind. Auf der einen Diagonalen wird eine Gleichspannung angelegt und auf der anderen Seite greift man die Spannung zur Messung ab. Die Brücke ist abgeglichen, wenn die Spannung am Voltmeter Null ist, und somit der Strom in beiden Armen gleich. Nach Kirchhoff gilt dann:

$$R_1 \cdot I_1 = R_3 \cdot I_2 \text{ und } R_2 \cdot I_1 = R_4 \cdot I_2 \quad (13)$$

$$\Rightarrow \frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} \quad (14)$$

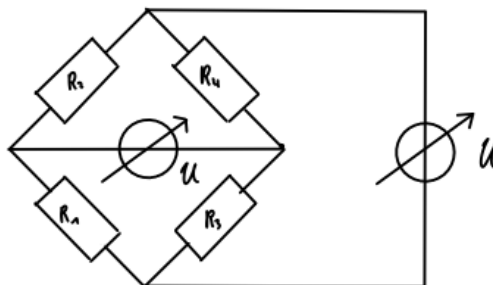


Figure 6: Die Wheatstone-Messbrücke

Ist jetzt einer der Widerstände unbekannt, so kann durch Variation der anderen und durch Abgleichen der Wheatstone-Brücke mithilfe von (14) bestimmt werden.

In unserem Versuchsaufbau (VGL ABBILDUNG) ist der in Abschnitt 3.1 beschriebene Schwingkreis mit der Probe einer der Widerstände in der Wheatstonebrücke. Vor der Messung wird die Brücke abgeglichen, sodass keine Spannung mehr auf der Diagonalen anliegt. Absorbiert die Probe nun während der Messung HF-Strahlung, so ändert sich die Impedanz des Schwingkreises und eine Spannung kann an der Diagonalen abgegriffen und ausgewertet werden.

## 2.10 Messung des GMR-Effekts

Zur Messung des GMR-Effekts wird zusätzlich zur Wheatstone-Brücke die sogenannte Vierpunktmethode angewendet. Sie dient der genauen Widerstandsmessung ohne Verfälschung durch die Messspitzen, beziehungsweise deren Widerstand. Die Vierpunktmethode verwendet, wie in Abbildung XXX ersichtlich vier äquidistante Messspitzen, die auf die Probe gesetzt werden. Durch die beiden äußeren wird ein Strom gelegt, dessen Betrag bekannt ist. Die beiden inneren Spitzen messen den Spannungsabfall.

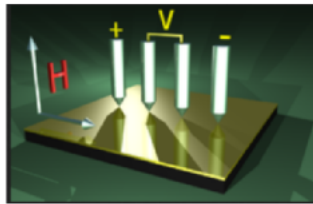


Figure 7: Vierpunktmethode zur Widerstandsmessung <sup>7</sup>

## 2.11 Systemabhängige Messergebnisse

Führt man einige Messungen des Widerstandes in Abhängigkeit des Magnetfeldes durch, so erhält man je nach Schichtsystem unterschiedliche Ergebnisse. In diesem Abschnitt sollen sie kurz erläutert werden, um die Messergebnisse in der Auswertung besser deuten zu können.

### 2.11.1 Antiferromagnetische Kopplung

Bei Schichtsystemen antiferromagnetischer Kopplung ist der Widerstand direkt proportional zum Magnetfeld. Es ergibt sich also ein linearer Verlauf mit einem Maximum bei der Magnetfeldstärke  $B = 0$  wie in Abbildung XXX zu sehen.

---

<sup>7</sup>[https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/0/08/Fourpointprobe\\_GMR.png/220px-Fourpointprobe\\_GMR.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/0/08/Fourpointprobe_GMR.png/220px-Fourpointprobe_GMR.png)



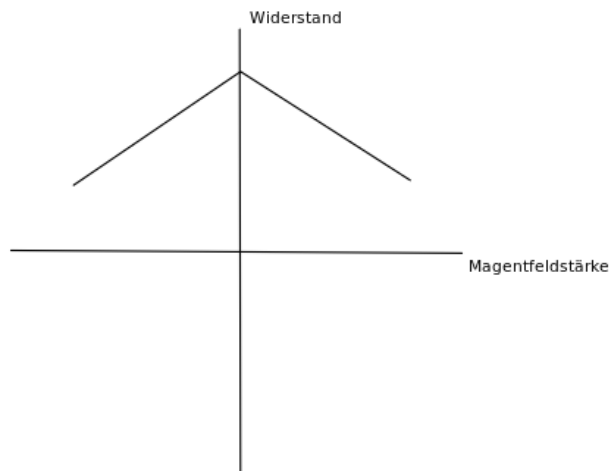


Figure 8: Antiferromagnetische Kopplung

### 2.11.2 Schichtsysteme unterschiedlicher Koerzitivfeldstärken

Führt man die Magnetfeldstärke bei Schichtsystemen unterschiedlicher Koerzitivfeldstärken langsam hoch, so sind die magnetischen Momente der beiden Schichten zunächst noch parallel ausgerichtet. Der elektrische Widerstand ist dem entsprechend klein. Steigt die Magnetfeldstärke weiter, so erreicht eine der beiden Schichten irgendwann ihre Koerzitivfeldstärke und die Spinrichtung kehrt sich um, sodass eine antiparallele Ausrichtung vorliegt und der Widerstand vergrößert ist. Es entsteht also ein Maximum. Erreicht dann auch das zweite Material diesen Punkt, so ist die Ausrichtung wieder parallel und der Widerstand wird vergleichsweise gering. Insgesamt ergibt sich also ein Maximum für die eine Magnetfeldrichtung. Kehrt man nun die Magnetfeldrichtung um und fährt die Feldstärke langsam hoch, so ist ein ähnlicher Verlauf zu erwarten, wobei sich bei der Messung zwei Kurven ergeben, die symmetrisch zur Y-Achse liegen und zwei leicht verschobene Maxima haben (siehe dazu Abbildung XXX):

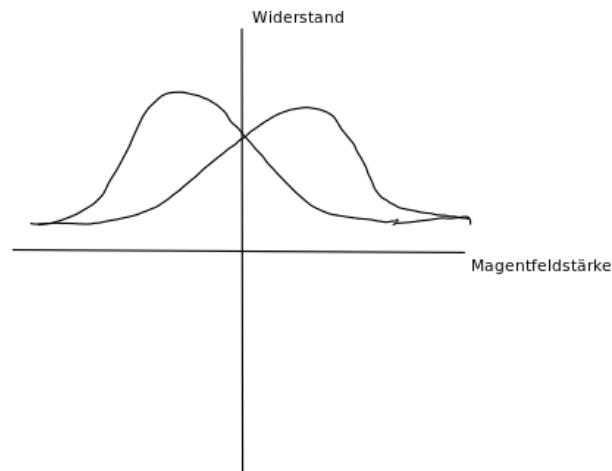


Figure 9: Schichtsysteme unterschiedlicher Koerzitivfeldstärken

### 2.11.3 Pinning-Systeme

Besitzen die Schichtsysteme auf der einen Seite ein antiferromagnetische Schicht, so ist die magnetische Ausrichtung der einen Schicht festgelegt und die der anderen kann durch das äußere Feld leicht beeinflusst werden. Hier gilt wieder, dass bei paralleler Ausrichtung der elektrische Widerstand gering ist und bei antiparalleler Ausrichtung höher. Die Kurve des Pinning-Sensors weist eine deutlich höhere Asymmetrie auf, wie in Abbildung XXX erkennbar ist.

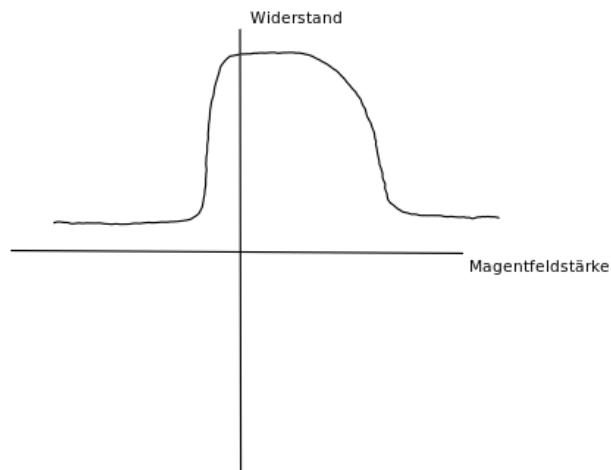


Figure 10: Pinning-Systeme

### 3 Versuchsdurchführung

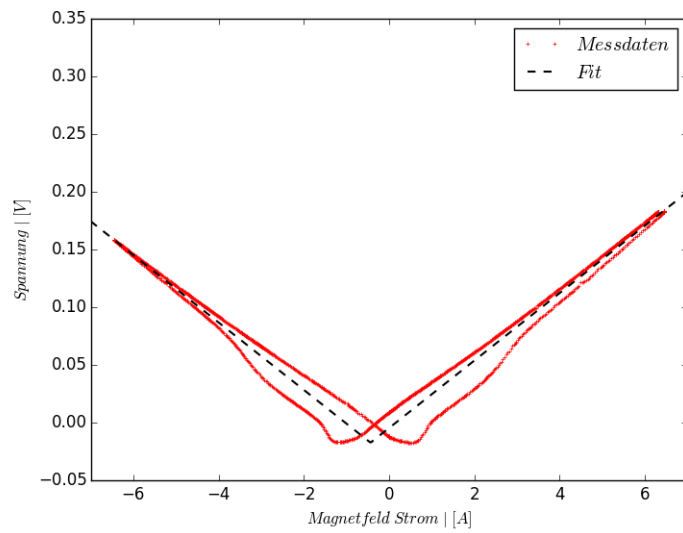
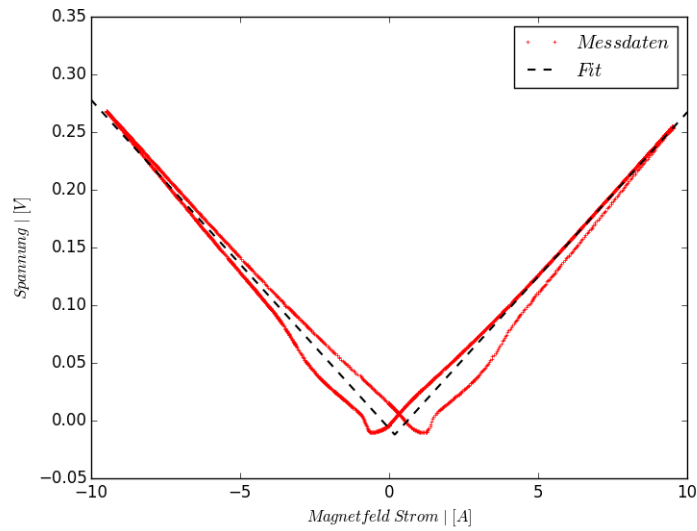
Der ersten Versuchsteil bestand aus der Eichung des GMR-Sensors. Im zweiten Teil wurde die Magnetfeldabhängigkeit der Sensorspannung in einer langen dünnen Spule untersucht. Durch diese Kalibrierung konnte im Anschluss die Windungszahl einer Helmholtzspule ermittelt werden. Der dritte Versuchsteil besteht aus der Untersuchung einiger Schichtsysteme mit Zwischenschichtkopplung. Dazu wurde die in Abschnitt 2.10 eingeführte Vierpunktmethode verwendet. Die in Versuchsteil 2 schon erwähnte Helmholtzspule wurde zur Erzeugung des Magnetfeldes verwendet

### 4 Auswertung

#### 4.1 Eichung zur Strom

Im ersten Teil der Auswertung soll ein GMR-Sensor (Bezeichnung: AA003-02) der Firma NVE zur Strommessung geeicht werden. Die Strommessung dient zur Messung des Magnetfeldes, das aufgrund des stromdurchflossenen Leiter im Sensor induziert wird.

Es wird die Spannung am Sensor (die an der Probe abgegriffen wird) gegen der angelegten Spannung aufgetragen. Aus der angelegten Spannung, die an einem Ohmschen Widerstand ( $R = 0.1\Omega$ ) abgegriffen wird, kann man, mithilfe des Ohmschen Gesetzes  $U = I \cdot R$ , den Strom erhalten. Somit erhalten wir die folgenden Eichkurven:



Wie erwartet ist die Abhängigkeit zum Strom bzw. Magnetfeld (da  $H \propto I$ ). Die oben dargestellten Messdaten wurden gefittet. Als Funktion benutzten wir die folgende Betragsfunktion:

$$U(I) = A|I + B| + C \quad (15)$$

Wir haben für den jeweiligen Trace die folgenden Parameter erhalten:

	$A_i \mid \frac{\text{mV}}{\text{A}}$	$B_i \mid 10^{-3}\text{A}$	$C_i \mid 10^{-3}\text{V}$
Trace 1	$28.47 \pm 0.06$	$-189.99 \pm 6.88$	$-12.16 \pm 0.37$
Trace 2	$29.18 \pm 0.11$	$436.30 \pm 8.38$	$-17.39 \pm 0.43$

Als nächsten soll in diesem Teil das Magnetfeld am Ort des Sensors abgeschätzt werden. Hierzu schätzen wir den Abstand zwischen dem Sensor und Leiter ab und benutzen die folgende Beziehung, die das Magnetfeld, welches durch einem geraden stromdurchflossenen Leiter erzeugt wird, beschreibt:

$$H = \frac{I}{2\pi d},$$

wobei  $I$  dem Strom und  $d$  dem senkrechten Abstand zum Leiter entspricht. Aus der Magnetfeldstärke wollen wir anschließend die Magnetfeldabhängigkeit ermitteln und mit sie mit dem Literaturwert davon vergleichen. Im Literatur(Produktkatalog von NVE<sup>8</sup>) ist die Magnetfeldabhängigkeit in den Einheiten  $\left[\frac{\text{mV}}{\text{V}\cdot\text{Oe}}\right]$  angegeben, daher müssen  $H$ , welches oben in den Einheiten  $\left[\frac{\text{A}}{\text{m}}\right]$  ist, in der Einheit  $1[\text{Oe}] = \frac{1000}{4\pi} \left[\frac{\text{A}}{\text{m}}\right]$  umgeschrieben werden. Der Wert muss dann noch mit dem Faktor  $\frac{4\pi}{10^3}$  multipliziert werden, damit die Einheiten mit dem Literaturwert übereinstimmen.

$$H = 2 \cdot 10^{-3} \frac{I}{d} \quad (16)$$

Den Abstand zwischen Sensor und dem Leiter schätzen wir hier mit  $d_s = (1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}\text{m}$  ab. Der Strom, der durch die jeweiligen Trace fließt ist jeweils  $I_1 = 9\text{A}$  und  $I_2 = 6\text{A}$ . Dies führt zu den folgenden Werten für die Magnetfeldstärke:

$$H_1 = (1432.39 \pm 429.72) \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

$$H_2 = (954.93 \pm 286.48) \frac{\text{A}}{\text{m}},$$

wobei hier unter Vernachlässigung des Fehlers vom Strom  $\Delta H_i = H_i \frac{\Delta d_s}{d_s}$  gilt.

Für die Magnetfeldabhängigkeit  $s$  in  $\frac{\text{mV}\cdot\text{V}}{\text{Oe}}$  im Abstand  $d_s$  gilt dann die folgende Beziehung:

---

<sup>8</sup><http://www.nve.com/analogSensors.php>

$$s_i = \frac{\Delta U_i}{U_B \Delta H_i} = 5 \cdot 10^2 \cdot d_s \frac{\Delta U_i}{U_B \Delta I_i} \quad (17)$$

$$= 5 \cdot 10^2 \cdot d_s \frac{A_i}{U_B}, \quad (18)$$

$$(19)$$

wobei  $U_B = (7.47 \pm 0.1)\text{V}$  die angelegte Batteriespannung und  $A_i$  die ermittelte Steigung der Eichgeraden für den  $i$ -Trace ( $i \in \{1, 2\}$ ). Da  $A_i, U_B$  und  $d_s$  fehlerbehaftete Größen sind, ergibt sich der Fehler für  $s_i$  als:

$$\Delta s_i = s_i \sqrt{\left(\frac{\Delta U_B}{U_B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_i}{A_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d_s}{d_s}\right)^2} \quad (20)$$

Nach dem Einsetzen erhalten wir die folgenden Werte:

	$s \mid \frac{\text{mV}\cdot\text{V}}{\text{Oe}}$
Trace 1	$1.91 \pm 0.57$
Trace 2	$1.95 \pm 0.57$

Laut dem Katalog beträgt die Magnetfeldabhängigkeit zwischen  $s = 2.0 - 3.2 \frac{\text{Vm}}{\text{V}\cdot\text{Oe}}$ <sup>9</sup>. Der Literaturwert liegt somit in  $1\sigma$ -Bereich, was durchaus akzeptabel ist.

---

<sup>9</sup>[http://www.nve.com/Downloads/analog\\_catalog.pdf](http://www.nve.com/Downloads/analog_catalog.pdf)

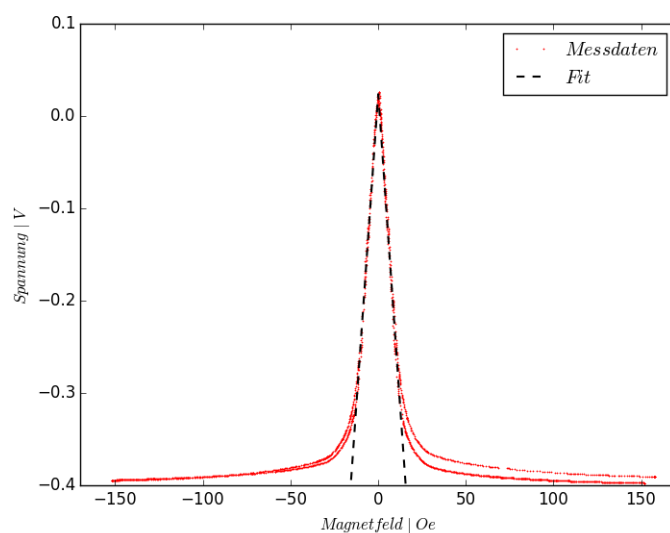
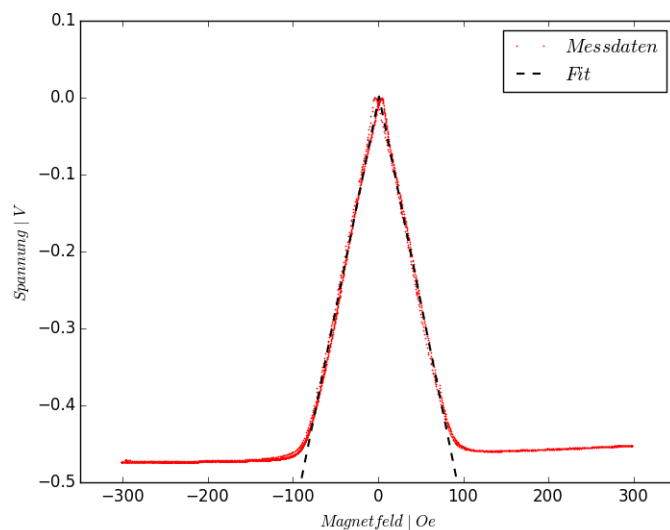
## 4.2 Eichung zum Magnetfeld

In diesem Teil betrachten wir betrachten wir jetzt die Sensoren AA005-02 und AAL002-02. Ziel ist es wieder die Magnetfeldabhängigkeit der Sensorspannung der beiden Sensoren (jedoch diesmal für zwei Richtungen des Magnetfeldes) zu ermitteln.

Zur Erzeugung des Magnetfeldes benutzen wir ein langes Solenoid und eine Helmholtzspule. Da die Windungszahl der Helmholtzspule nicht bekannt ist, berechnen wir hier als erstens die Magnetfeldabhängigkeit über das Solenoid und benutzen dann den ermittelten Wert um die Windungszahl der Helmholtzspule rauszufinden.

Für die magnetische Feldstärke des Solenoids gilt:  $H_s = \frac{N \cdot I}{l}$ , wobei  $N = 705$  der Windungszahl und  $l = 15\text{cm}$  die Gesamtlänge der Spule entspricht.

In den folgenden Graphen ist die Sensorspannung beider Sensoren abhängig von der magnetischen Feldstärke in  $H$  in der Einheit  $Oe$  dargestellt. Anschließend wurde der lineare Verlauf analog zum ersten Teil gefittet.



Die Anpassung zu dem Funktion  $U(H) = A|H + B| + C$  liefert das folgende:

	$A_i \mid \frac{\text{mV}}{\text{Oe}}$	$B_i \mid 10^{-3}\text{Oe}$	$C_i \mid \text{mV}$
Sensor 1	$-5.46 \pm 0.01$	$-1038.93 \pm 50.414$	$1.67 \pm 0.43$
Sensor 2	$-27.05 \pm 0.13$	$-42.90 \pm 17.96$	$24.17 \pm 0.65$

Für die Magnetfeldabhängigkeit  $s_{s,i}$  (wobei  $i \in 1, 2$  für den jeweiligen Sensor) gilt:

$$s_{s,i} = \left( \frac{\Delta U}{\Delta H} \right)_i \frac{1}{U_B} = \frac{|A_i|}{U_B}$$



Nach dem Einsetzen erhalten wir die folgenden Werte:

	$s \mid \frac{\text{mV} \cdot \text{V}}{\text{Oe}}$
Sensor 1	$0.73 \pm 0.01 (1.4\%)$
Sensor 2	$3.62 \pm 0.05 (1.4\%)$

Als nächstes ermitteln wir die Windungszahl von der Helmholtzspule. Betrachte die Formel (17) für die Magnetfeldabhängigkeit. Das Umstellen für  $\Delta H$  führt zu dem folgenden Ausdruck:

$$\Delta H = \frac{\Delta U}{sU_B} \quad (21)$$

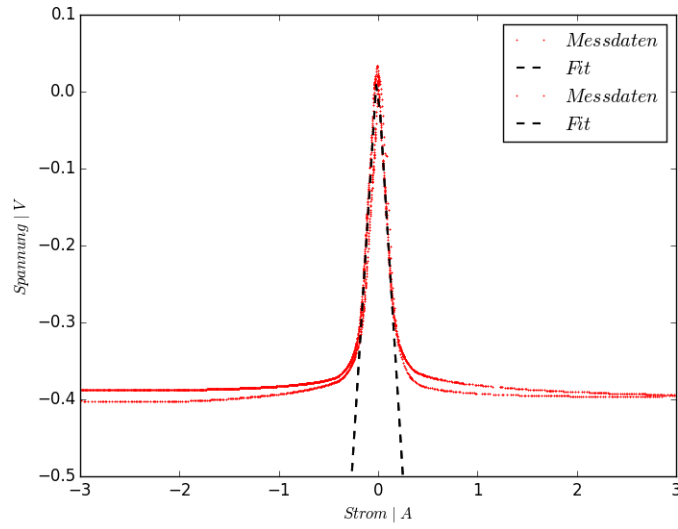
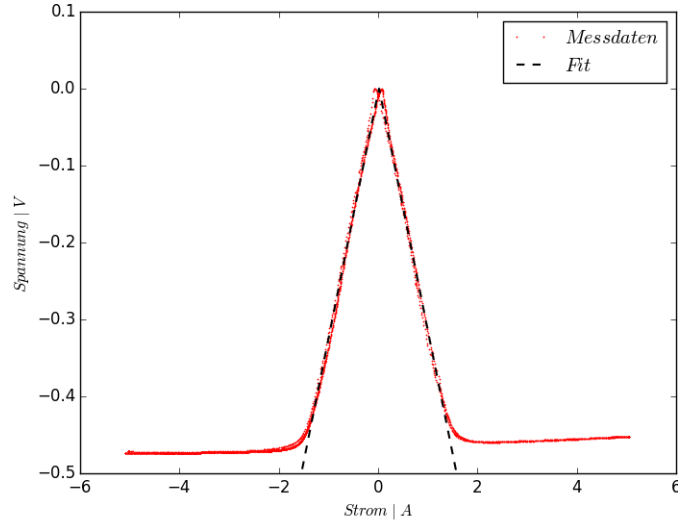
Im Zentrum der Helmholtzspule gilt für die magnetische Feldstärke:  $H = 4\pi \cdot 10^{-3} \frac{8}{\sqrt{125}} \frac{NI}{R}$ , wobei  $r = 65\text{mm}$  dem Radius und  $N$  der unbekannten Windungszahl entspricht. Der Faktor  $4\pi \cdot 10^{-3}$  taucht auf, da wir die Rechnung in der Einheit Oersted durchführen. Das Einsetzen in (21) führt zu:

$$\Delta H = 4\pi \cdot 10^{-3} \frac{8}{\sqrt{125}} \frac{N\Delta I}{r} = \frac{\Delta U}{sU_B} \quad (22)$$

$$\Leftrightarrow N = \frac{\Delta U}{\Delta I} \frac{\sqrt{125} \cdot 10^3}{24\pi} \frac{r}{sU_B} \quad (23)$$

Man sieht, dass um die Windungszahl zu bestimmen müssen wir nur die Sensorspannung  $U$  gegen den Spulenstrom auftragen. Mithilfe der Steigung  $|A_i| \equiv \frac{\Delta U}{\Delta I}$  kann man dann schließlich  $N$  errechnen.

In den folgenden Grafiken ist die Anpassung dargestellt. Darunter sind die ermittelten Fitparameter in einer Tabelle aufgeführt.



	$A_i \mid \frac{\text{mV}}{\text{A}}$	$B_i \mid 10^{-3} \text{A}$	$C_i \mid \text{mV}$
Sensor 1	$-320.55 \pm 0.56$	$-17.25 \pm 0.87$	$0.99921 \pm 0.000.44$
Sensor 2	$-2064.81 \pm 20.54$	$8.50 \pm 0.46$	$32.39 \pm 1.40$

Setzen wir die ermittelten Werte in die Formel (23) ein, kriegen wir die folgenden zwei Werte für Windungszahl raus:

$$N_1 = 424.35 \pm 8.25 (1.9\%) \quad (24)$$

$$N_2 = 547.01 \pm 12.00 (2.2\%) \quad (25)$$

wobei es gilt:

$$\Delta N_i = \sqrt{\left(\frac{\Delta U_B}{U_B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_i}{A_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta s_{s,i}}{s_{s,i}}\right)^2}$$

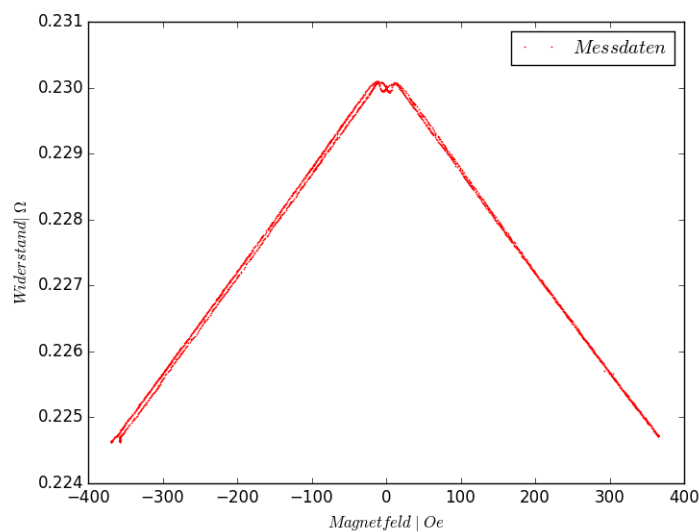
### 4.3 GMR-Effekt an Schichtsystemen

Das Ziel in diesem Versuchsteil ist es das GMR-Effekt an verschiedenen Proben zu untersuchen. Dafür stellen wir den Widerstand von drei verschiedenen Proben abhängig von dem äußeren Magnetfeld grafisch dar. Wir werden schließlich versuchen die Proben zu verschiedenen Schichtsystemen zuzuordnen.

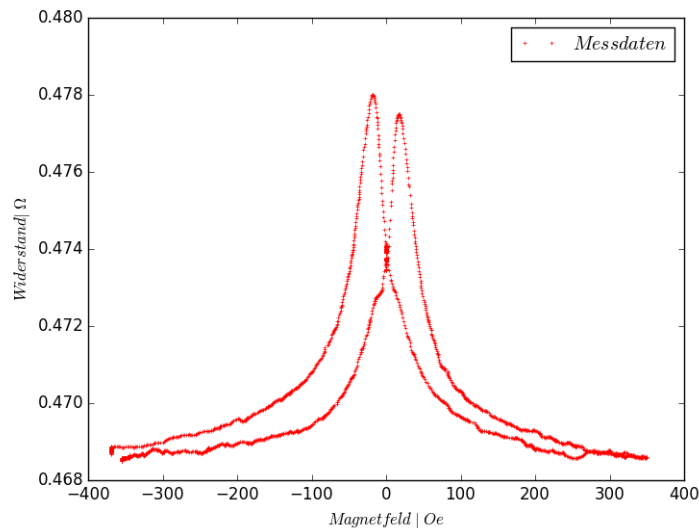
Die Bestimmung des Widerstands erfolgt über die Vierpunktmessung. Der Strom der hier durch die äußeren Spitzen fließt beträgt  $I = 0.2 \text{ mA}$ . Über ?? kann man dann den Widerstand ermitteln.

Das Magnetfeld kann man mithilfe der Formel 22 berechnen. Für die Windungszahl  $N$  nehmen wir das Mittelwert von den Werten, die wir in 4.2 ermittelt haben. Beachte, dass Fehler bei der Berechnung von  $R$  und  $N$  in diesem Teil nicht von großer Bedeutung sind, da nur das Verhalten von  $R$  bezüglich  $H$  Gegenstand unserer Untersuchung ist. Trotz Fehler wird es ungefähr  $R \propto U \propto R_{echt}$  und  $H \propto I \propto H_{echt}$  gelten.

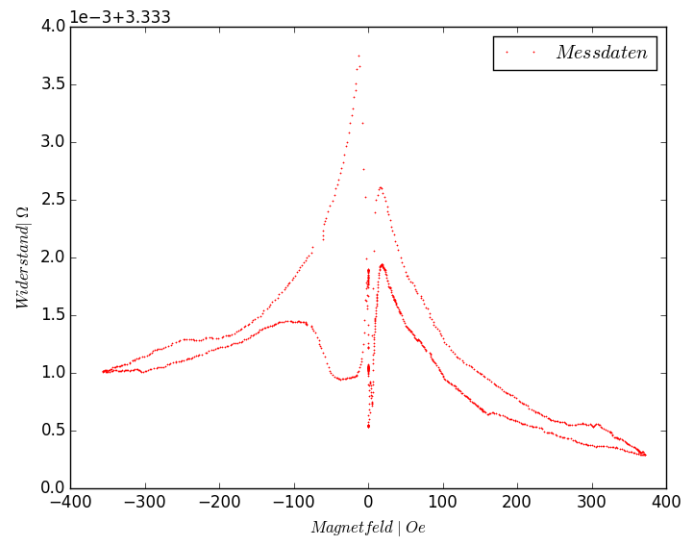
Betrachten wir als erstes Probe 3:



Der (negative) lineare Verlauf deutet auf eine antiferromagnetische Kopplung hin. Das Anlegen und die Erhöhung eines äußeren Magnetfeldes führt zu einer ferromagnetischen Ausrichtung der Schichten, wodurch sich wiederum der Widerstand der Probe linear verringert. Bei  $H = 0$  liegt bei den Schichten eine antiferromagnetische Kopplung vor und somit ist da der Widerstand am höchsten. Bei einer genaueren Betrachtung des Graphen bei  $H = 0$  erkennt man eine kleine Reduktion des Widerstands. Diese Reduktion ist auf Dickenfluktuationen der Zwischenschicht, die in der Praxis unvermeidlich sind, zurückzuführen. Die Dickenfluktuationen führen dann dazu, dass antiferromagnetische mit ferromagnetischen Kopplungen in dem Bereich gemischt vorkommen, was dann zur Folge hat, dass der Widerstand mit zunehmendem Anteil von ferromagnetischen Kopplungen sinkt. Erwartungsgemäß ist die Kurve auch symmetrisch und somit unabhängig von der Richtung der Änderung des Magnetfeldes.



Man erkennt unterschiedliche Maximas für den Widerstand  $R$  was auf eine Kopplung von Schichten mit unterschiedlicher Koerzitivfeldern hindeutet. Wir vermuten hier ein Spin-Valve-System. Die erhöhte Empfindlichkeit im Vergleich zu der vorherigen linearen Abhängigkeit, in den Bereichen von den Maxima, und die kleine Sättigungsfeldstärke sind hier sehr gut zu erkennen. Ab einem bestimmten Wert der Magnetisierung erreicht einer der Schichten ihre Koerzitivfeldstärke, so dass die Schichten antiparallel ausgerichtet sind, bis dies auch bei der anderen Schicht der Fall ist. Der Widerstand steigt bis zu seinem Maxima. Dies entspricht dem Punkt, an dem die Hysteresekurven den höchsten Abstand haben (Siehe (2.10)).



Betrachten wir jetzt die Probe 1. Man erkennt, dass die Messung nicht ideal gelaufen ist. Jedoch mit ein Extrapolation könnte ähnelt der Verlauf dem Graph von Probe 2. Der Unterschied ist, dass hier die Kurve asymmetrisch zu  $H = 0$  ist. Ein erneuten Vergleich mit 2.10 lässt uns vermuten, dass es sich bei dieser Probe wieder um ein Spin-Valve-System mit Pinning handelt.

Legt man die ferromagnetische Schicht auf eine antiferromagnetische Schicht, auf dessen Fläche eine Magnetisierungsrichtung herrscht, dann wird die Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten Schicht parallel zu der fixiert.

Diese Fixierung ist der Grund dafür, dass man ein höhere Magnetfeldstärke als die Koerzitivfeldstärke braucht, um die Magnetisierung dieser Schicht zu ändern. Dies führt dazu, dass diese Kurve im Vergleich zu der Kurve von Probe 2 auf der Feldachse im negativen Bereich leicht verschoben ist.

## Literatur

- 1 Prof. Dr. Rudolf Gross, Dr. Achim Marx: Spinelektronik, Vorlesungsskript zur Vorlesung im SS 2004,  
unter: <http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/index.html> [Stand: 03.07.2016]
- 2 Luis Fels: Praktikum B - 2.7 GMR-Effekt,  
unter: <http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/index.html> [Stand: 03.07.2016]
- 3 Produktkatalog von NVE,  
unter: <http://www.nve.com/analogSensors.php> [Stand: 03.07.2016]