

Tunnelkontakte mit Heusler-Elektrode:
Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ und Einfluss
der Barriere

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik der
Johannes Gutenberg-Universität in Mainz



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Christian Herbort

geb. in Göttingen
Mainz, den 22.04.2010

Erster Berichterstatter: *Aufgrund von Datenschutzrichtlinien entfernt*
Zweiter Berichterstatter: *Aufgrund von Datenschutzrichtlinien entfernt*

Tag der mündlichen Prüfung: 02.07.2010
D77

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Materialien mit hoher Spinpolarisation	7
2.1	Spintronik	7
2.2	Halbmetallische Ferromagneten	7
2.2.1	Anwendung von spinpolarisierten Materialien	9
2.2.2	Tunnelkontakte	10
2.3	Heusler-Verbindungen	12
2.3.1	Die Heusler-Verbindung $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	13
3	Dünnschichttechnologie	21
3.1	Der Rezipient	21
3.2	Deposition dünner Schichten	23
3.2.1	Elektronenstrahlverdampfen	23
3.2.2	Kathodenzerstäuben	26
3.2.3	Das Sputtertarget	29
3.3	Charakterisierung von dünnen Schichten	31
3.3.1	Messmethoden zur <i>in situ</i> -Analyse der Proben	31
3.3.2	Messmethoden zur <i>ex situ</i> -Analyse der Proben	32
4	Präparation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	39
4.1	Wahl eines geeigneten Substrates	39
4.2	$\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ als dünne epitaktische Schicht	44
4.2.1	Die <i>in situ</i> Analyse von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	45
4.2.2	Die <i>ex situ</i> -Analyse von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	56
4.3	Variation des Eisenanteils: Co_2FeAl und Co_2CrAl	71

5	Heuslerbasierte Tunnelemente	75
5.1	Tunnelmagnetowiderstand	75
5.2	Aufbau der Tunnelemente	76
5.2.1	Grundelektrode	77
5.2.2	Barriere	77
5.2.3	Gegenelektrode	87
5.3	Proben- und Messgeometrie	95
5.3.1	Strukturierung und Lithographie	95
5.3.2	Kontaktierung und Messaufbau	97
6	Transportmessungen an Tunnelbarrieren	101
6.1	Stromfluss durch die Barriere	101
6.2	Austauschspannung mittels $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}/\text{MnFe}$	103
6.3	Magnesium als Pufferschicht der Barriere	106
6.3.1	Variation der Magnesiumschichtdicke	107
6.3.2	Variation der Aluminiumschichtdicke	107
6.4	Tunnelspektroskopie	110
6.5	Temperaturabhängiges Transportverhalten	121
6.6	Bestimmung der Spinpolarisation	134
7	Ausblick	137
8	Zusammenfassung	141
	Anhang	143
A.1	Design der Sputterkammer	143
A.2	Depositionsparameter eines Tunnelkontaktes	145
A.3	Lithographie-Schritte zur Strukturierung	147
A.4	Präparation von TEM-Probenquerschnitten	153
	Publikationen und Lebenslauf	157
	Literaturverzeichnis	161
	Danksagung	177

Tabellenverzeichnis

5.1	Parameter verschiedener Antiferromagneten	92
6.1	Fitparameter nach Brinkman (CoFe-Gegenelektrode)	112
6.2	Fitparameter nach Brinkman (Co-Gegenelektrode)	115
6.3	Fit der temperaturabhängigen Leitfähigkeit	133
A.1	Depositionsparameter eines Tunnelkontaktes	146
A.2	Heizzeiten zum Trocknen des Photolacks	150
A.3	Heizzeiten zum Aushärten des Photolacks	152

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mottisches Zweistrommodell	2
2.1	Zustandsdichte eines halbmetallischen Ferromagneten	8
2.2	Slater-Pauling-Vorhersage für Heusler-Verbindungen	9
2.3	Ferromagnet/ Isolator/ Ferromagnet-Tunnelemente	11
2.4	Tunnelwiderstand heuslerbasierter Tunnelkontakte	14
2.5	Magnetisches Moment bei Eisendotierung von Co_2CrAl	15
2.6	Ordnungstemperatur bei Eisendotierung von Co_2CrAl	16
2.7	Berechnetes totales Spinmoment für Heusler-Verbindungen	17
2.8	Kristallstruktur von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in $L2_1$ -Ordnung	18
3.1	Präparationscluster zur Deposition von Tunnelementen	22
3.2	Design für die UHV-Sputterkammer	24
3.3	Elektronenstrahlverdampfer mit MgO	25
3.4	Schema Kathodenzerstäuben	27
3.5	Argonplasma	28
3.6	Verwendetes $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Target in der Kathode	29
3.7	Querschnitt des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Target	30
3.8	Querschnittspräparation für TEM	36
3.9	TEM-Aufnahme einer Querschnittspräparation	38
4.1	Röntgendiffraktogramm von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO	40
4.2	Röntgendiffraktogramm von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf Al_2O_3	41
4.3	TEM-Abbildung von der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf Fe und MgO	42
4.4	HRTEM an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf einer MgO -Pufferschicht	43
4.5	RHEED-Aufnahme von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ohne Tempern	45
4.6	RHEED von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ nach dem Tempersschritt	46
4.7	LEED-Aufnahme von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ und MgO	47

4.8	Netzebenen von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ und MgO	48
4.9	LEED (140 eV) und Simulation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	49
4.10	STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ bei Raumtemperatur	50
4.11	STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ bei 450 °C	52
4.12	STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ bei 550 °C	53
4.13	STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ bei 650 °C	54
4.14	STM auf $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	55
4.15	LEED-Beugungsbilder von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO	57
4.16	Modell der Vorgänge beim Sputtern und Erhitzen	59
4.17	TEY der Röntgenabsorptionsspektroskopie	62
4.18	SQUID, XMCD-TM und XMCD-TEY an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	63
4.19	Röntgendiffraktogramm von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO	65
4.20	TMR gegen Temperatur nach der Deposition	66
4.21	Mößbauer-Spektroskopie an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	67
4.22	Ordnungsgrad von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	69
4.23	Magnetisierungs-Messung (SQUID)	70
4.24	Bandstrukturechnungen an $\text{Co}_2\text{Cr}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Al}$	71
4.25	STM von Co_2FeAl nach Tempern bei 550 °C	72
5.1	Schematischer Schichtaufbau eines Tunnelelementes	76
5.2	STM der Aluminiumschicht	79
5.3	TEM-Querschnitt der Barrierenregion in hoher Auflösung	80
5.4	STM der Aluminiumschicht der Barriere	81
5.5	STM der Magnesiumschicht	82
5.6	STM der Aluminiumschicht auf einer Magnesiumschicht	84
5.7	TMR bei Variation der Magnesiumschichtdicke	85
5.8	HRTEM von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf einer MgO -Pufferschicht	86
5.9	Austausch-Anisotropie	87
5.10	Orthogonale Kopplung von AFM und FM	88
5.11	Unabhängige antiferromagnetische Zustände	89
5.12	Exchange-Bias und Austausch-Anisotropie im äußeren Feld	90
5.13	TEM an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf einer MgO -Pufferschicht	94
5.14	Modell und Abbildung eines Tunnelkontaktes	95
5.15	Redeposition von angesputtertem Material	97
5.16	AFM von redeponierten Sputterpartikeln.	98

6.1	Temperaturabhängiges Schaltverhalten	103
6.2	Schaltverhalten in Abhängigkeit der Temperatur	104
6.3	Tunnelmagnetowiderstand bei tiefen Temperaturen	106
6.4	TMR mit Variation der Magnesiumschichtdicke	108
6.5	Abhängigkeit von der Aluminiumschichtdicke	109
6.6	Modell eines Tunnelkontaktes	111
6.7	Leitfähigkeiten von Tunnelkontakten	113
6.8	Leitfähigkeit von Tunnelkontakten mit Co-Gegenelektrode	114
6.9	Normierte Leitfähigkeiten von Tunnelkontakten	116
6.10	Spannungsabhängigkeit der Leitfähigkeit.	118
6.11	TMR in Abhängigkeit der Spannung (CoFE)	120
6.12	TMR in Abhängigkeit der Spannung (Co)	121
6.13	Asymmetrie im TMR-Spektrum	122
6.14	Tunnelspektroskopie bei Raumtemperatur	123
6.15	Normiertes Tunnelspektrum bei Raumtemperatur	124
6.16	Tunnelmagnetowiderstand bei Raumtemperatur	125
6.17	Schaltverhalten in Abhängigkeit der Temperatur	126
6.18	Temperaturabhängiges Transportverhalten	127
6.19	Temperaturverhalten von Tunnelkontakten	128
6.20	Temperaturverhalten von Tunnelkontakten im Feld	130
6.21	Anteile der Leitfähigkeit	132
6.22	Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit im Feld	134
6.23	Temperaturverhalten des Magnetowiderstands	136
A.1	Design der Sputterkammer	144
A.2	Runder Tunnelkontakt beschichtet mit Su-8-2002	151
A.3	Querschnittspräparation	153
A.4	TEM-Querschnittsprobenpräparation	156

1 Einleitung

Spintronik nutzt das magnetische Moment des Elektrons zur Informationsdarstellung oder Verarbeitung und fügt somit der Elektronik eine weitere Dimension hinzu (siehe zum Beispiel [1–3]). Mott führte Anomalien in Transportmessungen darauf zurück, dass sich bezüglich des Spins unterschiedliche Elektronen (\uparrow und \downarrow) in ihrem Beitrag zu den Transporteigenschaften eines Materials unterscheiden können [4] (Mott'sches Zweistrommodell, Abbildung 1.1). Ursache ist beispielsweise eine unterschiedliche Dichte oder eine verschiedene Mobilität der Ladungsträgertypen. Die Unterschiede entstehen bei einer Aufspaltung der Leitungsbänder für \uparrow - und \downarrow -Elektronen durch ein ferromagnetisches Austauschfeld, resultierend in verschiedenen Bandstrukturen an der Fermikante [1]. Das Ergebnis ist ein Unterschied in der Anzahl der Elektronen der verschiedenen Spinkanäle, bei Prozessen, die für die Transporteigenschaften bestimmend sind.

Für die Nutzung der Spintronik in einer Anwendung gilt es somit zunächst, ein geeignetes Material zu finden, in dem sich Elektronenspins auf eine gewünschte Weise verhalten. So ist die Suche nach ferromagnetischen Halbleitern und stabilen halbmetallischen Ferromagneten [6] mit Curie-Temperaturen oberhalb der Raumtemperatur eine der zentralen Aufgaben der Materialwissenschaften [7, 8]. Letzterer Forschungsbereich wird auch als Magnetoelektronik bezeichnet und hat als anwendungsrelevantes Beispiel Leseköpfe von Festplatten [8]. Mit Hilfe der Spintronik wird versucht, gegenüber der Verwendung konventioneller Halbleitertechnologie, Vorteile in der Nichtflüchtigkeit von Datenspeicherung, höhere Datenverarbeitungsgeschwindigkeit und hoher Datendichte mit geringerem Energieverbrauch zu erzielen [8–10]. Dafür sind neue magnetische Materialien mit hoher Spinpolarisation notwendig, im Idealfall halbmetallische Ferromagnete (siehe 2.2). Neben der Materialsuche gilt es in der Spin-

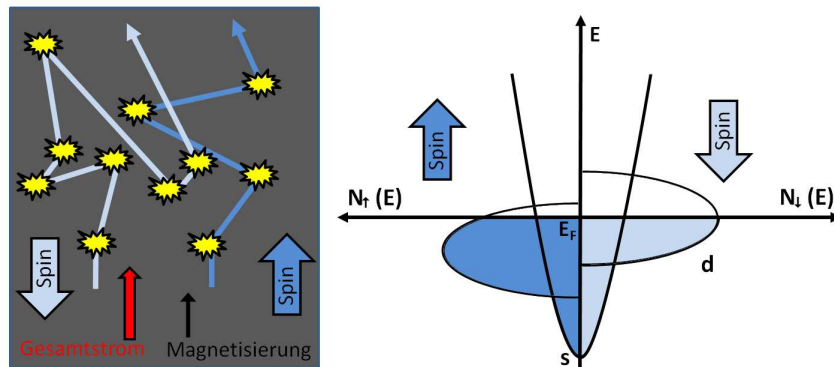


Abbildung 1.1: Illustrationen zum Mottischen Zweistrommodell. Links in der Abbildung sind zwei unabhängige Ströme mit verschiedener Spinrichtung, die zusammen den Gesamtstrom bilden, dargestellt (nach [5]). Es finden nur elastische Stöße statt. Das unterschiedliche Verhalten der Ströme der Spin- \uparrow und Spin- \downarrow -Teilchen begründet sich in der Verschiebung der Zustandsdichten $N_{\uparrow}(E)$ und $N_{\downarrow}(E)$ (rechts im Bild für ein 3d-Metall) aufgrund der magnetischen Aufspaltung der d-Bänder.

tronik das Verständnis des spinabhängigen Transports auszubauen. Dies beinhaltet beispielsweise den, je nach Bauart, in einer metallischen Multischicht auftretenden Riesenmagnetowiderstandseffekt (Giant Magnetoresistance (GMR)), Tunnelmagnetowiderstandseffekt (Tunneling Magnetoresistance (TMR)) oder Kolossalen Magnetowiderstandseffekt (Colossal Magnetoresistance). Die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands [11, 12] wurde 2007 mit dem Nobelpreis honoriert. Der Tunnelmagnetowiderstand liefert allerdings ein noch größeres Widerstandsverhältnis und findet so Anwendung in der Speichertechnologie in Form von Magnetic Random Access Memory (MRAM) [13, 14].

Anliegen dieser Dissertation ist es, das Verhalten von Heusler-Verbindungen [15] in Tunnelkontakten zu untersuchen. Dabei konnte auf die

Arbeit von Andrès Conca Parra zurückgegriffen werden [16]. In der vorliegenden Arbeit wird auf die vorhandene Erfahrung mit der Heusler-Verbindung $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ aufgebaut. Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung ihrer intrinsischen Spinpolarisation. Als Zugang zu der Spinpolarisation wurden Tunnelmagnetowiderstandsmessungen an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontakten gewählt. Erweiterung und Verbesserung der Präparationsapparaturen, wie der Bau einer neuen Kammer mit neuen Kathoden, neue Charakterisierungsmethoden (beispielsweise die Transmissions-elektronenmikroskopie an Querschnitten eines Tunnelelementes), andere Depositionsmethoden und Variationen im Aufbau der Tunnelelemente sollten dabei zielführend sein. Hauptaugenmerk war hierbei die Steigerung des Verständnisses der Morphologie der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Grundelektrode und der Barriere zur Gegenelektrode.

Heusler-Legierungen enthalten als wesentlichen Bestandteil eine Heuslerphase. Verbindungen mit dieser intermetallischen Phase lassen aufgrund ihrer Zusammensetzung und Gitterstruktur X_2YZ ¹, bestehend aus fcc-Untergittern, metallische Eigenschaften erwarten [18]. Dabei sind X und Y gewöhnlich Übergangsmetalle und Z ist ein sp-Element. Die Legierung $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ($X = \text{Co}$, $Y = \text{Cr}/\text{Fe}$ (0,6+0,4), $Z = \text{Al}$) gehört zu den oben genannten Verbindungen. Sie hat eine für Anwendungen relevante Curie-Temperatur oberhalb der Raumtemperatur und zeichnet sich durch ihre Bandstruktur aus. An der Fermikante befinden sich nur elektronische Zustände einer Spinrichtung [19, 20]. Diese Spinpolarisation kann zu besonderen Eigenschaften führen [9, 19]. Der systematische und anwendungsrelevante Zugang zu diesen Eigenschaften ist durch die Präparation des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in Form von dünnen Schichten gewährleistet [21–23]. Die Präparation erfolgt durch Radiofrequenz-Magnetron-Kathodenzerstäuben (rf magnetron sputtering) unter Ultra-Hochvakuum-Bedingungen. Die Wahl geeigneter Pufferschichten und Depositionsparameter (etwa Temperaturbehandlung, Abstand zur Kathode, eingekoppelte Leistung in das Plasma,

¹ Verbindungen der Struktur X_2YZ sind vom Typ Heusler oder auch „full-Heusler“. Verbindungen der Gitterstruktur XYZ werden hingegen als „semi-Heusler“ oder in mancher Literatur als „half-Heusler“ bezeichnet [17].

Gasdruck und Restdruck) ermöglicht das Wachstum epitaktischer einkristalliner homogener dünner Schichten.

Das Wachstum solcher Schichten ist notwendig für Tunnelanwendungen. Spinerhaltendes Tunneln setzt eine störungsfreie Übergangsregion zwischen Heusler-Schicht und Tunnelbarriere sowie zwischen Tunnelbarriere und Gegenelektrode voraus. Wenn die Tunnelbarriere hinreichend anisotrop ist (auf atomarer Ebene rau und polykristallin) um eine Anbindung der Wellenfunktionen zwischen Heusler- und Gegenelektrode zu verhindern, so stellt das Jullière-Modell [24] eine Beziehung zwischen Tunnelmagnetowiderstand und Spinpolarisation her. Die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt in diesem Fall, außer von der Barrierendicke und -höhe, nur von den Zuständen an der Fermikante und damit von der Bandstruktur ab.

Die Bandlücke in der Zustandsdichte von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ an der Fermikante für Elektronen einer Spinrichtung sorgt bei magnetisch fester Gegenelektrode für eine, von einem äußeren Magnetfeld abhängige, Tunnelwahrscheinlichkeit. Dieser Effekt macht $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ zu einem Kandidaten für Sensorbauelemente, Anwendungen im Bereich magnetischer Sensoren oder Speicheranwendungen (magnetic random access memories (MRAM)) [25, 26].

Im Folgenden wird zunächst der Begriff der Spinpolarisation umrissen und auf seine Bedeutung in der technischen Anwendung eingegangen (Kapitel 2). Heusler-Verbindungen als Materialien mit einer hohen Spinpolarisation, insbesondere $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, werden vorgestellt. In Kapitel 3 werden die verwendeten Depositions- und Analysemethoden aufgeführt. Kapitel 4 beschäftigt sich mit den Eigenschaften und den Depositionsparametern von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. In diesem Kapitel werden ebenso die Heusler-Verbindungen Co_2CrAl und Co_2FeAl in Zusammenhang mit $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ behandelt. Kapitel 5 befasst sich mit der Herstellung von Tunnelkontakten, basierend auf einer $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Grundelektrode. Die Deposition der Barriere bildet neben der Gegenelektrode den Kern dieses Kapitels. Kapitel 6 zeigt die Transportmessungen an Tunnelementen und diskutiert diese in Hinblick auf die Eigenschaften der Tunnelkontakte und Funktion der jeweiligen Schichten. Kapitel 7 gibt einen Ausblick auf die Anwendung und weiterer Forschung an Heusler-basierten Tunnelkontakten. Es folgt mit

Kapitel 8 eine kurze Zusammenfassung der Arbeit. Im Anhang findet sich eine technische Zeichnung der Kammer. Anschließend wird das Depositionsverfahren im Überblick dargelegt, ein Protokoll zur Strukturierung eines Tunnelkontaktes angegeben und die Schritte zur Präparation eines Querschnitts einer Probe für TEM aufgeführt.

2 Materialien mit hoher Spinpolarisation

2.1 Spintronik

In der Einleitung (Kapitel 1) wurde allgemein in die Spintronik eingeführt. Das vorliegende Kapitel erläutert diesbezüglich die Rolle der Heusler-Verbindungen.

2.2 Halbmetallische Ferromagneten

Halbmetallische Ferromagneten¹ sind durch gleichzeitig metallisches Verhalten für Elektronen einer Spinrichtung und isolierendes Verhalten für Elektronen der anderen Spinrichtung ausgezeichnet (Abbildung 2.1). Halbmetallisches Verhalten wird auf Grund von Bandstrukturrechnungen vielen Heusler-Verbindungen, Perowskit-Manganiten und Chromdioxid zugeschrieben [8]. Die Leitfähigkeit dieser Verbindungen wird ausschließlich durch metallische Ladungsträger einer Spinrichtung bestimmt, da die elektronische Zustandsdichte an der Fermikante spinpolarisiert ist (siehe beispielsweise Park *et al.* [7]). Ein halbmetallischer Ferromagnet hat somit eine Spinpolarisation P der Leitungselektronen an der Fermikante von 100 % [6].

$$P = (N_{\uparrow}(E) - N_{\downarrow}(E)) / (N_{\uparrow}(E) + N_{\downarrow}(E)) \quad (2.1)$$

Um eine hundertprozentige Spinpolarisation zu realisieren, muss sich entweder bei den Minoritätsladungsträgern oder den Majoritätsladungsträ-

¹ Es wird unterschieden zwischen Halbmetallen (semimetal) und halbmetallischen Ferromagneten (half-metal) [8].

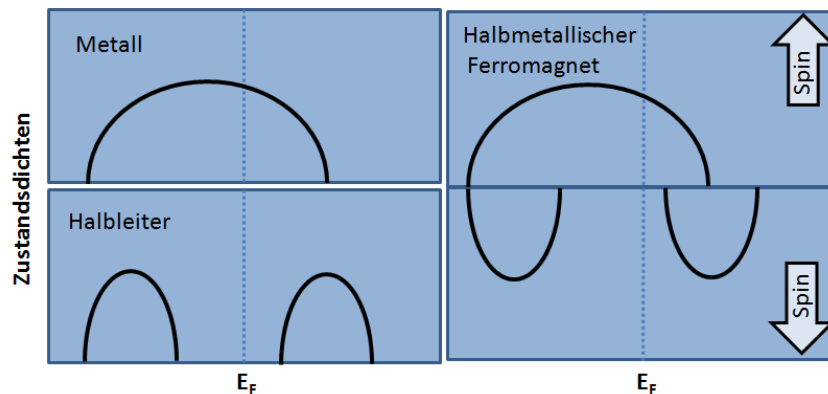


Abbildung 2.1: Schema der Zustandsdichte eines halbmetallischen Ferromagneten im Vergleich zu einem Metall und einem Halbleiter. Rechts in der Abbildung ist die Zustandsdichte spinaufgelöst und entsprechend der Spinrichtung nach oben oder nach unten aufgetragen. [27]

gern eine Bandlücke bei der Fermi-Energie befinden. Eine Bandlücke in diesem Kontext bedeutet, dass es keine Zustände für Elektronen einer Spinrichtung gibt. Dies kann bei ferromagnetischen Verbindungen beispielsweise dadurch geschehen, dass die nicht spinpolarisierten Zustände des s-Bandes nicht auf der Fermi-Energie liegen. Alternativ kann es bei kovalenten intermetallischen Verbindungen durch Hybridisierung zwischen den Elektronen verschiedener Atome zu einer Bandlücke kommen [8]. Für die Suche nach halbmetallischen Ferromagneten spielt die Slater-Pauling-Regel [28, 29] eine wichtige Rolle [30, 31]. Das magnetische Moment von 3d-Elementen, sowie ihren binären Legierungen, kann anhand der mittleren Zahl der Valenzelektronen abgeschätzt werden [32]. Für die in dieser Arbeit vieratomigen Heusler-Verbindungen ergibt sich aus der Anwendung der Slater-Pauling-Regel für das magnetische Moment pro Formeleinheit in Abhängigkeit der Gesamtvalenzelektronenzahl N_V pro Formeleinheit [27, 31, 33] die Abschätzung:

$$M_{L2_1}/\mu_B = N_V - 24 \quad (2.2)$$

Bei Co-basierten Heusler-Verbindungen beschreibt diese Regel das magnetische Moment korrekt [8, 31] (Abbildung 2.2 [8]).

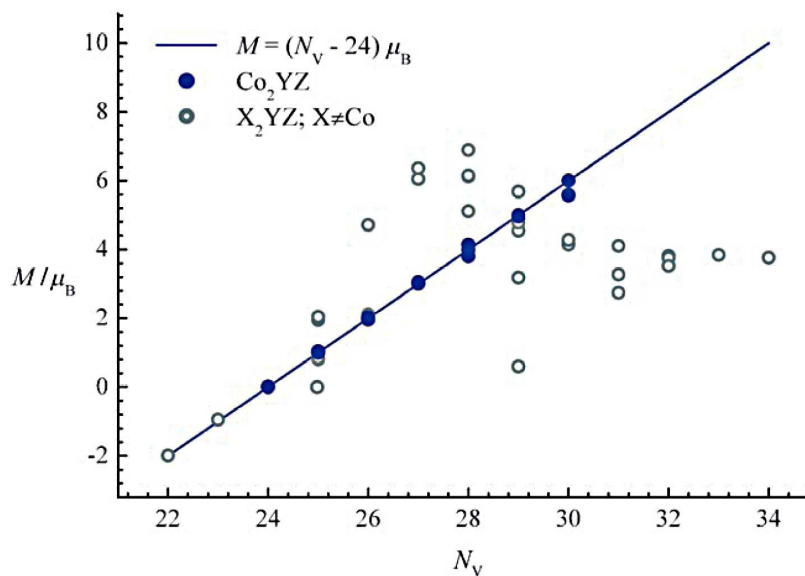


Abbildung 2.2: Vorhersage der Slater-Pauling-Regel und theoretisch vorhergesagte [31] magnetische Momente für Heusler-Verbindungen. Das magnetische Moment ist pro Formel-einheit gegen die Zahl der Valenzelektronen aufgetragen. (Quelle: [8])

2.2.1 Anwendung von Materialien mit hoher Spinpolarisation

Die Integration des Spins in die Elektronik verspricht ein schnelleres Schalten von Bauelementen sowie einen niedrigeren Energieverbrauch, als dies bei konventionellen Bauelementen der Fall ist [34]. Bauelemente wie Tran-

sistoren nutzen dafür Spinströme². Bei der Anwendung der Spintronik ist deshalb nach der Herstellung eines spinpolarisierten Stromes die Spininjektion, der Transport eines spinpolarisierten Stromes in ein halbleitendes System, eine technische Herausforderung [35]. Damit die Spinpolarisation eines Spinstromes erhalten bleibt, ist eine hohe Spindiffusionslänge des Materials nötig. Die Spinlebensdauer muss ausreichend lang sein, um den Spin detektieren zu können [8]. Die Anwendung der Spininjektion und Detektion von Materialien mit hoher Spinpolarisation konnte mit der Heusler-Verbindung Co_2MnGe in einer Leuchtdiode demonstriert werden [36]. Die wichtigste Nutzung des Spins in der Speichertechnologie ist mit Hilfe des Riesenmagnetowiderstands (GMR) möglich [11, 12]. Hierbei resultiert die Kombination von magnetischen und unmagnetischen Materialien, in denen spinabhängige Elektronenstreuung und spinabhängige Grenzflächeneffekte auftreten, in einer großen Widerstandsänderung in Abhängigkeit eines äußeren magnetischen Feldes. Halbmetallische Ferromagneten bieten sich als Material für Sensoren dieser Art an [37–39]. Bereits realisiert und kommerziell erhältlich ist die Nutzung des spinpolarisierten Tunnelns in Speicherelementen [9, 14]. Für die Anwendung von magnetischen Tunnelkontakten in einem Speichermedium (MRAM - magnetic random access memory) ist ein deutlich größerer Magnetowiderstandseffekt nötig, als die Variation der Widerstände der verschiedenen Tunnelkontakte auf einem Chip. Dafür ist neben einer geeigneten Barriere eine hohe Spinpolarisation der Grundelektrode notwendig. Als konventioneller Ferromagnet weist Co-Fe eine Spinpolarisation von bis zu 55 % auf [40]. Aufgrund ihrer höheren Spinpolarisation, 100 % im Fall eines ferromagnetischen Halbmetalls, sind Heusler-Verbindungen für diese Anwendung relevante Kandidaten [7].

2.2.2 Tunnelkontakte

Einen experimentellen und anwendungsrelevanten Zugang zur Spinpolarisation liefern Tunnelwiderstandsmessungen [42, 43]. Ein Tunnelkontakt

² Ein Spinstrom kann als zwei gleichgroße Elektronenströme entgegengesetzter Richtung mit unterschiedlichen Spinrichtungen beschrieben werden. Dadurch werden in der Bilanz zwar Elektronenspins, jedoch keine Ladungen oder Teilchen transportiert. Bezüglich Eigenschaften und Umgang mit Spinströmen siehe Sharma *et al.* [34].

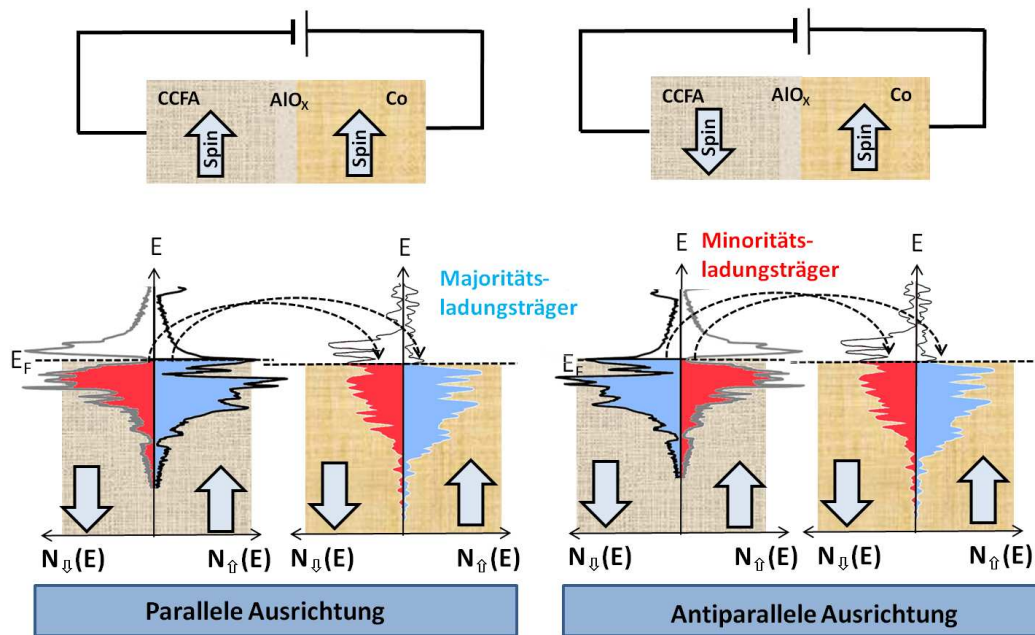


Abbildung 2.3: Schema eines Ferromagnet/ Isolator/ Ferromagnet-Tunnelelementes. In der Abbildung sind die beiden Fälle der antiparallelen und parallelen Magnetisierung aufgrund der Ausrichtung der Magnetisierung des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Ferromagneten in einem magnetischen Feld wiedergegeben. Der andere Ferromagnet (Cobalt) ändert seine Spinausrichtung nicht. Darunter befinden sich die beiden spinaufgelösten Zustandsdichten $N_{\uparrow}(E)$ und $N_{\downarrow}(E)$ der d-Bänder. Die Zustandsdichte der Heusler-Verbindung $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ist entsprechend der Bandstrukturrechnungen [20] dargestellt. Bei Cobalt sind die d-Bänder entsprechend den theoretischen Vorhersagen weitgehend symmetrisch, jedoch mit einer Austauschspaltung ΔE dargestellt (beachte dazu [41]). Die gestrichelten Pfeile zeigen die spinerhaltenden Tunnelströme der Minoritäts- und Majoritätsladungsträger der Heusler-Verbindung an.

besteht im Wesentlichen aus zwei Elektroden mit einer isolierenden dünnen Schicht dazwischen (Abbildung 2.3).³ Eine einfache Verknüpfung von Spinpolarisation und Tunnelmagnetowiderstand eines idealen Tunnelkontaktes mit amorpher Barriere liefert das Jullière-Modell [24]. Dabei handelt es sich um eine semiklassische Relation zwischen der Spinpolarisation der Elektroden eines Tunnelkontaktes und dessen Tunnelmagnetowiderstandes (TMR). Eine bevorzugte Tunnelwahrscheinlichkeit einzelner Bänder bleibt unberücksichtigt [47]. Voraussetzung für dieses Modell ist eine Barriere, die keinen aktiven Einfluss auf die Wellenfunktionen der Elektroden hat. Bei einer amorphen, atomar rauen AlO_x -Barriere kann man diese symmetriebrechenden Eigenschaften als gegeben annehmen [48]. Im Gegensatz dazu erfordern glatte, epitaktische Barrieren, beispielsweise MgO , eine volle quantenmechanische Behandlung, die eine einfache Beziehung zwischen Spinpolarisation und TMR, wie bei dem Jullière-Modell, nicht erlaubt [49–52]. Das Jullière-Modell beschreibt die Tunnelleitfähigkeit $1/R$, beziehungsweise den Tunnelmagnetowiderstand (TMR) eines Tunnelkontaktes mit den Elektroden der Spinpolarisation P und P' :

$$TMR = \Delta R/R = 2PP'/(1 - PP') \quad (2.3)$$

Die Spannungsabhängigkeit des Tunnelmagnetowiderstands wird durch das Brinkman-Modell, welches den Einfluss asymmetrischer Barrieren enthält, beschrieben [53].

2.3 Heusler-Verbindungen

Einige Heusler-Verbindungen⁴ weisen eine hohe Spinpolarisation auf [54]. Unter ihnen sind Kandidaten für halbmetallische Ferromagnete, das heißt 100% Spinpolarisation an der Fermikante [27, 55–60] (Abbildung 2.4). Co_2CrAl in der $L2_1$ -Struktur werden beispielsweise halbmetallische

³ Details siehe Moodera *et al.* [44]; zur Anwendung in einem Speicherelement siehe beispielsweise Kobayashi *et al.* [45] und Zhu *et al.* [46].

⁴ Legierungen mit magnetischen Eigenschaften; von Friedrich Heusler 1903 entdeckt [15].

Eigenschaften zugeschrieben [20, 27, 61, 62]. Die Entstehung der Bandlücke bei den Heusler-Verbindungen hat ihre Ursache in der d-d-Hybridisierung [17, 27].

Co_2CrAl ist nach der Slater-Pauling-Regel ein halbmetallischer Ferromagnet mit $3\mu_{\text{B}}$ pro Formeleinheit [27, 79], allerdings fällt die Spinpolarisation mit steigender Temperatur schnell ab. Die magnetische Ordnungstemperatur liegt bei 334 K [80]. Außerdem konnte das magnetische Moment experimentell nur als $1,55\mu_{\text{B}}$ pro Formeleinheit bestimmt werden [80, 81]. Sowohl das magnetische Moment, als auch die Ordnungstemperatur, können mit Eisendotierung erhöht werden (Abbildung 2.5 [81] und 2.6 [81]). Allerdings gibt es Postulate einer abnehmenden Spinpolarisation mit steigendem Eisenanteil [19, 59, 62]. Co_2FeAl hat ein magnetisches Moment von $\approx 5\mu_{\text{B}}$ pro Formeleinheit [62]. Auch wenn Co_2FeAl noch eine hohe Spinpolarisation hat, so werden für Co_2FeAl keine halbmetallischen Eigenschaften mehr berechnet [62].

Für eine Anwendung ist eine magnetische Ordnungstemperatur oberhalb der Raumtemperatur erforderlich. Ausgehend von Co_2CrAl mit zusätzlicher Eisendotierung, kann dies bei $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ erreicht werden [19, 81]. Eine Synthese dieser vierkomponentigen Verbindung ist nicht einfach, da Verunreinigungen und Gitterfehlstellen eine Auswirkung auf die Spinpolarisation haben können. Bei kleinem Eisenanteil tritt eine Phasenseparation auf [59, 61, 62, 81]. Allerdings sind die Volumeneigenschaften von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ für die Anwendung nur bedingt relevant. Die Spinpolarisation im Volumen ist nicht zwangsläufig identisch mit der Spinpolarisation an der Oberfläche, die von der kristallographischen Orientierung, von der terminierenden Schicht und von der Art der Grenzfläche zu einer benachbarten Schicht abhängt [39, 82–85].

2.3.1 Die Heusler-Verbindung $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$

$\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ist ein synthetisches Material, bei dem einen Teil des Chroms von Co_2CrAl durch Eisen ersetzt wird. Dies hat eine für Anwendungen relevante Erhöhung der Curie-Temperatur auf 760 K [25] unter Beibehal-

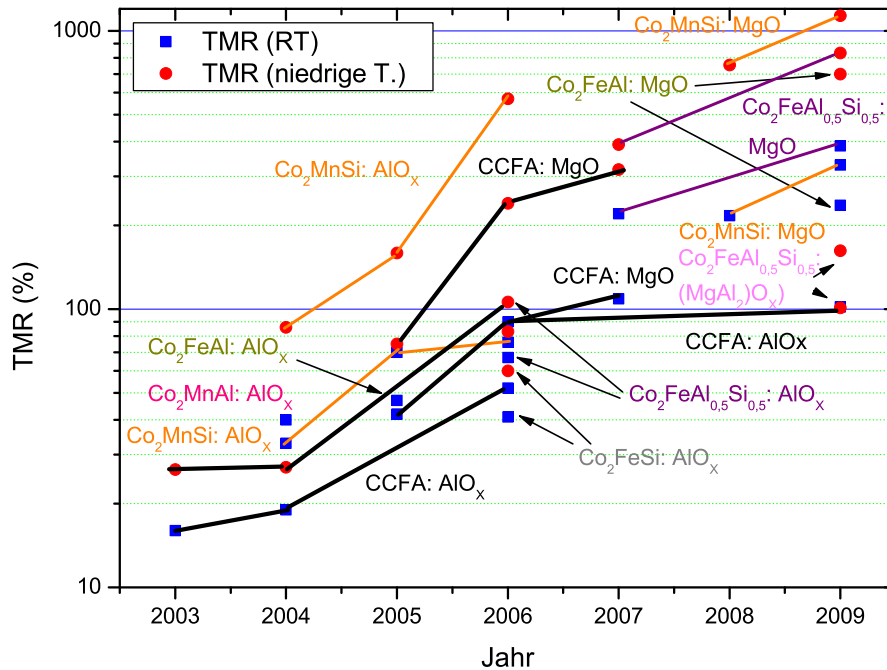


Abbildung 2.4: Tunnelwiderstand bei Raumtemperatur (RT) und tiefen Temperaturen von heuslerbasierten Tunnelkontakten. Die Art der Barriere ist im Graphen angegeben. Werte deutlich über 100% lassen sich nur mit einkristalliner Gegenelektrode erreichen, die in der Regel auf einer epitaktischen Barriere aufwächst. Die Gegenelektrode besteht bei allen Kontakten aus Co_xFe_y oder aus der entsprechenden Heusler-Schicht ($\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (CCFA): [21–23, 63–66], Co_2MnSi : [67–71], Co_2MnAl : [72], Co_2FeAl : [73, 74], Co_2FeSi : [66], $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0,5}\text{Si}_{0,5}$: [75–78]).

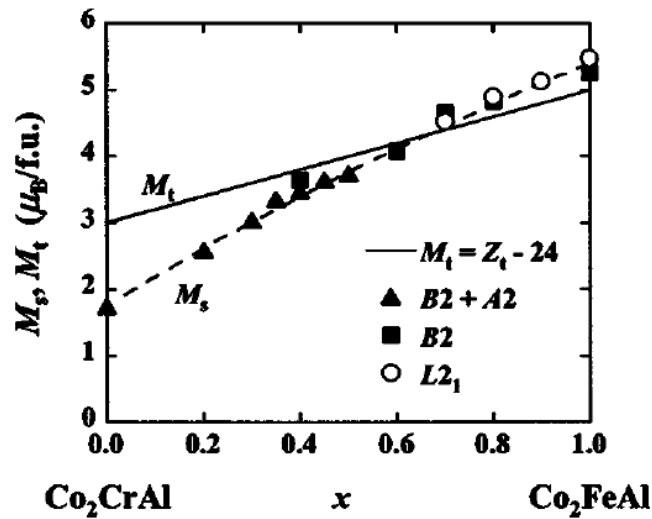


Abbildung 2.5: Magnetisches Moment bei Eisendotierung von Co_2CrAl . Die durchgezogene Linie beschreibt die Vorhersage nach der Slater-Pauling-Regel. Die Abweichung der Messwerte ist unter anderem in der reduzierten Ordnung begründet. (Quelle: [81])

tung des halbmetallischen Charakters zur Folge. In der Bandstruktur gibt eine Spitze in der Zustandsdichte Anlass, auf einen halbmetallischen Ferromagneten mit Van-Hove-Singularität in unmittelbarer Nähe der Fermikante im Majoritätsspinkanal und einer Lücke im Minoritätsspinkanal zu schließen [8]. Die Dotierung mit Eisen, also das Ersetzen von Chromatomen durch Eisenatome, kann als Elektronendotierung verstanden werden, was in der Bandstruktur mit einer Verschiebung der Van-Hove-Singularität relativ zur Fermikante einhergeht [8]. Die gemessenen magnetischen Momente an dünnen Filmen oder Volumenproben von $3,25 \mu_B$ pro Formeleinheit [25, 66, 86] liegen jedoch unter dem nach der Slater-Pauling-Regel und Bandstrukturrechnungen erwarteten Wert von $3,6 \mu_B$ pro Formeleinheit [62, 82, 83] (vergleiche Abbildung 2.7 [17]), beziehungsweise $3,8 \mu_B$ pro

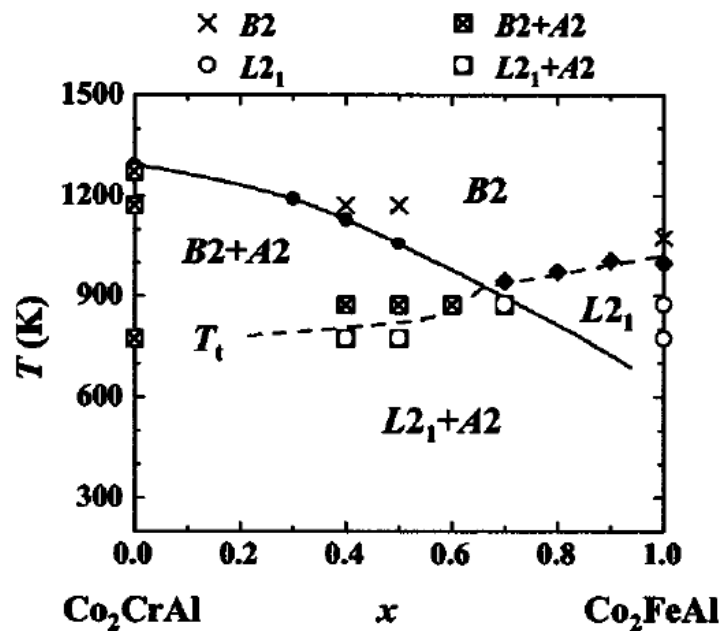


Abbildung 2.6: Ordnungstemperatur und Phasendiagramm bei Eisendotierung von Co_2CrAl . (Quelle: [81])

Formeleinheit [20, 25, 59].

In einem vollständig geordneten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Kristall ($L2_1$ -Struktur) teilen sich nur die Chrom- und Eisenatome einen Gitterplatz (Abbildung 2.8). $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wächst jedoch in $B2$ -Ordnung, abweichend von der vollständig geordneten $L2_1$ -Struktur [63, 87–89]. Dies bedeutet eine Mischung der Atome auf den Chrom/Eisen-Plätzen mit denen auf den Aluminiumplätzen. Diese Form der Unordnung hat allerdings nur einen geringen Effekt auf die Spinpolarisation [59]. Eine weitere Unordnung ($A2$), bei der auch Cobaltatome an der Unordnung beteiligt sind, reduziert die Spinpolarisation in stärkerem Maße [59].

Durch den Riesenmagnetowiderstand (GMR) liefert ein $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}/\text{Cu}/\text{Co}_{75}\text{Fe}_{25}$ -Kontakt 5,8% Widerstandszuwachs bei Raumtemperatur [90]. Der höchste gegenwärtig publizierte Tunnelmagnetowiderstand

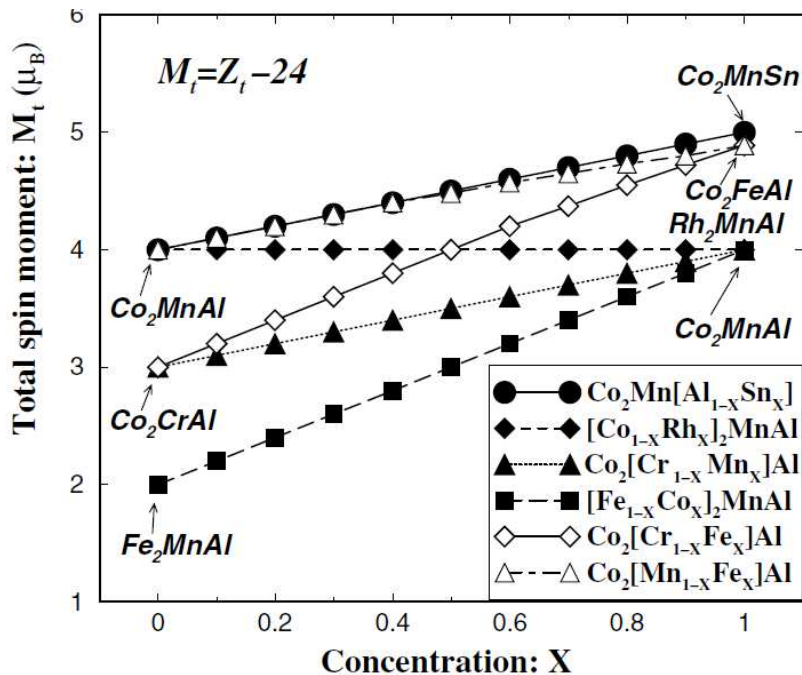


Abbildung 2.7: Berechnetes totales Spinmoment für Heusler-Verbindungen. X ist die Konzentration des dopenden Elementes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Slater-Pauling-Regel. (Quelle: [17])

(TMR) eines auf $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ basierten Tunnelkontaktes mit Hilfe einer MgO -Barriere liegt bei 109 % bei Raumtemperatur und 317 % bei 4,2 K [22]. Allerdings sind diese hohen Werte aufgrund der epitaktischen Magnesiumoxid-Barriere nicht mehr ausschließlich auf die Eigenschaften der Heusler-Verbindung zurückzuführen, wodurch ein Rückschluss auf die Spinpolarisation des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ nicht zulässig ist. So lassen sich mit Hilfe von vollständig epitaktischen Tunnelkontakten wie $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{MgO}/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ noch weitaus höhere Tunnelmagnetowiderstände erzielen [91]. $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Co}_{75}\text{Fe}_{25}$ -Tunnelkontakte mit amorpher Barriere erreichen einen Magnetowiderstand von 52 % bei Raumtempera-

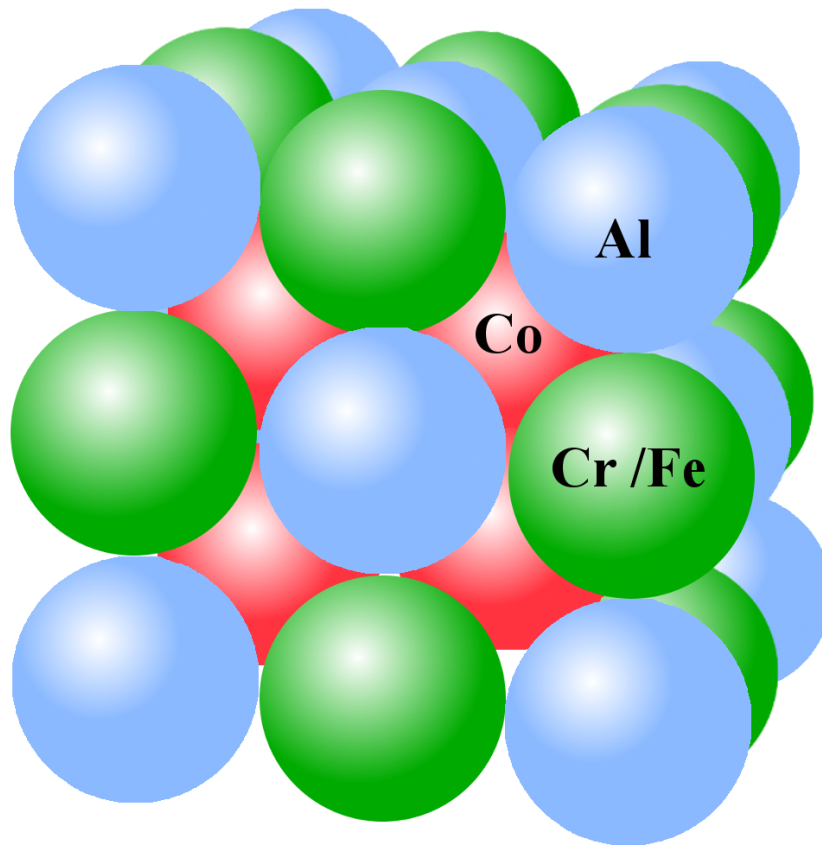


Abbildung 2.8: Kristallstruktur von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in L_{21} -Ordnung. Das Kristallgitter besteht aus insgesamt vier fcc-Untergittern. Zwei ineinander geschobene fcc-Untergitter sind mit Aluminium und Chrom/Eisen besetzt. Sie haben die Ursprünge $(0,0,0)$ beziehungsweise $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. Die Cobaltatome sind auf den beiden anderen Untergittern bei $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ und $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$ lokalisiert. Die Gitterkonstante aus Röntgenuntersuchungen am Volumenkristall beträgt 0,5737 nm [19]. In B2-Ordnung werden die Gitterplätze des Aluminium- und Chrom/ Eisengitters von allen drei Atomsorten besetzt.

tur und 83 % bei 5 K [66]. An Pulverproben aus $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ mit AlO_x konnten noch höhere Magnetowiderstände bei Raumtemperatur gemessen werden, wobei die genaue Ursache für das gemessene Widerstandsverhalten noch zu klären ist [92]. Der höchste gemessene Tunnelmagnetowiderstand an einem Tunnelkontakt basierend auf $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ mit amorpher Barriere liegt bei 101 % bei 5 K [23]. Die dem Jullière-Modell [24] zugrunde liegende Spinpolarisation beträgt 67 % bei selbiger Temperatur. Die Spinpolarisation an der Fermikante bei Raumtemperatur von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filmen mit Eisen-Puffer konnte mit Hilfe von spinaufgelöster Photoemission auf 45 % bestimmt werden [93].

3 Dünnschichttechnologie

Für einen Tunnelkontakt müssen die dafür benötigten Metalle und Legierungen in Form einer dünnen Schicht auf einem Substrat abgeschieden werden. In diesem Kapitel wird auf diesen Prozess eingegangen und die verwendeten Verfahren und Analysemethoden vorgestellt. Dabei werden die Erweiterungen und Veränderungen gegenüber des bisherigen Verfahrens von Andrès Conca [16] herausgestellt. Details zur Sputterkammer und dem Depositionsverfahren finden sich im Anhang A.1 und A.2. Auf die materialspezifischen Charakteristika von den $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filmen (siehe Kapitel 4) und den weiteren zum Bau eines Tunnelementes benötigten Schichten (siehe Kapitel 5) wird gesondert eingegangen.

3.1 Der Rezipient

Eine erste Maßnahme zur Optimierung bezüglich der Eigenschaften der bisher deponierten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filme [16] war die Verbesserung der Präparationsbedingungen durch eine weitere Präparationskammer mit sehr gutem Ultrahochvakuum (UHV). Da die bisherigen Kathoden für eine optimale Targetkühlung gebaut wurden und dafür Einschränkungen bezüglich der UHV-Tauglichkeit hingenommen wurden, musste zur Verbesserung des Vakuums ein neuer Kathoden-Typ eingesetzt werden (siehe Abschnitt 3.2.2).

Um den laufenden Depositionsbetrieb nicht zu unterbrechen und um den Herstellungsprozess eines Tunnelementes zu verkürzen, wurde eine neue Kammer entworfen und gebaut, statt die bestehende Kammer zu modifizieren. Die Kammer sollte möglichst kompakt sein und sollte mit dem bestehenden Präparationscluster von Omicron (Abbildung 3.1) verbunden werden, um so die Kapazitäten des Clusters zu erweitern. Diese



Abbildung 3.1: Präparationscluster für die Deposition heuslerbasierter Tunnelelemente. Das Cluster besteht aus zwei Sputterkammern, einer Analysekammer mit Rastertunnelmikroskop, einem Schleusensystem und einer Kammer für Elektronenbeugung, Massenspektrometer und Elektronenstrahlverdampfer. Im Vordergrund links befindet sich die neu entworfene Sputterkammer.

zweite Sputterkammer im Cluster ermöglicht die Herstellung der Heusler-Schichten getrennt von der Kammer, die für die Oxidation der Barriere benötigt wird. So ist eine schnellere Präparation und eine bessere Ausnutzung des Sputtertargets möglich, da weniger oxidiertes Material an der Oberfläche des Targets entfernt werden muss. Bei der Anbindung an das Cluster konnte auf das bestehende Transfersystem von Omicron zurückgegriffen werden. Einzig eine drehbare und höhenverstellbare Probenaufnahme musste installiert werden. Die Kammer (Abbildung 3.2) bietet von der Unterseite aus vertikalen Zugang für zwei Kathoden (CF100-Flansch), sowie Platz für zwei weitere Kathoden (CF63-Flansch) im Winkel von 18° . Im Zentrum des Deckels befindet sich die Durchführung für die Probenaufnahme. Weitere Durchführungen sind für Druckmessung, Beobachtungs-

fenster, Pumpe, Probentransfer, Probenkühlung, Probenheizung und Gas-einlass vorhanden. Mit Hilfe der neuen Kammer konnten die Heusler-Filme bei einem Basisdruck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar hergestellt werden. Bezüglich der Oberflächenanalyse durch Elektronenbeugung zeigen die in dieser Kammer mit Hilfe der neuen Kathoden hergestellten Filme eine Verbesserung (siehe Kapitel 4). Deshalb wurde auch die größere Sputterkammer im Cluster mit den neuen Kathoden nachgerüstet und die nicht UHV-tauglichen Komponenten der Kammer ersetzt.

3.2 Deposition dünner Schichten

Für die Abscheidung dünner Schichten muss im Allgemeinen polykristallines oder amorphes Volumenmaterial, gegebenenfalls aus verschiedenen Quellen gleichzeitig, auf ein Substrat überführt werden, um sich dort in der gewünschten Stöchiometrie und Kristallstruktur an das Substrat anzulagern. Bei der Deposition der Tunnelkontakte wurde nur Material aus einer Quelle gleichzeitig abgeschieden. Die Deposition erfolgt durch Kathodenzerstäuben (Sputtern) und Elektronenstrahlverdampfen.¹

3.2.1 Elektronenstrahlverdampfen

Für die Herstellung reproduzierbarer $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten ist die Deposition einer Pufferschicht, etwa Magnesiumoxid, notwendig. Die Pufferschichten können mit Hilfe der Sputtertechnologie oder durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellt werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Tunnelemente auf Magnesiumoxidsubstraten haben alle eine Pufferschicht, die mit Hilfe von Elektronenstrahlepitaxie hergestellt wird. Abbildung 3.3 zeigt den verwendeten Elektronenstrahlverdampfer mit gefülltem Tiegel zur Deposition von Magnesiumoxid. Das Problem bei dem Verdampfen von Magnesiumoxid besteht in der isolierenden Eigenschaft des Mate-

¹ Allgemeine Informationen zur Herstellung magnetischer Schichtsysteme finden sich beispielsweise in „Dynamik und Strukturbildung in kondensierter Materie“ [94], „Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung“ [95] sowie in „Magnetic Heterostructures“ [96].

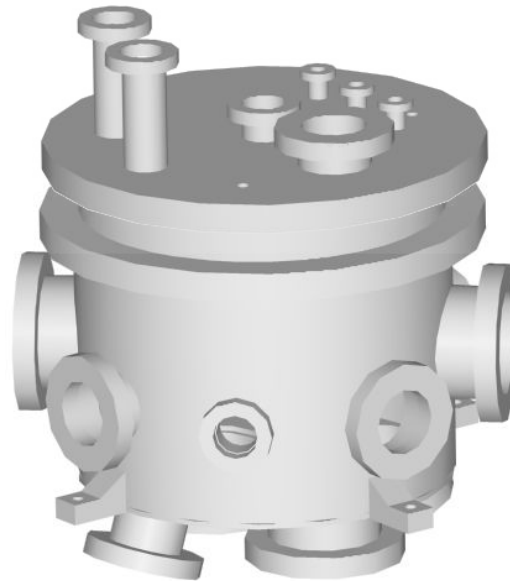


Abbildung 3.2: Design für die UHV-Sputterkammer. An der Unterseite sind zwei große und zwei kleine Zugänge für die Sputterkathoden. Auf dem Deckel ist der Zugang für die drehbare und höhenverstellbare Probenhalterung. An der Seite kann der Arm der Omicron-Transferkammer genutzt werden, um die Proben *in situ* in die Kammer zu schleusen. Im Anhang (Kapitel 8) befindet sich eine technische Zeichnung dieser Kammer.

rials. Der Elektronenstrahl lässt sich nur sehr unzureichend auf das isolierende Material in dem Tiegel fokussieren. Da allerdings zur Verdampfung von Magnesiumoxid nur eine verhältnismäßig geringe Leistung des Verdampfers notwendig ist, kann das Magnesiumoxid im Tiegel ausreichend erwärmt werden, ohne dass durch die Erwärmung des den Tiegel umgebenden Bereiches der Druck zu stark ansteigt. Mit dem in der Kammer vorhandenen Massenspektrometer ist es auch während der Deposition mög-

lich, die Zusammensetzung des Gases in der Kammer zu kontrollieren. So kann der optimale Zeitpunkt gefunden werden, wann das Gas möglichst wenig Verunreinigungen enthält, die zunächst durch kontaminiertes Material an der Oberfläche des Füllmaterials und später durch die Erwärmung der Umgebung des Tiegels entstehen. Die Verdampfungsrate kann mit einem Kristallmonitor kontrolliert werden, so dass, nach einer Kalibration des Kristallmonitors an Referenzproben, die Schichtdicke während der Abscheidung genau überwacht werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurden auf diese Weise mit Hilfe des Elektronenstrahlverdampfers Silber-, Chrom-, Eisen- und Magnesiumoxid-Puffer hergestellt. Die Energie des verdampften Materials liegt bei der Verdampfung mit Hilfe eines Elektronenstrahls im Allgemeinen in der Größenordnung von einem Elektronenvolt. Den adsorbierten Atomen auf dem Substrat kann jedoch durch die Substratheizung weitere Energie zugefügt werden.

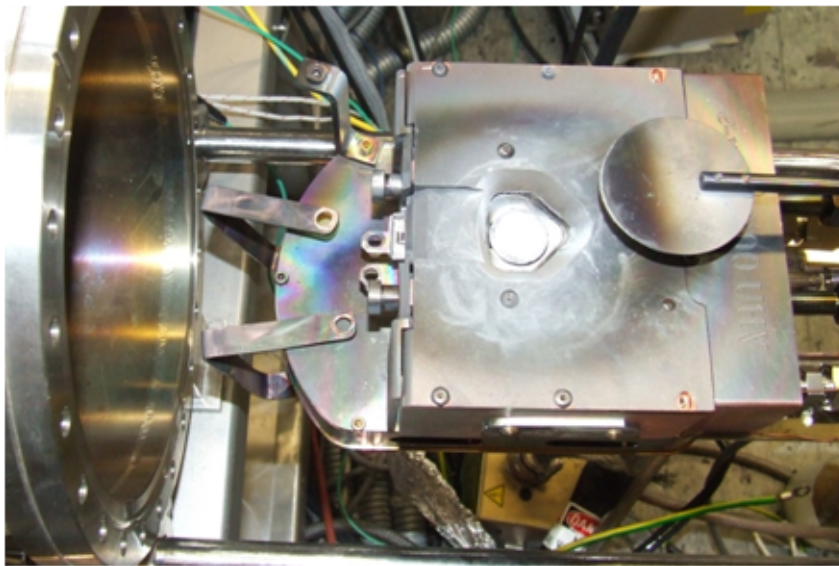


Abbildung 3.3: Elektronenstrahlverdampfer mit Magnesiumoxid.

3.2.2 Kathodenzerstäuben

Die Heusler-Filme und die anderen funktionellen Schichten werden durch das Kathodenzerstäuben² (Abbildung 3.4) hergestellt. Bei geeignetem Gasdruck und Spannung bildet sich ein stationäres Plasma. Elektronen treten aus der Kathode (Target aus dem zu zerstäubenden Material) aus und werden in Richtung Anode (Substrat und die Kammerwände) beschleunigt. Dabei ionisieren sie einen Teil der Gasatome durch Stoßionisation. Die positiv geladenen Gasionen werden zur Kathode beschleunigt. Aufgrund der geringeren Mobilität der Ionen im Vergleich zu den Elektronen entsteht an der Kathode eine positive Raumladungszone. An der Kathode werden unter anderem weitere Elektronen freigesetzt; Oberflächenionisation findet statt. Diese Elektronen können wiederum Gasatome ionisieren. Außerdem geben die Ionen ihren Impuls an das Targetmaterial ab, wobei Atome aus der Oberfläche gestoßen werden können. Im Vergleich zum Verdampfen ist die Energie der gesputterten Atome mit einigen Elektronenvolt wesentlich größer [95]. Die Sputterrate ist bei höheren Energien proportional zu der Energie. Allerdings beeinflusst auch der Gasdruck durch eine Verringerung der freien Weglänge die Energie der gesputterten Atome. Bei isolierenden Targets funktioniert Kathodenzerstäuben ebenfalls, wenn man die Kathode statt mit Gleichspannung (Direct Current (DC) sputtering) mit Wechselspannung (Radio Frequency (Rf) sputtering) betreibt.

Aufgrund der hohen Frequenz (13,56 MHz), der mobilitätsbedingt nur die Elektronen folgen können, bildet sich im zeitlichen Mittel ein negatives Potential an beiden Elektroden, also dem Target und dem Substrat, aus. Die Kapazitäten zwischen Plasma und Elektroden bestimmen die Spannungen von Target und Substrat ($Q = CU$). Da die Kapazitäten von den Flächen abhängen, reicht die Ankopplung des Substrates an die Wände des Rezipienten aus, um das Target auf negativem Potential gegenüber dem Substrat zu halten. Damit ist das Target bevorzugtes „Ziel“ der Argonionen. Die Elektronen können aus den oszillierenden Randzonen des Plasmas genügend Energie gewinnen, um auch bei niedrigerem Gasdruck, als für das DC-Sputtern nötig, ein Plasma mit ausreichender Sputterrate zu erzeugen.

² Für allgemeine Informationen zu Kathodenzerstäuben (Sputtern) siehe beispielsweise Schweika in [95].

Dabei heizt sich das Substrat weniger stark auf als beim DC-Sputtern.³

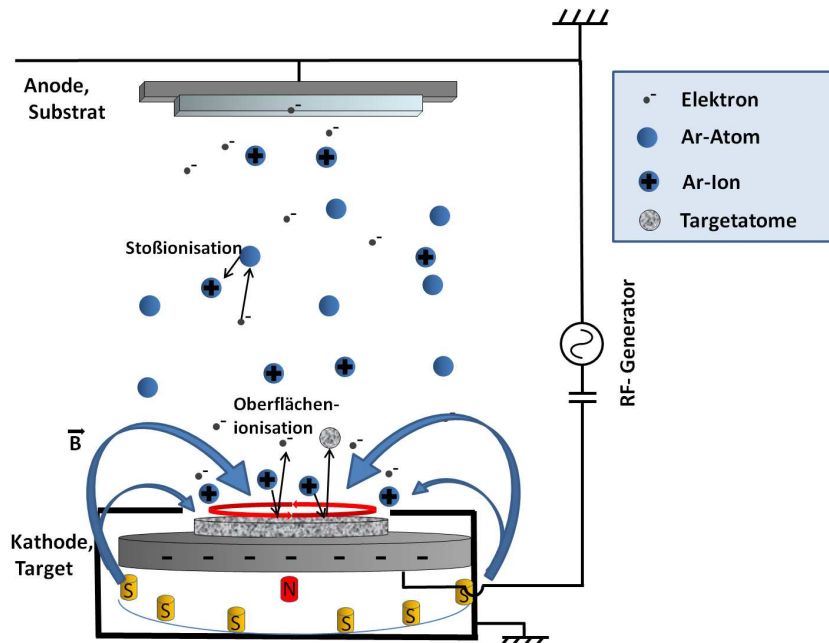


Abbildung 3.4: Schematische Illustration von dem Kathodenzerstäuben. Für allgemeine Informationen siehe beispielsweise Schweika in [95].

Für die Herstellung der dünnen Filme wurden Magnetronsputterkathoden verwendet. Durch die Anordnung von Magneten unter dem Target wird das Plasma über dem Target konzentriert, da die Elektronen länger auf einer kreisförmigen Bahn über der Kathode verbleiben und wesentlich mehr Gasatome ionisieren können. Diesen Ring kann man auch deutlich an dem Target erkennen (Abbildung 3.6). Bisher standen in dem Präparationscluster nur Kathoden für Gleichstromkathodenzerstäuben zur Verfügung [16]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden neue Kathoden der Firma AJA International [98] angeschafft, dessen Vakuumseite ausschließlich aus UHV-verträglichen Komponenten bestehen. So werden bei diesen Kathoden kei-

³ Eine Beschreibung von Rf-sputtern findet sich etwa in Koenig *et al.* [97].

ne Gummi- oder Teflondichtungen im Vakuum verwendet. Außerdem sind diese Kathoden mit Magneten mit höherer Temperaturbeständigkeit für ein Ausheizen der Vakuumkammer ausgestattet, damit ein besserer Basisdruck erzielt werden kann. Zum Andern verfügen die AJA-Kathoden über einen Kamin mit Gaseinlass direkt über der Kathode, um mit weniger Argongas betrieben werden zu können. Allerdings konnte durch den Kamin kein Einfluss auf den für die Deposition benötigten Gasdruck festgestellt werden (Abbildung 3.5).



Abbildung 3.5: Kathodenzerstäuben von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. Unten erkennbar ist die Kathode ohne Kamin. Oben befindet sich das Substrat. Das Argonplasma entsteht durch den Betrieb der Kathode mit Wechselspannung.

Als Sputtergas wird nun ausschließlich hochreines Argon 6.0⁴ verwendet. Der Gasdruck wird über ein Nadelventil von Hand eingestellt. Dabei wird mit Drücken um 0,1 mbar gearbeitet. Die Gleichspannung zwischen

⁴ Dies entspricht einer Reinheit von mindestens 99,9999 %.

Target und Substrat stellt sich, wie beschrieben, durch die kapazitive Ankopplung der Kammer an den HF-Generator ein. Von außen vorgegeben wurde nur die, möglichst ohne Reflexion, eingekoppelte Leistung. Der Abstand zwischen Substrat und Kathode wurde im Wesentlichen dazu verwendet, die Wachstumsrate anzupassen und eine homogene Deposition zu ermöglichen. Deponiert wird jeweils bei Raumtemperatur.

3.2.3 Das Sputtertarget



Abbildung 3.6: Verwendetes $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Target in der Kathode. Der Sputterring durch die Magnetkonfiguration auf dem Target ist gut sichtbar.

Ausgangspunkt der Herstellung einer dünnen Schicht eines Materials mittels Kathodenzerstäuben bildet das Target. Für die Herstellung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ standen sowohl kommerzielle Targets der Firma Hauner [99] als auch Targets aus der Arbeitsgruppe Felser [100] zur Verfügung. Beim Sputtern entspricht die Stöchiometrie des vom Target abgeschiede-

nen Materials der Stöchiometrie des Targets.⁵ Aufgrund von Desorption oder sogar Sputtern an der Anode (Resputtering) ist jedoch die Stöchiometrie des abgeschiedenen Materials nicht notwendigerweise mit der Stöchiometrie des gesputterten Materials identisch. Im Fall von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ könnte beim Sputtern an dem abgeschiedenen Film auf dem Substrat der Aluminiumanteil zunehmen, da Aluminium gerade bei niedrigeren Energien eine niedrigere Sputterrate hat. EDX-Untersuchungen (Energiedispersive Röntgenspektroskopie) zeigen, dass die Stöchiometrie der mit Gleichstrom gesputterten Filme mit der Targetstöchiometrie im Rahmen des Fehlers von EDX an dünnen Schichten übereinstimmt [86]. Bei den Filmen, die mit Wechselspannung gesputtert wurden, konnten für $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ebenfalls Sputterparameter gefunden werden, bei denen die Stöchiometrie der Filme im Rahmen des Fehlers ideal war. Bei Betrachtung der Bruchkante eines kommerziellen Targets (Abbildung 3.7) deuten allerdings unterschiedlich aussehende Bereiche an, dass eine zeitliche Variation der Stöchiometrie der Targetoberfläche bei ansonsten gleichen Bedingungen nicht ausgeschlossen werden kann.



Abbildung 3.7: $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Target nach seiner Verwendung. Deutlich sind Inhomogenitäten an der Bruchkante zu erkennen.

⁵ Das zu Beginn homogene Target verarmt an der Oberfläche an Atomen mit höherer Sputterrate, so dass nach einer gewissen Zeit automatisch Material in der ursprünglichen Zusammensetzung abgeschieden wird.

3.3 Messmethoden zur Charakterisierung von dünnen Schichten

Während und nach der Präparation von Filmstapeln stehen viele Charakterisierungsmöglichkeiten zur Verfügung. In diesem Abschnitt werden die Untersuchungsmethoden, die an den $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontakten zum Tragen kamen, kurz genannt und ihre Verwendung in der Präparationsarbeit gezeigt. Die Ergebnisse der Charakterisierung werden in den Kapiteln 4 und 5 diskutiert.

3.3.1 Messmethoden zur *in situ*-Analyse der Proben

Beugung niederenergetischer Elektronen an Oberflächen (LEED)

In der Kammer, die zum Ausheizen der Substrate, Elektronenstrahlverdampfung und für Temperprozesse benutzt wird, befinden sich Analyseinstrumente zur Untersuchung von Elektronenbeugung an der Filmoberfläche. Die Beugung niederenergetischer Elektronen an Oberflächen (LEED - Low Energy Electron Deflection) bildet die reziproke Struktur der Oberfläche unter Beachtung der Auslöschungsbedingungen ab. Ordnung und Art der Kristallstruktur der Oberfläche kann auf diese Weise untersucht werden. Die kleine Energie der Elektronen gewährleistet eine geringe Eindringtiefe.⁶ In dieser Arbeit werden LEED-Untersuchungen beispielsweise in Kapitel 4.2.1 dargestellt.

Beugung hochenergetischer Elektronen bei Reflexion (RHEED)

Bei RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) handelt es sich ebenfalls um eine Elektronenbeugung an der Oberfläche. Im Vergleich zum LEED sind die Elektronen hierbei allerdings hochenergetisch und werden in einem flachen Winkel auf die Probenoberfläche geschossen. Diese Methode ist weniger sensitiv bezüglich einer rauen Oberfläche. Aufgrund der

⁶ Zu LEED siehe beispielsweise bei Zangwill [101]. LEED an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wird in Wüstenberg *et al.* [102] beschrieben.

Geometrie des RHEED kann ohne Verkippung der Probe ein Eindruck der Glätte und Ordnung der Probe gewonnen werden. Ergebnisse von Messung durch RHEED finden sich in Kapitel 4.2.1 und bei [48].

Rastertunnelmikroskopie (STM)

Ein weiteres *in situ*-Messinstrument ist das Rastertunnelmikroskop. Es erwies sich als ein äußerst wichtiges Instrument, um die Qualität des epitaktischen Wachstums während der Präparation von Tunnelkontakten zu beurteilen. Im Gegensatz zu LEED und RHEED können bei dem STM auch große, aber glatte Inseln mit steilen Wänden detektiert werden. STM-Bilder befinden sich in Kapitel 4.2.1 und bei [48].

3.3.2 Messmethoden zur *ex situ*-Analyse der Proben

Photoemissionsspektroskopie (PES)

Photoemissionsspektroskopie, XPS⁷ und Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) geben Auskunft über die Stöchiometrie und elektronische Beschaffenheit einer Probenoberfläche. Die Oberfläche von dünnen Schichten kann sich durch chemische und magnetische Unordnung [103] oder durch eine modifizierte Bandstruktur gegenüber der des Volumens unterscheiden. Durch spinpolarisierte Photoemissionsspektroskopie lässt sich die Spinpolarisation der Leitungselektronen an der Oberfläche (Größenordnung 2 nm [102]) bestimmen. Bei der Photoemissionsspektroskopie ist die gemessene Spinpolarisation stärker von den Elektronen der lokalisierten d-Bänder bestimmt, als dies bei der Tunnelspektroskopie der Fall ist, wo die s-Elektronen verstärkt zum Transport beitragen [47, 102]. Außerdem muss für die Berechnung der absoluten Spinpolarisation aus den Streuereignissen im Detektor ein Faktor angenommen werden (Shermanfunktion, siehe [104]) [102].

⁷ Auch ESCA, Anregung durch Röntgenstrahlung.

Magnetooptische Kerr-Spektroskopie (MOKE)

Magnetooptische Kerr-Spektroskopie (siehe beispielsweise [105]) misst die Magnetisierung an der Filmoberfläche. Auf MOKE-Messdaten wird in Abschnitt 4.2.2 eingegangen.

Röntgenabsorptionsspektroskopie (XAS)

XAS-Untersuchungen, insbesondere zirkularer magnetischer Röntgendi-chroismus (XMCD)⁸, an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten [109–114] haben als *ex situ*-Untersuchungsmethode den Vorteil, dass eine dünne schützende Deck-schicht nicht entfernt werden muss [107]. Bei der Verwendung von Alu-minium als Schutzschicht hat die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche dieselbe Be-schaffenheit, wie die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche einer Probe, bei der *in situ* die Barriere für einen Tunnelkontakt aufgebracht wird. Je nachdem, ob al-le emittierten Elektronen (TEY - Total Electron Yield) gemessen werden oder ob man die Röntgenfluoreszenz im Substrat unter der Probe misst (TM - Messung in Transmission), ist der Informationsbereich auf die zu der Barriere angrenzende $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Region beschränkt⁹ oder erfasst einen größeren Teil des Filmvolumens [110]. Mit Hilfe von XMCD kann das magnetische Moment pro Atom bestimmt werden. Je nachdem, welche Art von Unordnung in der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht vorliegt, ist das mag-netische Moment wie auch die Spinpolarisation unterschiedlich stark re-duziert [59]. Somit versprechen XAS-Untersuchungen Aufschluss darüber zu geben, warum $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierte Tunnelkontakte nicht einen Tun-nelmagnetowiderstand liefern, der bei der Verwendung eines halbmetalli-schen Ferromagneten als Elektrode zu erwarten ist [111]. Ergebnisse von XAS an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ werden in Abschnitt 4.2.2 behandelt.

⁸ Für einen Überblick siehe beispielsweise [106–108].

⁹ Die fSchutzschicht oder auch Verunreinigungen in der Schutzschicht können allerdings zum Messergebnis beitragen.

Röntgendiffraktometrie (XRD)

XRD (X-Ray Diffraction) bietet sowohl Aufschluss über die Gitterstruktur der Kristalle, als auch über Korngrößen oder Schichtdicken der Filme (siehe Kapitel 4.2.2) [48]. Für die Strukturanalyse mit XRD stehen für eine schnelle Untersuchung ein Zwei-Kreis-Röntgendiffraktometer, für Reflexe senkrecht zur Filmoberfläche, und ein Vierkreisdiffraktometer, zur Bestimmung der Ordnung in der Filmebene, zur Verfügung.

Mößbauer-Spektroskopie

Mößbauer-Spektroskopie bietet zusätzlich zu der Analyse der Elemente eine Aussage über das magnetische Umfeld von Atomen aus der Hyperfeinstruktur der Elektron-Kern-Wechselwirkungen in ihrem Spektrum. Allgemeine Informationen zur Mößbauer-Spektroskopie finden sich beispielsweise bei [115].

Vibrationsmagnetometer (VSM) und supraleitende Quanteninterferenzeinheit (SQUID)

Das magnetische Moment der dünnen Schichten kann mittels eines VSM (Vibrating Sample Magnetometer) oder SQUIDs gemessen werden. Variationen in der Stöchiometrie oder der Grad der Unordnung des Materials können eine große Auswirkung auf das magnetische Moment haben. Auf der Suche nach einer hohen Spinpolarisation kann sich das magnetische Moment, entsprechend der Slater-Pauling-Regel, als wichtig erweisen [30, 31].

Energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) und Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS)

Energiedispersive Röntgenspektroskopie und Sekundärionen-Massenspektrometrie geben Aufschluss über die Zusammensetzung eines Materials. Allerdings sind diese Untersuchungsmethoden an dünnen Filmen mit hohen Fehlern versehen. Insbesondere bei $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO sind nah

beieinander liegende Spitzen¹⁰ im Spektrum einer EDX-Analyse ein Problem bei der quantitativen Analyse der Filme. Bei orts aufgelöstem EDX in einem TEM hingegen, ist es nicht ohne weiteres möglich, die Flächennormale des präparierten Probenquerschnitts in einen optimalen Winkel für den Detektor zu kippen.¹¹ SIMS benötigt gleichfalls mehr Material als in einem dünnen Film enthalten ist, um genaue Aussagen über dessen Zusammensetzung treffen zu können.

Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)

Bei der Herstellung magnetischer Schichtsysteme ist die Grenzfläche zwischen den Schichten von besonderer Bedeutung. Die Beobachtung der Grenzflächen eines fertigen Tunnelelementes gestaltet sich als schwierig. *In situ*, beispielsweise durch das Rastertunnelmikroskop, lassen sich sehr gut die Oberflächen der einzelnen Schichten beobachten. Allerdings geht daraus nicht hervor, in wie weit das Aufbringen einer weiteren Schicht, die anschließende Oxidation und die abschließenden Temperaturbehandlungen noch einmal die Morphologie beeinflusst haben. Auch eine Ansicht der Oberfläche der oxidierten Barriere ist mit dem STM nicht möglich. Des Weiteren kann man mit dem STM nur die Oberfläche beobachten. Somit ist es beispielsweise nicht direkt möglich, zwischen einem Partikel auf der Filmoberfläche oder einer Erhöhung der Filmoberfläche durch einen Partikel im Filmvolumen zu unterscheiden.

Abhilfe schafft hierbei die Untersuchung durch ein Transmissionselektronenmikroskop (TEM). Um eine Grenzfläche untersuchen zu können, muss jedoch ein Querschnitt der Probe angefertigt werden (XTEM). Das TEM liefert die Projektion der Informationen aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Probenvolumen des Querschnitts in eine Ebene (siehe beispielsweise [116]).

Für eine Querschnittspräparation muss ein Filmquerschnitt möglichst gedünnt werden, ohne Artefakte zu erzeugen. Dafür gibt es unterschiedliche

¹⁰ Einige Linien im EDX-Spektrum: Fe-K_{β1}: 7,1 keV, Co-K_{α1}: 6,9 keV, Mg-K_{β1}: 1,3 keV, Al-K_{α1}: 1,5 keV.

¹¹ Siehe beispielsweise [116], Band IV.

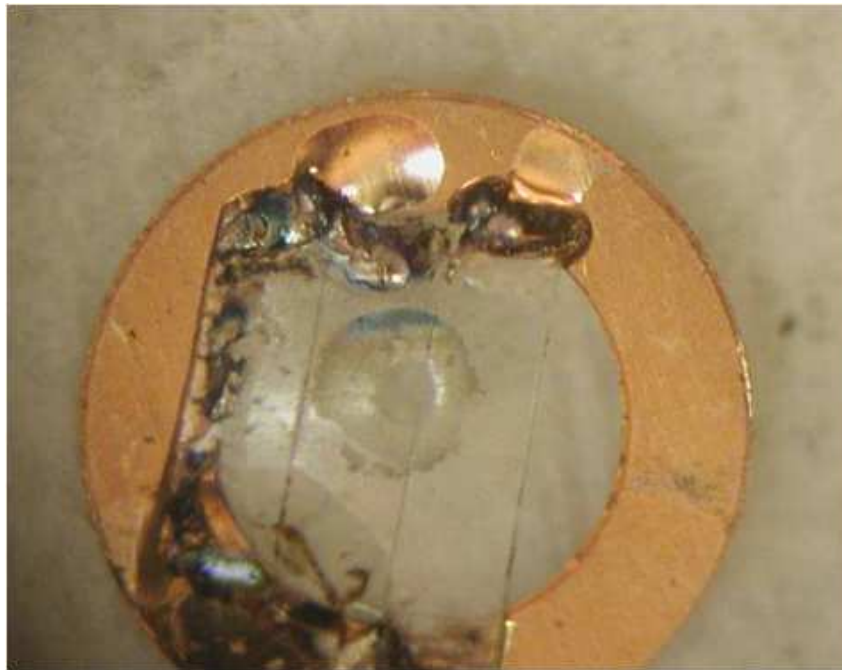


Abbildung 3.8: Querschnittspräparation für TEM. Der Querschnitt klebt in einem Kupferring mit 3 mm Außendurchmesser. Man erkennt neben einer zusätzlichen Substratscheibe die beiden Substratscheiben mit dem Film in der Mitte. Im Zentrum befindet sich die durch das Polierrad entstandene Mulde und darin das durch die Argonionen geätzte Loch.

Methoden. Eine Möglichkeit ist, den TEM-Querschnitt mit Hilfe von fokussierten Ionenstrahlen „auszuschneiden“ (FIB - Focused Ion Beam). Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Film in Harz einzubetten oder durch zusätzliche Substrate zu verdicken, um einen Querschnitt sägen zu können, der anschließend gedünnt wird. Letztere Methode wurde für alle hier gezeigten Proben verwendet. Eine Möglichkeit zur Dünnung der Proben, auf deren Grundlage auch die Heusler-Proben präpariert wurden, wird in Garulli *et al.* [117] beschrieben. Allerdings wird bei den Tunnelementen darauf verzichtet, die Proben vollständig freitragend herzustellen. Die Proben

werden statt dessen auf ein TEM-Netz, einen kleinen Kupferring, geklebt (Abbildung 3.8). Außerdem kommt ein Muldenschleifer (Dimple Grinder) zum Einsatz. Dies erübrigt einen Ultraschallschneider und verringert die Gefahr einer Verunreinigung durch Probenbruchstücke im Mikroskop. Eine detaillierte Beschreibung der Querschnittspräparation und der verwendeten Geräte befindet sich im Anhang A.4. Das Resultat der Präparation ist ein keilförmig zulaufender Querschnitt des Filmes am Rande des Lochs im Zentrum der Mulde. Ein Bild durch ein Elektronenmikroskop von dem Rand des Lochs in der Probe, welches den Filmstapel schneidet, ist in Abbildung 3.9 gezeigt.

Im Anhang A.4 findet sich eine genauere Beschreibung der Herstellung von Querschnitten. Hochauflösende TEM-Bilder (HR-TEM) finden sich in den Kapiteln über die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht (Kapitel 4) und über Tunnel-elemente (Kapitel 5).

Rasterkraftmikroskopie (AFM) und Rasterelektronenmikroskopie (SEM)

Rasterkraftmikroskopie (Atomic Force Microscopy) und Rasterelektronenmikroskopie (Scanning Electron Microscopy) bieten ähnlich wie das STM die Möglichkeit der Oberflächenanalyse. Allerdings stehen diese Mikroskope nur *ex situ* zur Verfügung. Sie finden neben optischen Mikroskopen Anwendung bei der Untersuchung der herausgeätzten Strukturen für Transportmessungen.

Transportmessungen

Als anwendungsnahe Bestimmungsmöglichkeit der Spinpolarisation von Heusler-Schichten werden Transportmessungen an Tunnelkontakten vorgenommen. Die Präparation von Tunnelstrukturen und die Transportmessungen werden in den Kapiteln 5 und 6 ausführlich behandelt.

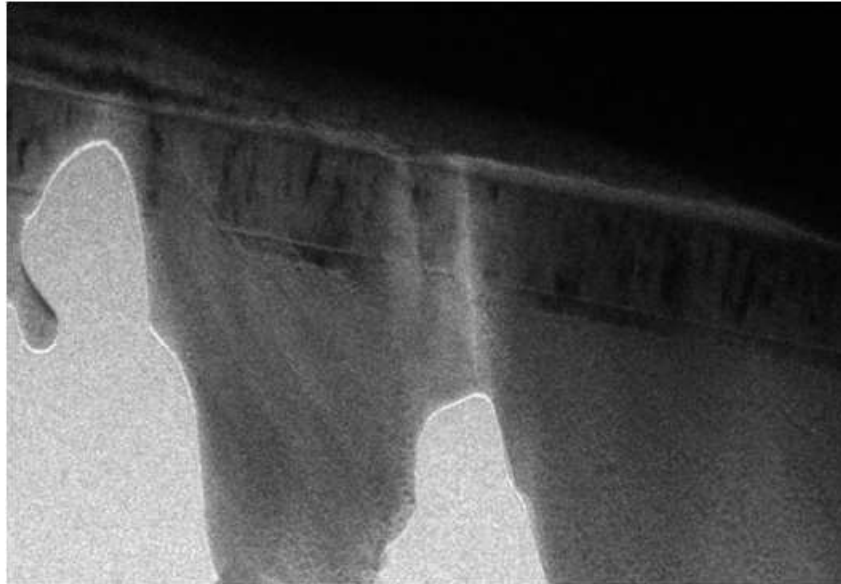


Abbildung 3.9: TEM-Aufnahme (Phillips EM 420: 120 kV) einer Querschnittspräparation eines $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnel-elementes. Oben ist das Substrat, zu dick um es zu durchstrahlen, als dunkler Streifen zu erkennen. Danach folgt die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht, circa 100 nm. Der dünne weiße Streifen ist die Barriere, genauer die Beugungserscheinung an der Barriere. Weitere Schichten, die Gegenelektrode und eine Abdeckung, schließen sich an. Darauf folgt das Epoxidharz der Klebnaht. Der Film auf der anderen Seite des Loches ist nicht mehr im Bild. Für hochauflösende TEM-Aufnahmen ist der Bereich, an dessen Rand ein Teil der Gegenelektrode, der Barriere und des Films bereits durch Sputtern mit Argonionen entfernt wurde, am besten geeignet. Hier ist sichergestellt, dass die Dicke des Querschnitts ausreichend dünn ist.

4 Präparation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$

Dieses Kapitel widmet sich der Präparation und Charakterisierung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Heusler-Schichten. Bei Heusler-Schichten als Bestandteil eines Schichtsystems sind nicht nur die Eigenschaften des Volumenmaterials der Schichten, sondern auch die Schichtoberflächen, im Fall eines Tunnelkontaktes die Grenzflächen zu einer Barriere, von Bedeutung. Das folgende Kapitel behandelt zunächst das Substrat und die Pufferschicht, auf der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ aufgewachsen wird. Anschließend werden die Eigenschaften der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten diskutiert, die unter verschiedenen Präparationsbedingungen deponiert wurden. Da die Präparationsbedingungen einen großen Spielraum an, teils voneinander abhängigen, Variationen zulassen und nicht zwangsläufig reproduzierbar sind, ist es unmöglich, systematisch alle Parameter der Präparation in allen Kombinationen zu erproben und dabei alle Eigenschaften zu untersuchen. Deshalb wurden im Rahmen der Untersuchungen zu $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ Kleinserien von Proben mit Variation eines oder mehrerer Präparationsparameter hergestellt und auf eine Auswahl von Eigenschaften untersucht.

4.1 Wahl eines geeigneten Substrates

$\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wächst epitaktisch auf GaAs (siehe [118]), MgO (100) und MgAl_2O_4 (100) in (100)-Richtung [16, 89, 119] (Abbildung 4.1). Mit Al_2O_3 ($11\bar{2}0$) als Substrat wächst $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in (110)-Orientierung (Abbildung 4.2). Gegenüber Al_2O_3 ($11\bar{2}0$) hat $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ eine Gitterfehlpassung von 1,6%. Trotz schlechterer Gitterfehlpassung, konnte ein höherer Magnetowiderstand bei $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in einer anderen Orientierung auf MgO (100) gemessen werden [16]. Auf MgO (100) wächst $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ebenso wie bei MgAl_2O_4 (100) in (100)-Orientierung auf. Die Gitterfehlpassung

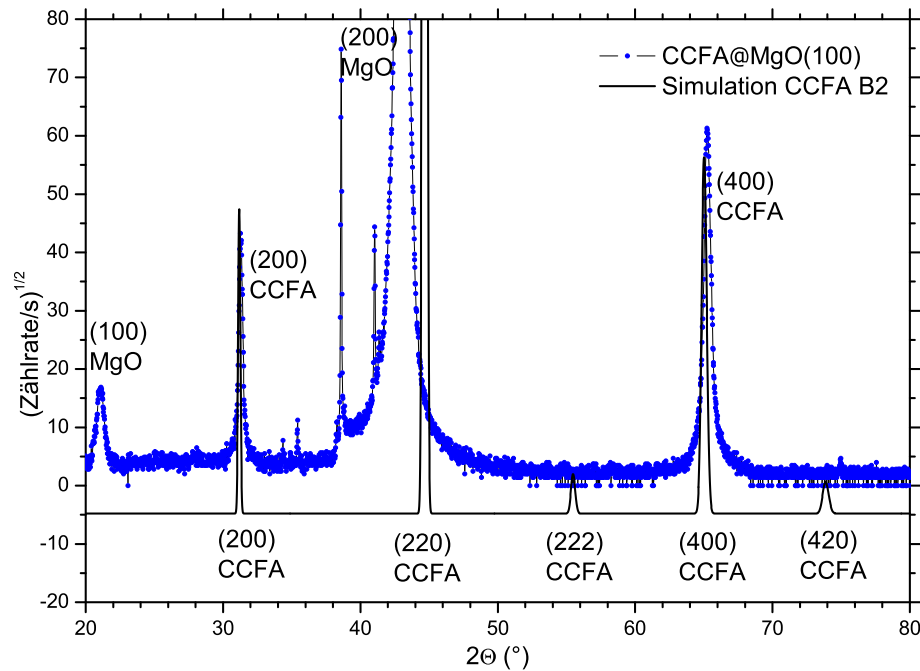


Abbildung 4.1: Röntgendiffraktogramm von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO (100). $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wächst ebenfalls in (100)-Orientierung, jedoch um 45° in der Ebene gedreht, auf. Zusätzlich ist die Simulation des Spektrums für $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in B2-Ordnung nach unten verschoben dargestellt.

beträgt hierbei 3,6 % von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (100) zu MgO (100) und 0,37 % zu MgAl_2O_4 (100). Ungünstigerweise neigt die Oberfläche von MgAl_2O_4 zu starker Degradation und Löcherbildung, so dass dieses Substrat nicht zwangsläufig besser geeignet ist als MgO. Aus diesem Grund ist MgO in Kombination mit einer Pufferschicht das bessere Substrat für das epitakti-

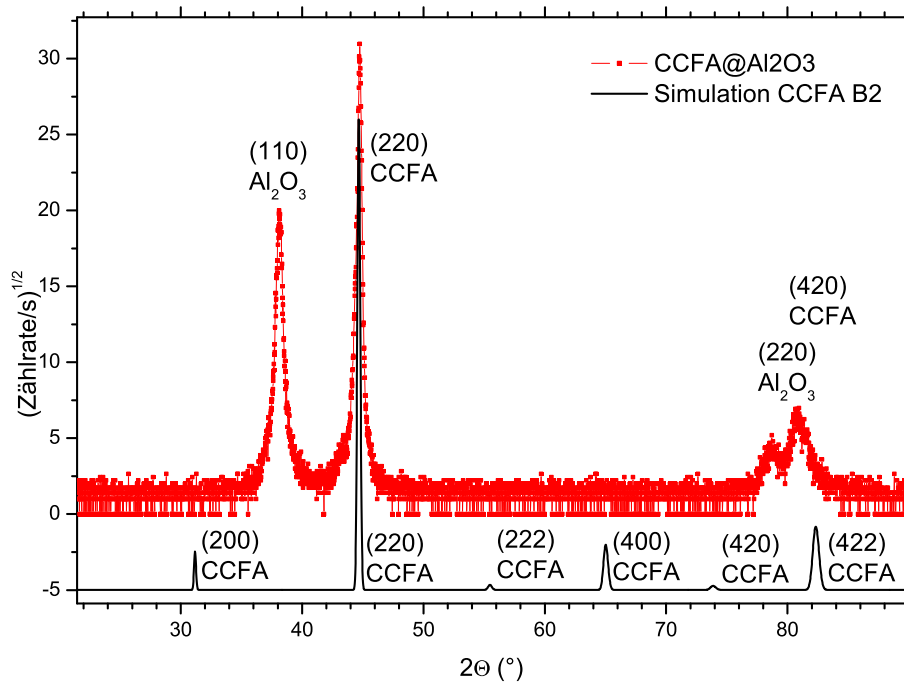


Abbildung 4.2: Röntgendiffraktogramm von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf AlO_x ($11\bar{2}0$). $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wächst in (110)-Orientierung.

sche $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Wachstum. Als Pufferschicht ist bezüglich der Gitterkonstante beispielsweise Eisen oder Chrom geeignet.

Eine Pufferschicht aus Eisen oder Chrom kann das epitaktische Wachstum begünstigen [86, 89]. Verspannungen durch Gitterfehlpassung zwischen Substrat und Film können in der Pufferschicht relaxieren und so das epitaktische Wachstum der Filmschicht begünstigen (Abbildung 4.3). Bei einem Temperschnitt der Grundlektrode kann allerdings nicht verhindert werden, dass Metall aus der Pufferschicht in die Grundlektrode oder sogar durch die Grundlektrode hindurch an die Grenzfläche zur Barriere dif-

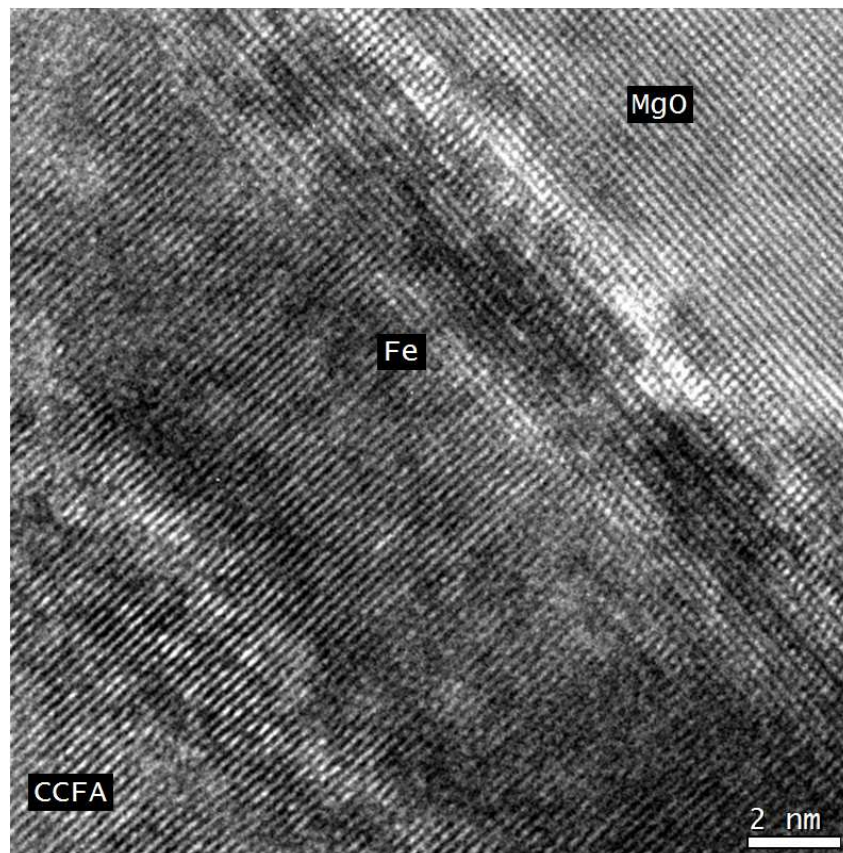


Abbildung 4.3: TEM-Abbildung von der Grenzregion $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf Fe und MgO. Die Grenzfläche von Eisen zu $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ erscheint wesentlich definierter als die Grenzfläche von MgO zu Eisen. [86]

fundiert. Hinweise darauf findet man sowohl in Rastertunnelmikroskopie-Untersuchungen der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche als auch durch Mößbauer-Spektroskopie [120] oder anderen elementspezifischen Untersuchungen (vergleiche Abschnitt 4.2). Aus diesem Grund wird versucht, ohne weitere Pufferschicht $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ direkt auf Magnesiumoxid aufzuwachsen [48, 66, 88]. Dies ist bei Substraten, die nach dem Schneiden durch den Hersteller

möglichst wasserfrei gelagert und evakuiert wurden, recht erfolgreich. Allerdings ist auch bei diesen Substraten die Oberfläche des Öfteren so weit kontaminiert, dass die Oberfläche durch Tempern ohne weitere Verschlechterung der Substratoberfläche nicht reproduzierbar gesäubert und regeneriert werden kann und so das Aufwachsen einer glatten Schicht verhindert wird. Eine Vorbehandlung des MgO bei hohen Temperaturen in Sauerstoffatmosphäre (siehe Conca [16]) kann die MgO-Substrate zwar ausheilen, aber dieser Prozess kann zugleich die Rauigkeit der MgO-Oberfläche erhöhen. Beste Ergebnisse werden erreicht, indem man nur die Wasserschicht auf dem MgO durch einen Tempersschritt bei 550° bis 650° im Vakuum entfernt.

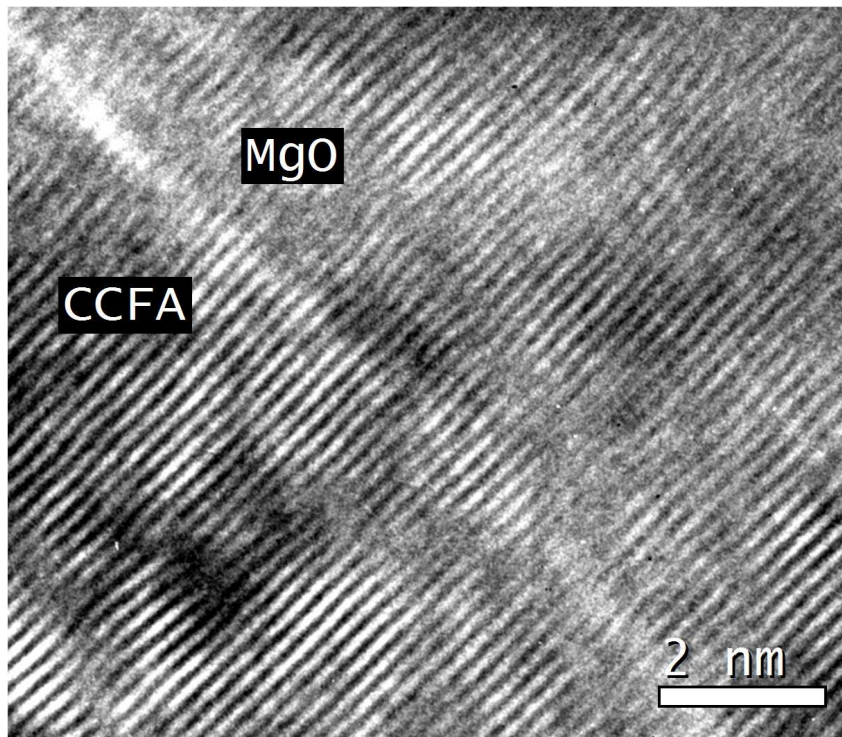


Abbildung 4.4: HRTEM an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf einer MgO-Pufferschicht.

Gegenüber von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten, die direkt auf das Substrat

deponiert wurden, konnte die Reproduzierbarkeit glatter $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten mit terrassenförmiger Oberfläche, durch Deposition von Magnesiumoxid auf das MgO-Substrat, stark verbessert werden. In einem ersten Schritt wurde nach dem Tempern des Substrates bei 550°C eine 10 nm dünne MgO-Schicht bei 400°C mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers aufgewachsen. Auch wenn im RHEED keine Verbesserung der Oberflächenstruktur erkennbar ist, so konnte dadurch eine äußerst hohe Reproduzierbarkeit der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht erreicht werden. Ein Tempern der Substratoberfläche ist auch bei höheren Temperaturen möglich und zielführend. Temperaturen beim Tempern von nur 550°C sorgen jedoch dafür, dass die fluoreszierenden Eigenschaften des MgO nicht verschlechtert werden. Dies ist für Röntgenabsorptionsuntersuchungen in Transmission wichtig (siehe 4.2.2). Abbildung 4.4 zeigt den Übergang von dem Magnesiumoxid-Puffer zu $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. Versetzungen direkt am Übergang sind nicht zu erkennen.

4.2 $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ als dünne epitaktische Schicht

Auf eine Pufferschicht oder direkt auf ein Substrat wird $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ epitaktisch aufgewachsen. $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wird bei Raumtemperatur mit Hilfe von Magnetron-Sputtern deponiert. Hierbei führt sowohl das Gleichstromkathodenzerstäuben [86, 89] als auch das Kathodenzerstäuben mit Wechselstrom zu epitaktischem Wachstum [48]. Im Folgenden sollen die Wachstumsbedingungen und ihre Auswirkung auf das Filmwachstum für $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf Eisen-, Chrom- und Magnesiumoxid-Puffern diskutiert werden. Für eine regelmäßige Kontrolle der Präparationsbedingungen und eindeutige Korrelation von Prozessbedingungen und Filmeigenschaften sind *in situ*-Charakterisierungsmethoden unerlässlich. Deshalb werden zunächst Ergebnisse von *in situ* durchgeführten Analysemethoden vorgestellt. Diese beschränken sich auf eine Charakterisierung der Filmoberfläche. Im darauf folgenden Abschnitt wird auf die *ex situ*-Analysemethoden und die Volumeneigenschaften der Filme eingegangen.

4.2.1 Die *in situ*-Analyse der Oberflächenmorphologie von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$

RHEED

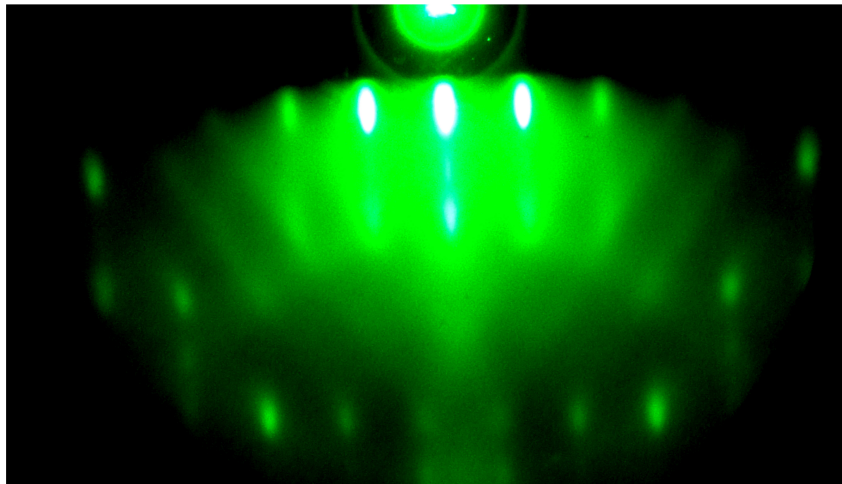


Abbildung 4.5: RHEED-Bild von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ direkt nach der Deposition bei Raumtemperatur ohne zusätzlichen Tempersschritt auf MgO (100) mit MgO-Pufferschicht. [48]

Eine gute Ordnung der Oberfläche von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ohne zusätzliche Temperaturbehandlung kann nur mit Hilfe von Rf-Sputtern erreicht werden. Bei Filmen, die auf diese Art und Weise deponiert werden, zeigt die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht epitaktisches Wachstum bis in die oberen Lagen, ohne dass ein Tempersschritt notwendig ist. Wie in Abbildung 4.5 erkennbar, liegen die Reflexe nicht ganz auf konzentrischen Kreisen. Die Ursache hierfür liegt in dreidimensionalen Streubedingungen durch eine raue Filmoberfläche in der Größenordnung der Eindringtiefe der Elektronen. Bei Filmen, die mit DC-Sputtern hergestellt wurden, lassen sich aufgrund der schlechteren Ordnung keine oder nur andeutungsweise RHEED-Reflexe erzeugen [89]. Dieser Vorteil des Kathodenzerstäubens mit Wechselstrom ist von elementarer Bedeutung für die Verwendung der Schicht in einem

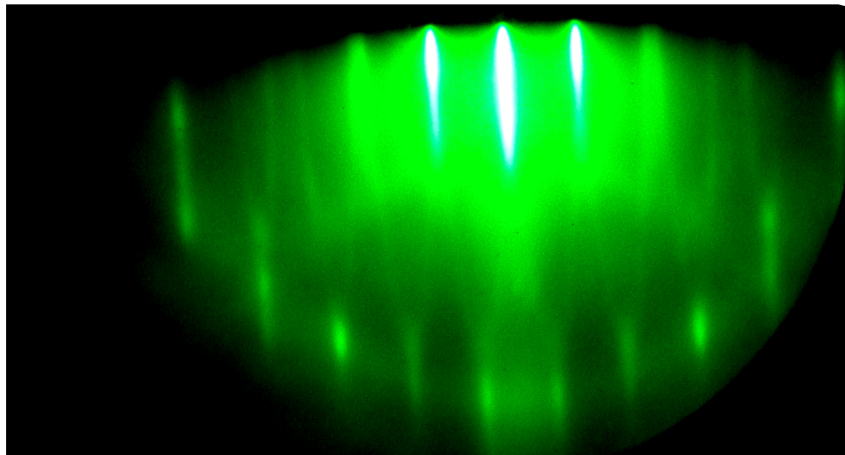


Abbildung 4.6: RHEED-Bild von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ nach einem Temperschnitt mit 550 °C auf MgO (100). [48]

Tunnelkontakt. Mit einem Temperschnitt lässt sich zwar die kristalline Ordnung verbessern, hat jedoch im Fall eines anfänglich schlechter geordneten Films eine höhere Rauigkeit der Oberfläche zur Folge. Durch einen Temperprozess bei 550 °C wird die Filmoberfläche glatter. Die Reflexe bei RHEED liegen ringförmig um den direkten Strahl (Abbildung 4.6). Die glattere Oberfläche und verbesserte Ordnung findet sich auch in der Intensität der LEED-Spektren. In Abbildung 4.7 werden die LEED-Reflexe der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (100)-Schicht, die auf einem Magnesiumoxid-Puffer aufgewachsen wurde, gezeigt.

LEED

Die Oberfläche von Magnesiumoxid in (100)-Schnittrichtung ordnet sich mit derselben Periodizität wie das Volumen des Magnesiumoxids [101]. Die Struktur von MgO ist die Diamantstruktur (cF8 - kubisch, flächenzentriert, acht Atome). MgO hat die Raumgruppe von NaCl ($Fm\bar{3}m$). Die ebene kristallographische Gruppe (Wallpapergroup) von MgO (100) ist $P4m$ ($P4mm$), das heißt es gibt zwei vierzählige Rotationsachsen, eine zweizählige Rotationsachse, drei Spiegelebenen und eine Gleitspiegelebene. Die Zel-

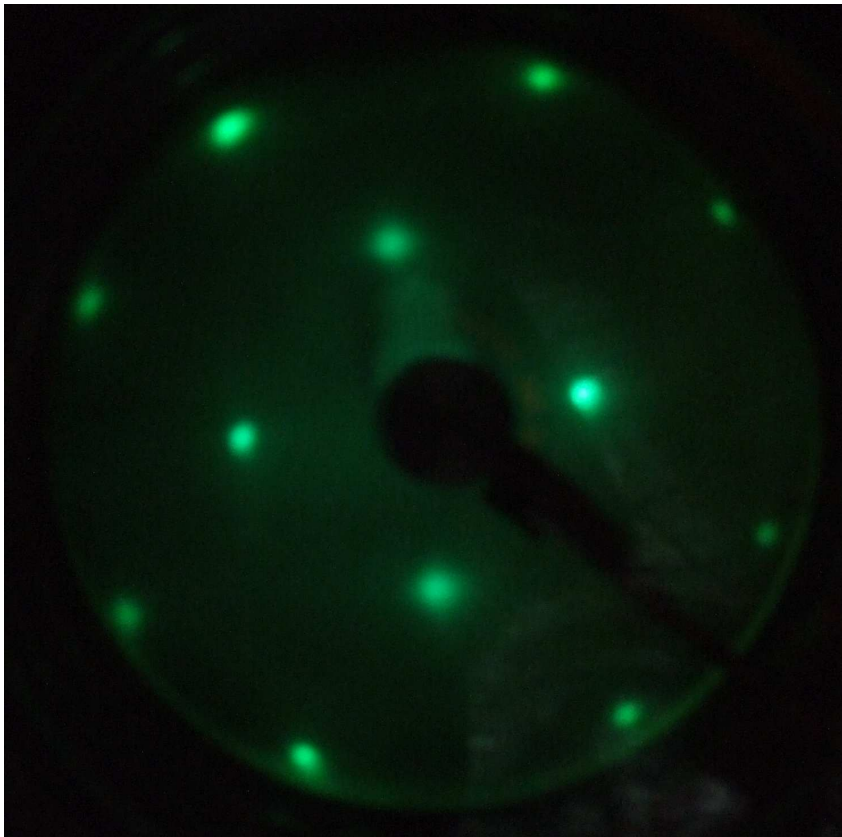


Abbildung 4.7: LEED-Aufnahme von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ nach einem Temperaturschritt mit $550\text{ }^\circ\text{C}$.

len sind kleiner ($a_{\text{MgO}}\sqrt{2}/2 \approx 0,30\text{ nm}$) und um 45° gedreht. Die LEED-Reflexe sind von derselben Symmetrie, da die Winkel im reziproken Raum erhalten bleiben (Abbildung 4.8). Wie im Folgenden für $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ gezeigt wird, liegen deshalb die LEED-Reflexe von MgO im Rahmen der experimentellen Genauigkeit auf den Reflexen des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$.

Die Oberfläche von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (100) unterliegt derselben Symmetrie von $P4m$ (Abbildung 4.8). Allerdings können sich die Zellen je nach Ordnung und Oberflächenterminierung der Legierung unterscheiden. In B2-Ordnung hat $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ eine Zelle mit derselben Orientierung wie

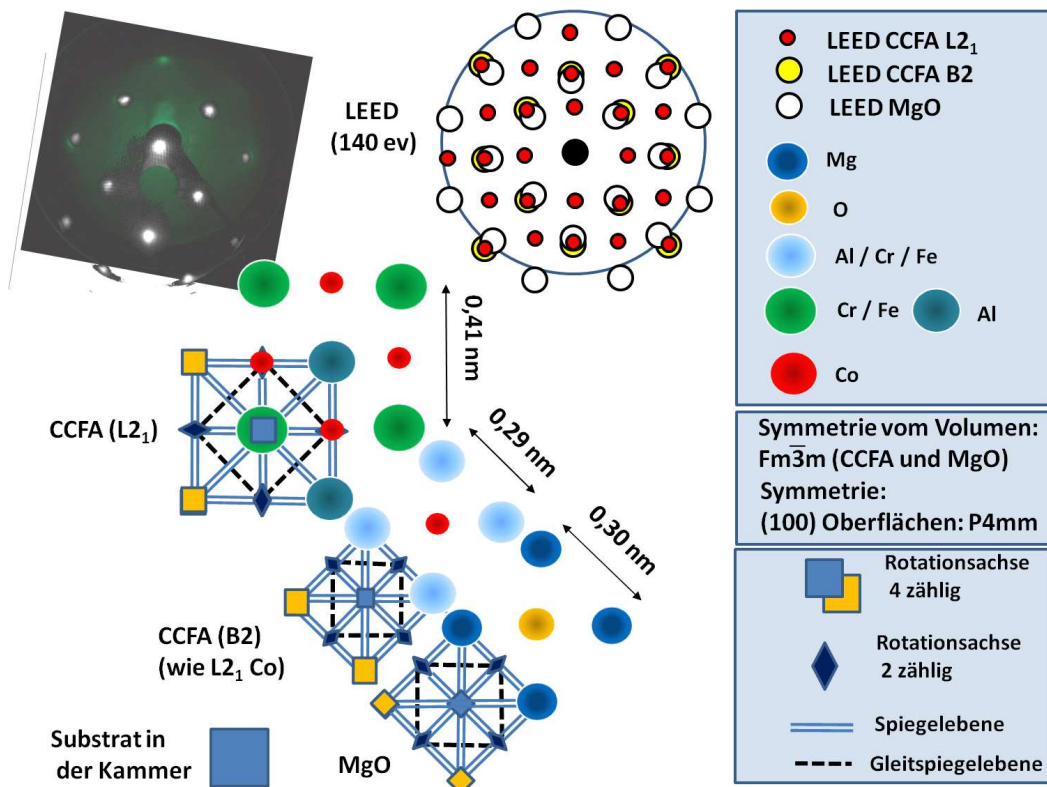


Abbildung 4.8: Netzebenen von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (100) und MgO (100). Oben links sind die LEED-Reflexe von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ und MgO überlagert abgebildet. Die aus den geometrischen Überlegungen zu erwartenden LEED-Reflexe (nur die relative Lage) sind rechts daneben dargestellt. Darunter befinden sich die Oberflächen von MgO und $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, auf Grundlage von Querschnitten durch die Kristallstruktur, in Beziehung zueinander.

MgO , die jedoch etwas kleiner ($a_{\text{CCFA}_{L_{2_1}}} \sqrt{2}/2 \approx 0,29 \text{ nm}$) ist, unabhängig ob die oberste Ebene eine Cobalt-Ebene ist, oder ob die Terminierung durch die Mischung aus Aluminium-, Eisen- und Chromatomen besteht. $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in L_{2_1} -Ordnung mit Cobalt-Terminierung hat dieselbe Sym-

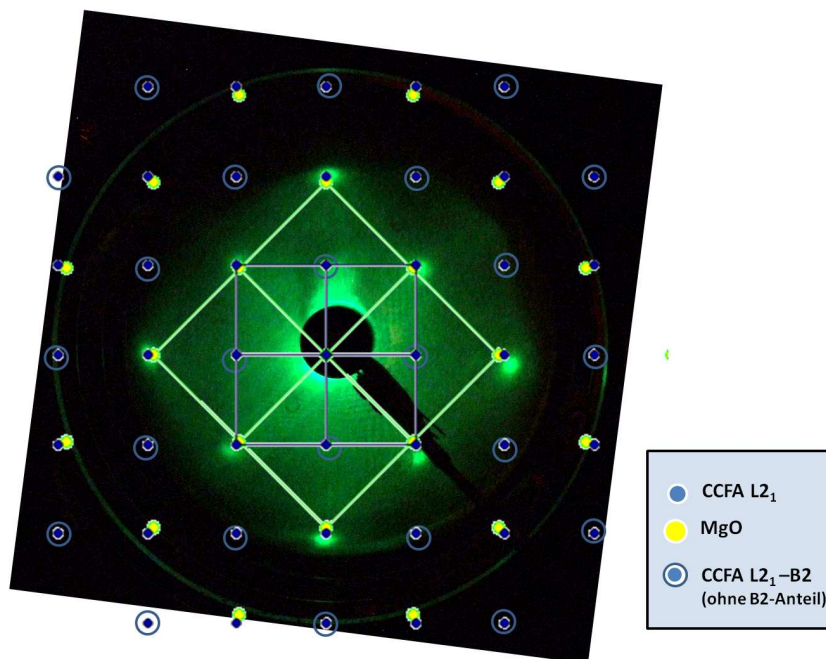


Abbildung 4.9: LEED mit 140 eV an einer $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (100)-Oberfläche nach einem Tempersschritt bei 550 °C. Zusätzlich ist die Lage der zu erwartenden Reflexe von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (B₂), MgO und hinzukommende Reflexe durch die L₂₁-Ordnung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in jeweils (100)-Orientierung markiert.

metrie wie die B₂-Ordnung. Mit einer Terminierung aus Chrom/Eisen- und Aluminiumatomen sind die Zellen um 45° gedreht und haben einen größeren Gitterparameter ($a_{\text{CCFA}(L_{21})} \sqrt{2}/2 \approx 0,41 \text{ nm}$). In Abbildung 4.9 werden die Reflexe an der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche mit der Simulation entsprechend vorangegangener Symmetrieüberlegungen verglichen. Durch das LEED kann gezeigt werden, dass die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche entweder von einer Cobalt-Ebene terminiert ist oder keine L₂₁-Ordnung vorliegt.

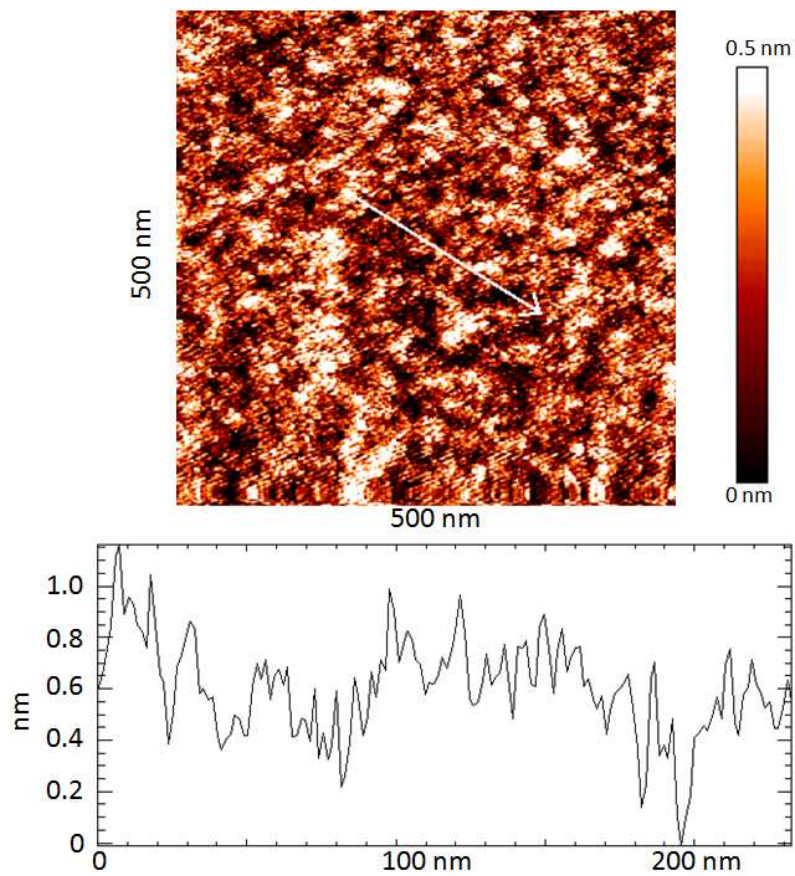


Abbildung 4.10: STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ deponiert bei Raumtemperatur und zugehöriges Höhenprofil (weißer Pfeil). [48]

Rastertunnelmikroskopie

Einen direkteren Zugang zu der Oberflächenmorphologie liefert *in situ*-Rastertunnelmikroskopie. Während die Beugungsexperimente mit Elektronen an der Oberfläche nur gemittelte Informationen über den Strahldurchmesser bis zur Eindringtiefe geben, kann bei STM die Topographie einer beliebigen Stelle der Probe wiedergegeben werden. Große, aber glatte In-

seln mit Stufen können so sichtbar gemacht werden. Abbildung 4.10 zeigt eine STM-Abbildung der Oberfläche eines $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Films auf Magnesiumoxid direkt nach der Deposition durch Rf-Kathodenzerstäuben. Der Film ist zwar sehr glatt, aber die Oberfläche besteht aus vielen sehr kleinen Inseln. Eine Oberfläche dieser Art ist bei der Deposition auf kaltem Substrat zu erwarten, da Migration der Adatome auf der Oberfläche nicht durch zusätzliche Energiezuführung in Form von Wärme unterstützt wird. Die Wahl des Rf-Sputterns sorgt dafür, dass bei der Deposition das Substrat möglichst wenig aufgeheizt wird.

Abbildung 4.11 zeigt die STM-Abbildung der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche nach einem Tempersschritt bei 450°C . Die kleinen Inseln sind zusammengewachsen. Bei genauer Betrachtung ist eine Vorzugsrichtung in der Ausrichtung der Inseln erkennbar. Diese morphologischen Veränderungen werden deutlicher nach einem Tempersschritt bei 550°C . In Abbildung 4.12 sind alle Inseln viereckig und ausgerichtet. Die Inseln sind größer und auf der Oberfläche sehr glatt, jedoch mit steil abfallenden Rändern. Außerdem haben die Inseln bevorzugte Höhenstufen. Wenn die Temperatur beim Tempern der Probe noch weiter erhöht wird (Abbildung 4.13), geht diese Ordnung wieder verloren. Die Inseln werden zwar noch größer, gleichzeitig wachsen aber die Höhenunterschiede an. Zusätzlich entstehen kleinere, rechteckige Inseln die den Charakter von Ausscheidungen haben. Aus den STM-Abbildungen kann geschlossen werden, dass eine Temperatur von 550°C bei der Wärmebehandlung des deponierten Films für Tunnelkontakte die geeignetste Morphologie erzeugt. Zwar ist für das Aufbringen einer amorphen und homogenen Barriere eine Oberfläche mit vielen kleinen Inseln besser geeignet, aber die schuppenförmige Inselstruktur verspricht einen höheren Ordnungsgrad der oberen $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten.

Die bevorzugten Höhenstufen bei $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ nach einem Tempersschritt bei 550°C geben Hinweis auf eine einheitliche, bevorzugte Oberflächenterminierung der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht. Möglich wäre eine Cobaltterminierte Ebene oder eine terminierende Schicht aus Chrom/Eisen und Aluminium. In Abbildung 4.14 ist das Höhenprofil in Einheiten der B2-Einheitszellengröße dargestellt und entsprechend eingefärbt. Interessanterweise ist die Schuppenstruktur der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche bei richtiger Temperaturbehandlung kein Resultat der Pufferschicht. Auch mit ei-

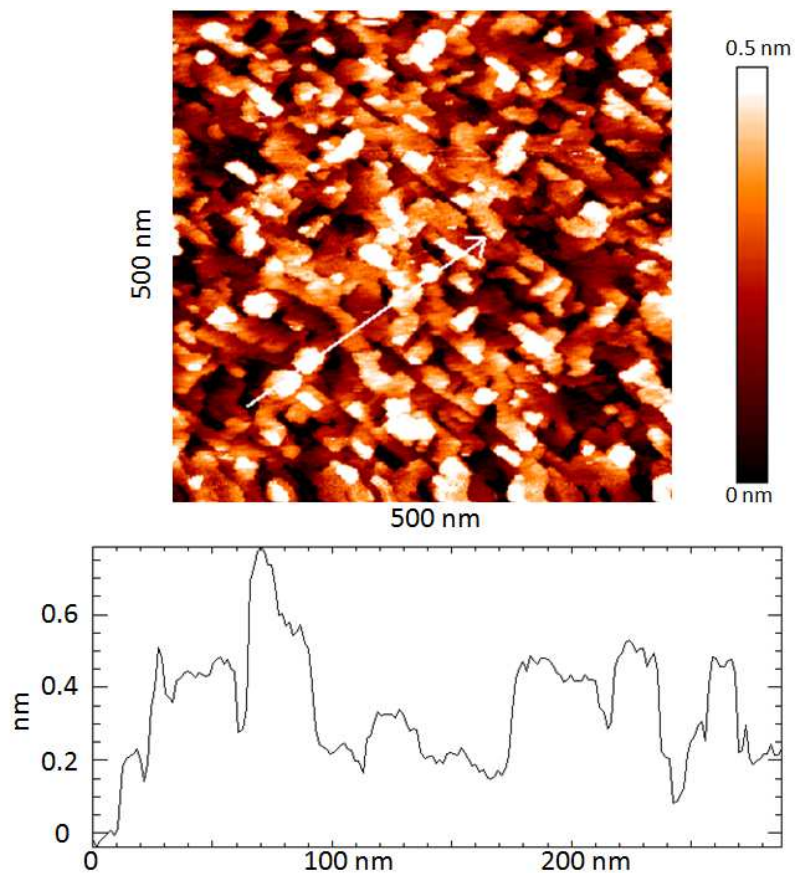


Abbildung 4.11: STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ deponiert bei 450°C .
[48]

dem Eisen-Puffer bildet sich eine Schuppenstruktur heraus. Vielmehr ist die Schuppenstruktur nur bei Filmen zu beobachten, die mit Hilfe von Rf-Sputtern deponiert wurden. STM-Abbildungen von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, das mit DC-Sputtern abgeschieden wurde, zeigen eine Oberfläche mit inselförmigen Clustern und hoher Rauigkeit [89]. Eine starke Verbesserung der Kristallstruktur durch weitgehende Umordnungsprozesse resultiert also zwangsläufig in einer raueren Oberfläche.

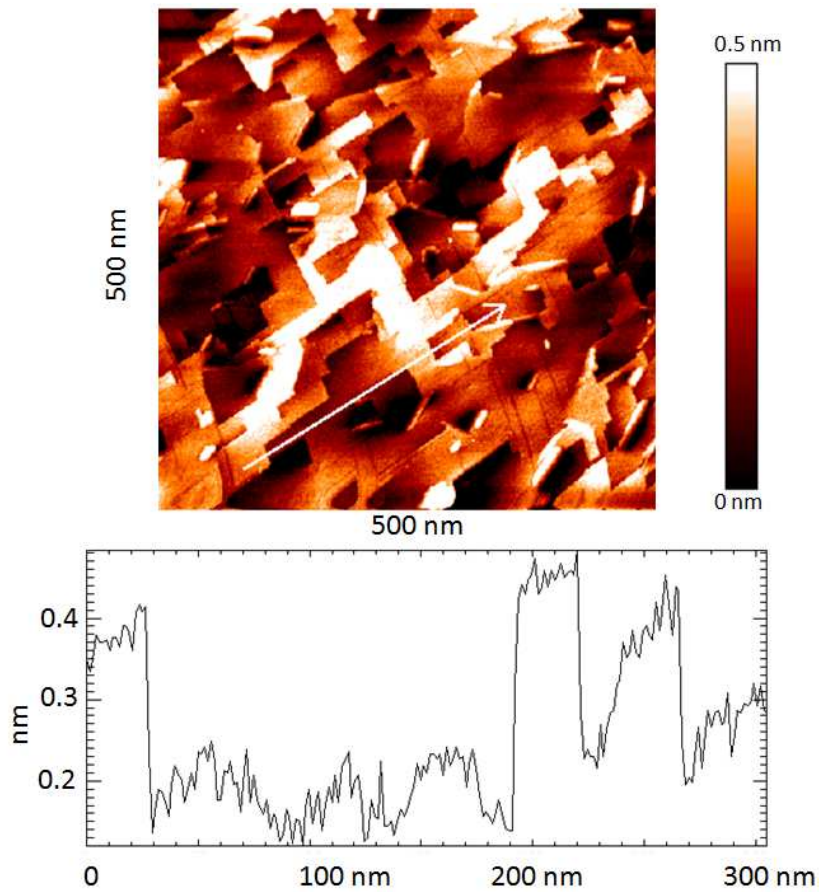


Abbildung 4.12: STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ deponiert bei 550 °C.
[48]

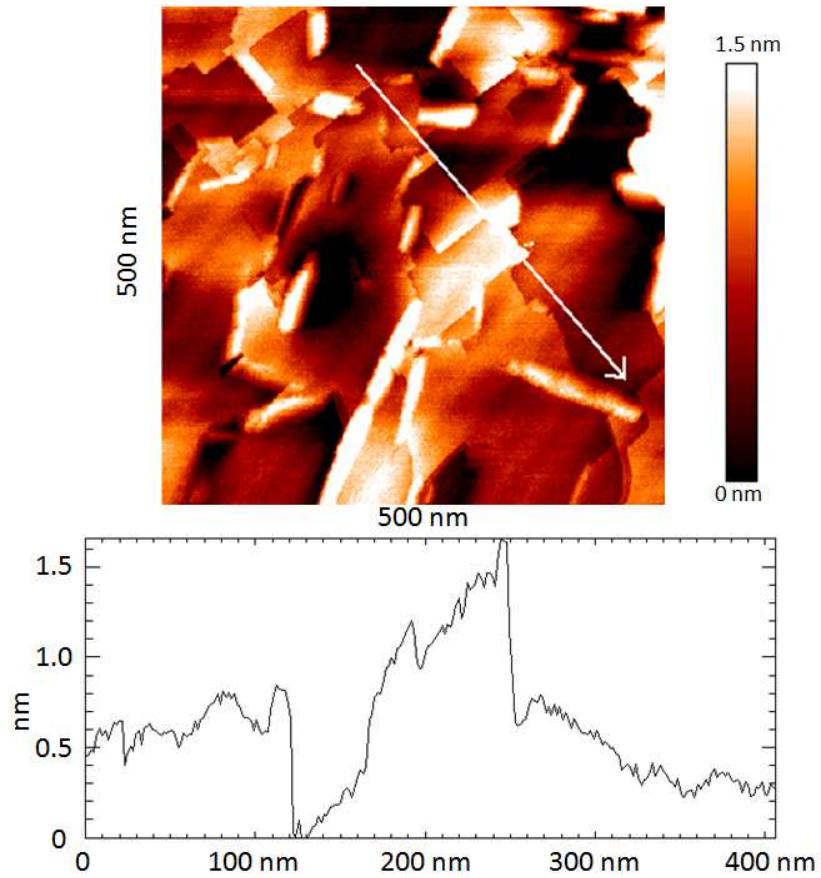


Abbildung 4.13: STM-Abbildung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ deponiert bei $650\text{ }^\circ\text{C}$.
[48]

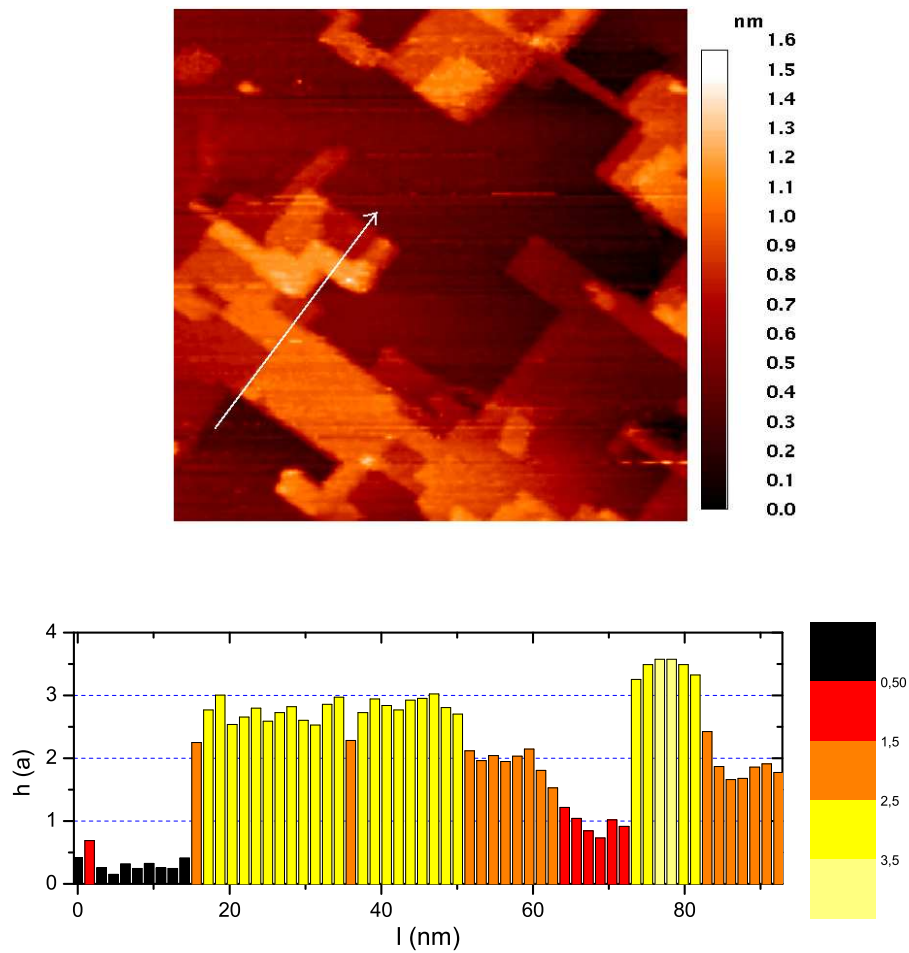


Abbildung 4.14: STM auf $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. Die Höhen in dem unteren Abschnitt sind in Einheiten der B2-Einheitszellengröße a von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ angegeben.

4.2.2 Die *ex situ*-Analyse und Volumeneigenschaften von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$

Während die Untersuchung der Volumeneigenschaften *ex situ* ohne weiteres durchgeführt werden kann, birgt die Analyse der Probenoberfläche *ex situ* immer die Gefahr, dass die Proben durch das Verlassen der Ultrahochvakuumumgebung degradieren und so keine charakteristische Analyse möglich ist. Trotz Einsatz einer mobilen Vakuumkammer konnten oberflächensensitive Messungen, wie etwa Photoemissionsspektroskopie, nicht erfolgreich durchgeführt werden. Gute Resultate hingegen sind jedoch mit einem Schutzfilm erreichbar, bestehend aus etwa 4 nm Aluminium.

Photoemissionsspektroskopie

Die Auswirkung des Temperns der Proben nach ihrer Deposition wurde mit Hilfe von spinpolarisierter Photoemissionsspektroskopie (SP-PES) untersucht [93, 102]. Die Messungen dazu konnten nicht *in situ* durchgeführt werden, weshalb die dünnen Heusler-Schichten direkt nach der Deposition oder direkt nach einem Tempersschritt mit Aluminium abgedeckt wurden, da vor allem die Chromatome an Luft oxidieren [109]. Wieder im Vakuum wurde die Aluminiumabdeckung durch mehrfaches sputtern mit Argonionen entfernt. Durch diesen Prozess wird die Oberfläche der Heusler-Verbindung jedoch in Mitleidenschaft gezogen und die Ordnung der Oberfläche zerstört. Allerdings können diese Beschädigungen prinzipiell mit zunehmender Wärme einer erneuten Temperaturbehandlung ausheilen und spielen möglicherweise im Vergleich zu den weitreichenden Ordnungsprozessen bei der Temperaturbehandlung, wie sie mit Hilfe der Mößbauer-Spektroskopie [120], Rastertunnelmikroskopie [48] oder der Röntgenbeugungsuntersuchung [86, 89] zu beobachten sind, eine untergeordnete Rolle. Abbildung 4.15 zeigt, dass die Oberflächenordnung der Probe entsprechend der LEED-Untersuchung bei 450 °C wieder vergleichbar mit der *in situ*-getemperten Probe ist¹. Unter 400 °C ist die Probenoberfläche durch

¹ Die Temperatursensoren der Spektroskopiekammer und der Präparationskammer wurden nicht aufeinander abgestimmt. Insofern sind die Temperaturen nur bedingt vergleichbar und eine Abweichung von bis zu 50 °C durchaus möglich.

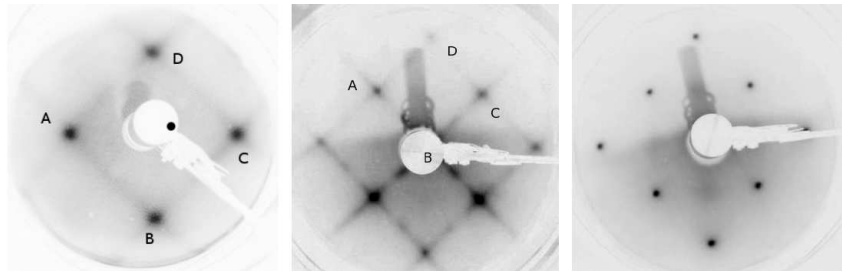


Abbildung 4.15: LEED-Beugungsbilder von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO. Die Bilder wurden mit einer Energie von ≈ 60 eV aufgenommen. Das Bild links zeigt die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche direkt nach *in situ*-Tempern bei 550 °C. Das mittlere und rechte Bild zeigen das Beugungsmuster einer Probe, bei der die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht ohne Tempern *in situ* abgedeckt und die Schutzschicht anschließend entfernt wurde. Die Probe wurde erst bei 450 °C (mittlere Abbildung) und dann bei 550 °C (rechts) getempert. Die Buchstaben zeigen an, wie das linke und das mittlere Bild der unterschiedlichen LEED-Systeme zu verknüpfen sind. [102]

die Entfernung der Schutzschicht noch zu sehr zerstört, um eine LEED-Beugung beobachten zu können. Bei einer Temperatur von 550 °C sind sogar keine Streifen entlang der (10)-Richtungen mehr erkennbar. Die Streifen bei niedrigeren Temperaturen können als Ursache geringfügig gegeneinander verschobene Domänen haben, resultierend aus der Gitterfehlانpassung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ und MgO.

Die Oberfläche² wurde außerdem noch mit Hilfe der Augeranalyse, hinsichtlich ihrer stöchiometrischen Zusammensetzung für Proben mit und ohne Eisen-Puffer, untersucht [102]. Ab 400 °C waren keine Kohlenstoffanteile (Bestandteil des Silberklebers) mehr detektierbar und ab 450 °C war ein zuvor bei einigen Proben vorhandener Sauerstoffanteil deutlich reduziert. Die Proben mit Aluminiumabdeckung zeigen direkt nach dem Besputtern zwecks Entfernung der Schutzschicht einen erhöhten Alumini-

² Die Informationstiefe der Augeranalyse beträgt einige Nanometer.

umanteil. Dieser reduziert sich jedoch mit steigender Temperatur. Da die Oberfläche erst bei Temperaturen ab $400\text{ }^\circ\text{C}$ entsprechend den LEED-Untersuchungen geordnet ist, kann erst ab diesen Temperaturen eine vergleichbare Stöchiometrie mit den *in situ* hergestellten Proben erwartet werden. Allerdings befindet sich der Aluminiumanteil bei einer Temperatur von $400\text{ }^\circ\text{C}$ auf einem stark überhöhten Niveau beziehungsweise steigt mit Erreichen dieser Temperatur stark an. Der Anstieg geht einher mit einem Absinken der Chromkonzentration. Gleichzeitig beginnt der Anteil der Eisenkonzentration der Probe mit der Eisen-Pufferschicht stark anzusteigen. Bei LEED-Bildern ist bei bestimmten Energien eine Überstruktur zu erkennen, die möglicherweise durch das zusätzliche Eisen an der Oberfläche erzeugt wird (siehe Wüstenberg *et al.* [102]). Die Zunahme des Eisens zugunsten des Chromanteils wurde auch mit Hilfe von XAS [112] und der Mößbauer-Spektroskopie nachgewiesen [120] (siehe folgende Abschnitte). Im Gegensatz dazu ist der Eisenanteil der Schichten ohne Eisen-Puffer im Wesentlichen konstant. Bei Temperaturen um $550\text{ }^\circ\text{C}$ sind die Stöchiometrien der drei Proben, mit Ausnahme des Eisenanteils der Probe mit Eisen-Puffer, weitgehend vergleichbar. Alle drei Proben haben ein stark erhöhten Aluminiumanteil, der bei steigender Temperatur ab $400\text{ }^\circ\text{C}$ zwar etwas abfällt, aber dennoch höher ausfällt, als der Cobaltanteil. Das Verhältnis von Eisen zu Chrom entspricht hingegen ungefähr dem stöchiometrischen Verhältnis und ändert sich ab $400\text{ }^\circ\text{C}$ nur noch wenig. Der Anteil an Cobalt, insgesamt zu gering, ist bei $400\text{ }^\circ\text{C}$ noch ungefähr im richtigen Verhältnis zu Eisen und Chrom, steigt jedoch bei höheren Temperaturen etwas an. Bei den letzten Aussagen ist zu beachten, dass absolute Konzentrationen der Elemente mit einem großen Fehler behaftet sein können.

Ein Szenario, wie in Abbildung 4.16 skizziert, weicht bezüglich Cobalt von der Erklärung in Wüstenberg *et al.* [102] ab. Es bringt jedoch die Messwerte der Augeranalyse in Übereinstimmung mit anderen Messmethoden. Ausgangspunkt ist eine bei Raumtemperatur weitgehend stöchiometrische Probe. Diese Annahme begründet sich in einer energiedispersiven Röntgenspektroskopie-Analyse (EDX) des Volumenmaterials einer mit Hilfe von Rf-Sputtern deponierten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht von $1\text{ }\mu\text{m}$ Dicke, welche die

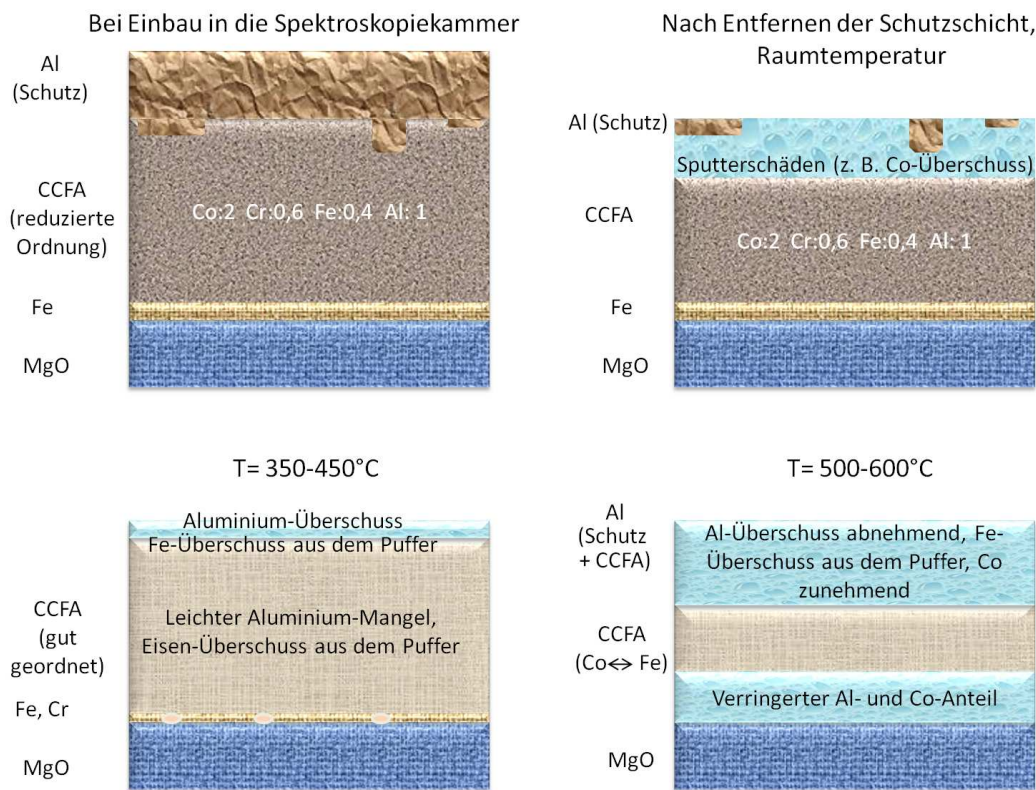


Abbildung 4.16: Die Augeranalyse von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, in Abhängigkeit der Temperatur nach dem Entfernen der Deckschicht, beschreibt die sich ändernde Stöchiometrie von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in der Probenoberfläche. Ein Interpretationsversuch der Daten ergibt das oben dargestellte Bild der Vorgänge in dem Schichtsystem einer mit Aluminium abgedeckten Probe auf einer Eisen-Pufferschicht.

Stöchiometrie als (Co:Cr:Fe:Al) mit (49,8:15,0:9,8:25,4)³ angibt. Im Rahmen der Genauigkeit von EDX ist dies exakt die gewünschte Stöchiometrie von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. Durch den Sputterprozess beim Abtragen der Deckelek-

³ $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ entspricht (Co: 50 %, Cr: 15 %, Fe: 10 %, Al: 25 %).

trode ist die Stöchiometrie verändert, Reste der Deckelektrode befinden sich noch auf der Oberfläche. Es finden mit zunehmender Temperatur tiefgreifende Umordnungsprozesse in der ganzen Probe statt. Bei 400 °C sind Oberfläche und Volumen der Probe weitgehend durchmischt. Bei Vorhandensein einer Eisen-Pufferschicht diffundiert Eisen in die Probe. Außerdem reichert sich die Oberfläche der Probe stark mit Aluminium an. Bei höheren Temperaturen wird die Stöchiometrie nicht mehr stark verändert. Allerdings diffundiert Eisen auf Cobaltpätze und umgekehrt (siehe Mößbauer-Spektroskopie weiter unten in diesem Abschnitt). Der Cobaltanteil an der Oberfläche steigt an. Der Aluminiumanteil nimmt ab. Ein solches Szenario würde erklären, warum bei $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, besonders auf einer Eisen-Pufferschicht, nur ein bestimmtes Temperaturfenster existiert, bei dem die Stöchiometrie an die idealen Werte heran reicht und eine hohe Spinpolarisation erzielt werden kann. Zu beachten ist, dass an der Oberfläche abgesondertes Aluminium bei einem Tunnelkontakt unter Umständen keinen schädlichen Einfluss auf den Tunnelmagnetowiderstand haben muss, da das Aluminium Bestandteil der Barriere werden könnte. Die Spinpolarisation, mit Hilfe der Photoemissionsspektroskopie gemessen, fällt unter diesen Bedingungen jedoch erwartungsgemäß niedrig aus.

Durch spinaufgelöste Photoemission konnte eine Spinpolarisation

$$P(E) = \frac{N_{\uparrow}(E) - N_{\downarrow}(E)}{N_{\uparrow}(E) + N_{\downarrow}(E)} \quad (4.1)$$

von 45 % an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten bei 300 K gemessen werden [93]. Die gemessenen $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten waren auf einem Eisen-Puffer mit Gleichstromkathodenzerstäubung deponiert und *in situ* getempert. Anschließend wurden sie nach Entfernen der Aluminiumdeckschicht in mehreren Schritten besputtert und auf bis zu 450 °C erhitzt. Dazu vergleichbare Proben wiesen eine mit Tunnelspektroskopie gemessene Spinpolarisation von 54 % auf [89] und waren in ihren Eigenschaften größtenteils vergleichbar mit $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ aus Volumenproben [111]. Wüstenberg *et al.* [102] konnte zwar bei den Proben, sowohl mit als auch ohne Eisen-Puffer, ein Minimum in der Spinpolarisation ausmachen, wie es durch Bandstrukturrechnungen vorhergesagt wird [20], an der Fermikante jedoch nur eine geringe

re Spinpolarisation messen. Bei den mit Hilfe von Rf-Sputtern aufgewachsenen Proben auf Eisen ergab die Analyse nur eine Spinpolarisation von 20 %, im Widerspruch zu den Ergebnissen der Tunnelspektroskopie. Eine Ursache hierfür kann das etwas abweichende Temperverfahren sein. Wie die in der Augeranalyse beobachteten stöchiometrischen Veränderungen bereits andeuten, weisen die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filme auf Eisen-Puffer eine starke Temperaturabhängigkeit der Spinpolarisation bei unterschiedlichen Temperverfahren auf [89] (Abbildung 4.20). Bei der Photoemission kann eine Abhängigkeit der Spinpolarisation von dem Tempersschritt, also der Stöchiometrie der Oberfläche, noch stärker ausfallen, da eine an die Oberfläche diffundierte Aluminiumschicht nicht, wie bei einem Tunnelkontakt, als Teil der Barriere oxidiert werden kann. Die Proben ohne Eisen-Puffer haben eine noch niedrigere gemessene Spinpolarisation an der Oberfläche, die mit steigender Temperatur sogar weiter absinkt. Eine Degradation der Oberfläche durch Sauerstoff während des Erhitzens konnte nicht beobachtet werden, denn der Sauerstoffgehalt der Probenoberfläche nahm in der Augeranalyse ab. Ein Erklärungsversuch für das weitere Absinken ist das Eindiffundieren des Aluminiums von der Oberfläche der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht über den ganzen Bereich der Informationstiefe der Photoemission⁴.

Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Zusammen mit der Photoemission wurden auch die magnetischen Eigenschaften der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Proben mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE) untersucht [105]. Dabei konnte in longitudinaler Geometrie, unter einem Winkel von 45° , eine vierfache Anisotropie in der Filmebene entsprechend der Kristallsymmetrie beobachtet werden. Interessanterweise unterschieden sich dabei Filme mit einer Chromschicht als Puffer durch zusätzliche Peaks von Filmen auf Eisen. Nähere Informationen zu MOKE an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ findet sich bei Hamrle *et al.* [105].

⁴ Zurzeit wird an einem Detektor für die *in situ*-Augeranalyse der Proben in der Depositionskammer gearbeitet. Ein Vergleich dieser Analyse mit den hier vorgestellten Ergebnissen [102] kann die Frage klären, in wie fern sich die Stöchiometrie der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filme bei dem Tempersschritt ohne zusätzliches Entfernen der Schutzschicht durch Sputtern ändert.

Röntgenabsorptionsspektroskopie

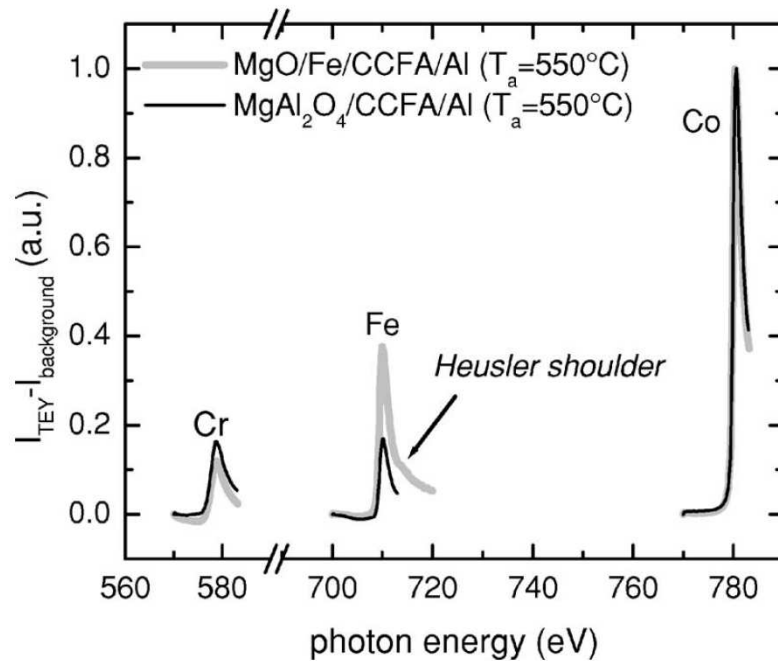


Abbildung 4.17: Emittierte Elektronen (TEY) der Röntgenabsorptionsspektroskopie (XAS) an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ mit und ohne Eisen-Pufferschicht. [112]

Die Informationstiefe von XAS im TEY-Modus ist bestimmt von der Austrittstiefe der Elektronen⁵ von 2,5 nm [110]. Abbildung 4.17 zeigt das Spektrum von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, einmal aufgewachsen auf einem Eisen-Puffer auf MgO und einmal ohne Pufferschicht auf MgAl₂O₄. Die Filme wurden jeweils bei 550 °C getempert. Zusätzliche Emissionsmaxima, beispielsweise durch Oxidation des Chroms (vergleiche Elmers *et al.* [109]) sind nicht vorhanden. Bei dem Film auf Eisen ist die typische Heusler-Schulter [111]

⁵ Zur Austrittstiefe der Elektronen (electron escape depth) siehe beispielsweise Klasson *et al.* [121].

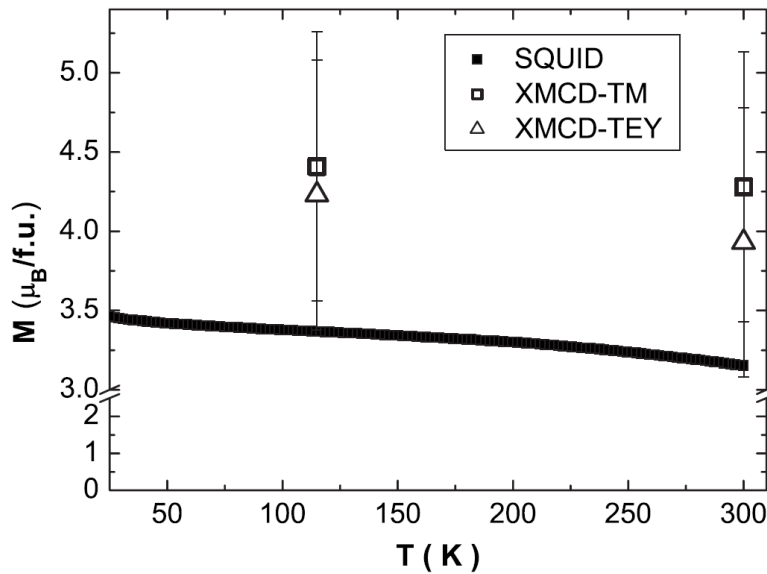


Abbildung 4.18: Magnetisches Moment von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ bestimmt durch SQUID, XMCD-TM und XMCD-TEY für verschiedene Temperaturen. Der gemessene Filmstapel besteht aus $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}/\text{Mg}$ (0,25 nm)/ AlO_x (1,8 nm)/ AlO_x (1,0 nm). Die Balken zeigen den maximalen Fehler an. [114]

an der Eisen- L_3 -Kante deutlich ausgeprägt. Da die XAS-Analyse im TEY-Modus oberflächensensitiv ist, muss aufgrund der hohen Intensität an der Eisenkante bei der 100 nm dicken $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Probe auf Eisen-Puffer von einer starken Diffusion des Eisen-Puffers an die Oberfläche ausgegangen werden. Diese Beobachtung deckt sich mit der Augeranalyse nach dem *ex situ*-Entfernen der Aluminiumschicht (siehe Photoemissionsspektroskopie 4.2.2 und Abbildung 4.16). Das mit Hilfe von XMCD-Messungen bestimmte magnetische Moment der Eisenatome beträgt jedoch $2,4 \mu_B$ pro Formeleinheit [112]. Dies liegt damit höher als das magnetische Moment von Eisen in einer Eisenmatrix ($2,2 \mu_B$ pro Formeleinheit). Das höhere Moment entspricht folglich Eisen, das in eine $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Matrix einge-

bettet ist. Die stark ausgeprägte Heusler-Schulter zeigt ebenfalls, dass das Eisen nicht an der Oberfläche ausgeschieden wird, sondern beispielsweise auf die Chromplätze diffundiert. So kann festgestellt werden, dass ein reduziertes magnetisches Moment an der Oberfläche von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ nicht beobachtet wird (Abbildung 4.18). Dies entzieht der Theorie, dass eine starke Reduktion des Tunnelmagnetowiderstands mit der Temperatur die Ursache in einem reduzierten magnetischen Moment an der Grenzfläche hat [110], seine Grundlage. Sehr wohl jedoch kann die Diffusion von Eisen auf die Chromplätze eine Auswirkung auf die Spinpolarisation haben. Allerdings scheint das durch XMCD bestimmte magnetische Moment viel zu groß [114]. So erhält man bei XMCD-Analysen des Volumens und der Oberfläche teilweise magnetische Momente deutlich über den durch Messungen mit einem SQUID bestimmten Moment von $3,4 \mu_B$ pro Formeleinheit. Auch das theoretisch vorhergesagte magnetische Moment liegt mit $3,8 \mu_B$ pro Formeleinheit unter den XMCD-Momenten für $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. In Abbildung 4.18 ist die Messung an einer $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht auf Magnesiumoxid dargestellt. Die Deckschicht entspricht dabei der für einen Tunnelkontakt verwendeten Barriere mit einer zusätzlichen 1 nm dicken Schutzschicht. Die Änderung des magnetischen Moments mit der Temperatur folgt einem Potenzgesetz (Blochsches $T^{3/2}$ -Gesetz). Der Exponent $3/2$ stimmt mit der Spinwellentheorie, für sehr viel kleinere Temperaturen als die Curie-Temperatur, überein (siehe auch Abschnitt 6.5). Dies ist bei DC-gesputterten Filmen auf Eisen-Puffer nicht der Fall [16].

Röntgendiffraktion

Die Änderung der Oberflächenmorphologie bei dem Temperprozess nach der Deposition geht einher mit einer verbesserten Volumenordnung der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filme. Röntgenbeugung an Filmen nach unterschiedlichen Temperschritten zeigen eine verbesserte kristalline Ordnung mit höherer Temperatur (Abbildung 4.19). Das Intensitätsverhältnis der (200)- und (400)-Bragg-Maxima ist ein Maß für die Ordnung der Cobaltgitterplätze. Mit zunehmender Temperatur bei der Wärmebehandlung steigt das Intensitätsverhältnis an. Eine Simulation der Streuintensität der Röntgenstrahlung für die B2-Ordnung liefert das Intensitätsverhältnis $I_{(200)}/I_{(400)} = 0.37$. Un-

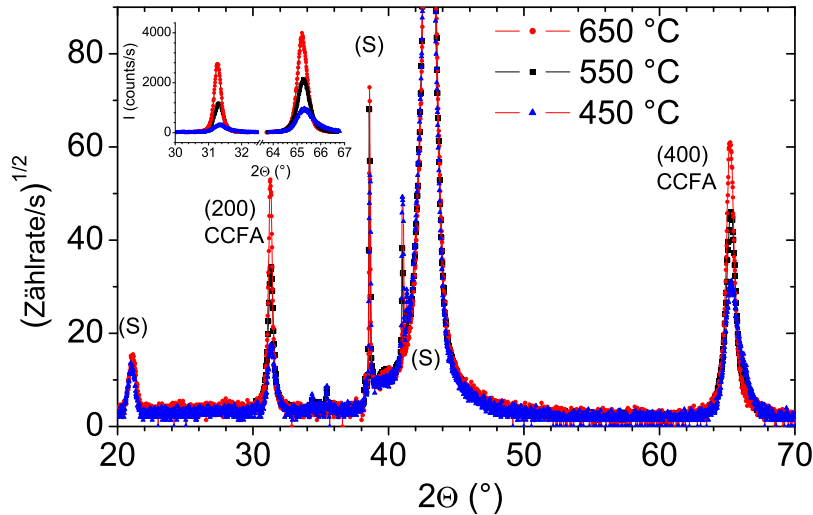


Abbildung 4.19: Röntgendiffraktogramm von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO (100). Dargestellt ist eine $\Theta/2\Theta$ Messung dreier Proben, die bei 450 °C, 550 °C und 650 °C getempert wurden. Neben den Substratreflexen (S) sind die (200)- und (400)-Intensitäten von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ erkennbar. Letztere sind oben links linear dargestellt. [48]

ter Berücksichtigung des Messaufbaus [86] beträgt das Intensitätsverhältnis nach einem Temperschnitt mit 450 °C $I_{(200)}/I_{(400)} = 0,09$, mit 550 °C $I_{(200)}/I_{(400)} = 0,15$ und mit 650 °C beträgt $I_{(200)}/I_{(400)} = 0,19$. Wenn davon ausgegangen wird, dass die Verringerung der Intensitätsverhältnisse mit einer gleichwahrscheinlichen Fehlbesetzung der Cobaltplätze durch Aluminium-, Chrom- und Eisenatome einhergeht, so ergibt sich eine Fehlbesetzung der Cobaltpositionen im Gitter von 14 % bei 650 °C bis hin zu 25 % bei 450 °C [48]. Aus der Scherrer-Formel [122] lässt sich aus dem (200)-Reflex von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ die c-Achsen-Korrelationslänge abschätzen. Sie liegt bei $\Delta l \approx 18$ nm für einen Temperschnitt bei 450 °C und bei $\Delta l \approx 32$ nm für 550 °C, beziehungsweise $\Delta l \approx 42$ nm für 650 °C [48].

Mößbauer-Spektroskopie

Bei Filmen auf einer Eisen-Pufferschicht konnte eine starke Abhängigkeit des Tunnelmagnetowiderstandes von der Temperatur nachgewiesen werden [89] (Abbildung 4.20). Der Grund für die Abnahme des Tunnelmagnetowiderstandes, trotz zunehmender Ordnung entsprechend Röntgenuntersuchungen, bleibt jedoch zunächst ungeklärt [89].

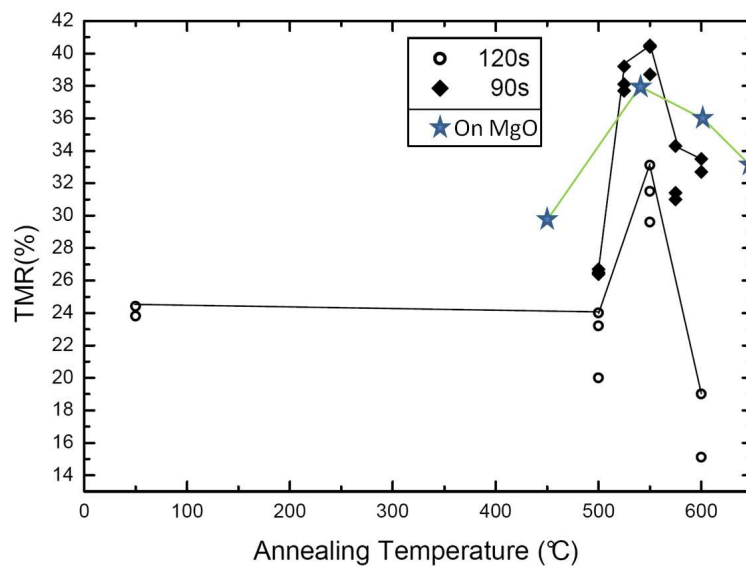


Abbildung 4.20: Tunnelmagnetowiderstand gegen Temperatur nach der Deposition eines Temperschritts. Die zwei Probenreihen (Kreis, Raute) wurden auf eine Eisen-Pufferschicht auf Magnesiumoxid deponiert. Der starke Anstieg des Tunnelmagnetowiderstandes ergibt sich bei beiden Oxidationszeiten der Barriere bei den Filmen auf einer Eisen-Pufferschicht [89]. Die Sterne geben das TMR-Verhalten einer Rf-gesputterten Probe auf MgO wieder. Die Temperaturabhängigkeit ist weniger ausgeprägt.

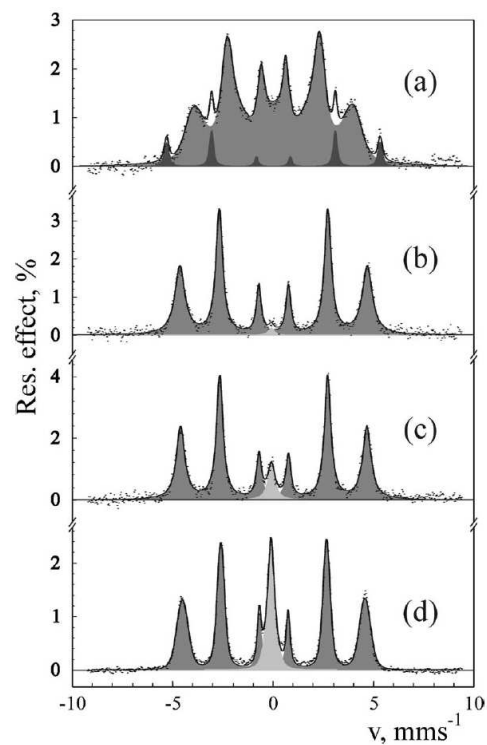


Abbildung 4.21: Mößbauer-Spektroskopie an verschiedenen Rf-gesputterten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filmen auf Magnesiumoxidsubstrat. (a) zeigt eine Probe, bei der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf eine Eisen-Pufferschicht deponiert worden ist. Die anderen Spektren sind von Proben, die direkt auf Magnesiumoxid aufgewachsen wurden. Die Temperatur nach der Deposition beträgt (a) Raumtemperatur, (b) 450°C , (c) 550°C und (d) 600°C . Die grauen Maxima resultieren aus ^{57}Fe in einer $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Umgebung. Der dunkelgraue Bereich resultiert aus dem Eisen der Pufferschicht und der hellgraue Bereich des Spektrums entsteht durch Eisenatome auf Cobaltgitterplätzen in der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Matrix. [120]

Der ordnende Prozess in der Herstellung dünner $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filme, der Tempersschritt nach der Deposition des Films, ist mit weitreichenden Diffusionsprozessen verbunden. Zur Identifizierung dieser Prozesse wurden $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filme mit und ohne Eisen-Pufferschicht (α -Fe (100)) mit Hilfe von ^{57}Fe -Konversionselektronen-Mößbauer-Spektroskopie (CEMS - Conversion Electron Mößbauer Spectroscopy) untersucht [120]. Abbildung 4.21 zeigt gemessene Spektren einer mit Aluminium abgedeckten Heusler-Schicht. Abbildung 4.21(a) zeigt das verbreiterte Spektrum der weniger geordneten, nicht mit Wärme nachbehandelten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht (mittelgrau) mit zusätzlichen Beiträgen durch einen Eisen-Puffer (dunkelgrau). Die Spektren der erhitzten Proben zeigen, wie die Maxima des Spektrums mit zunehmender Ordnung schärfer werden. Proben mit Eisen-Puffer zeigen gleiches Verhalten, wobei die Intensität der Peaks des Subspektrums aufgrund des α -Eisens mit zunehmender Temperatur abnimmt (in der Abbildung nicht gezeigt). Der Beitrag durch den Eisen-Puffer verschwindet bei 600 K. Dies ist konsistent mit den Tunnelmagnetowiderstandsmessungen bei unterschiedlich wärmebehandelten Filmen [112]. Eisen aus der Pufferschicht diffundiert in die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht. Im Gegenzug lagert sich Chrom aus dem $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in der Eisen-Pufferschicht an. In dem Mößbauer-Spektrum entsteht eine quasi-paramagnetische Spitze ab Temperaturen über 500 °C, entsprechend der Eisenatome in unmagnetischer Umgebung, wie sie bei den Cobaltplätzen in B2-Ordnung von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ vorliegt [120]. Eine Analyse des Mößbauer-Spektrums von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filmen ohne Eisen-Puffer ergibt, dass bei 550 °C 1 %, bei 600 °C 4 % der Eisenatome Cobaltplätze besetzen.

Im Gegensatz zu Röntgenuntersuchungen der Filme (Abbildung 4.22), die bei zunehmender A2-Ordnung durch Fehlbesetzung der B2-Struktur eine sinkende Intensität der (200)-Röntgenspitze zeigen sollte, steigt das Verhältnis der $I_{(200)}/I_{(400)}$ -Maxima mit zunehmender Temperatur der Wärmebehandlung an. Diese lässt sich durch die, bis auf ein Elektron, gleiche Elektronenzahl der Cobalt- und Eisenatome erklären. Für Röntgenstrahlung ist ein Austausch von Cobalt- und Eisenatomen auf den jeweiligen Plätzen nicht sichtbar. Die vorliegenden Mößbauer-Untersuchungen geben einen Hinweis, warum es trotz der Verbesserungen der kristallinen Ordnung der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filme, entsprechend den Röntgenuntersuchun-

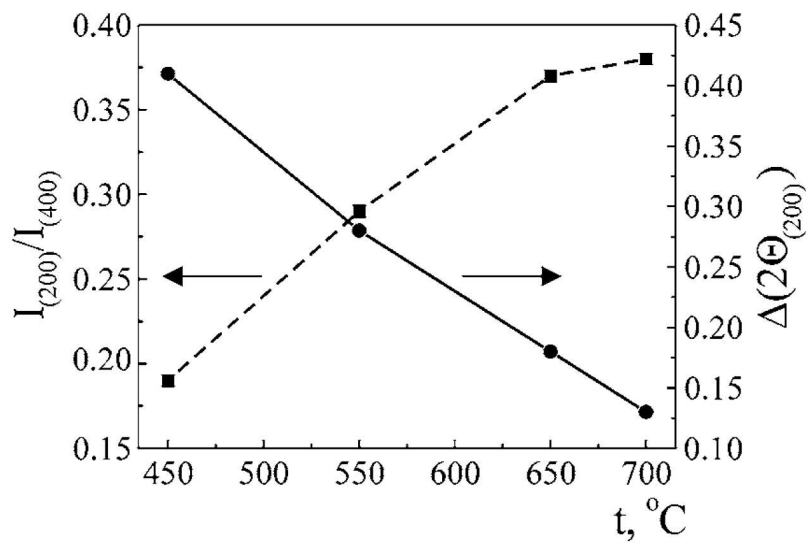


Abbildung 4.22: Röntgenintensitätsverhältnisse $I_{(200)}/I_{(400)}$ (gestrichelte Linie) und Halbwertsbreite des (200)-Reflexes (durchgehende Linie) bei unterschiedlichen Temperaturbehandlungen nach der Deposition des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Films ohne Verwendung einer Eisen-Pufferschicht. [120]

gen, nicht zu einer weiteren Steigerung des Magnetowiderstandes bei Filmen auf Eisen-Puffer kommt (Abbildung 4.20). Dass in die Probe eindiffundierendes Eisen für den Abfall des Tunnelmagnetowiderstandes verantwortlich ist, wird auch dadurch untermauert, dass Proben ohne Eisen-Puffer eine weniger starke Temperaturabhängigkeit diesbezüglich aufweisen. Bei diesen Filmen ist das Eisenangebot kleiner. Nur noch intrinsische Diffusionsprozesse in $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ sind möglich. Der steile Anstieg des Tunnelmagnetowiderstandes bei Abbildung 4.20 könnte sich somit darin begründen, dass sich bei 500 °C Eisenanlagerungen in Verbindung mit Cobalt an der Grenzfläche positiv auf den TMR auswirken.

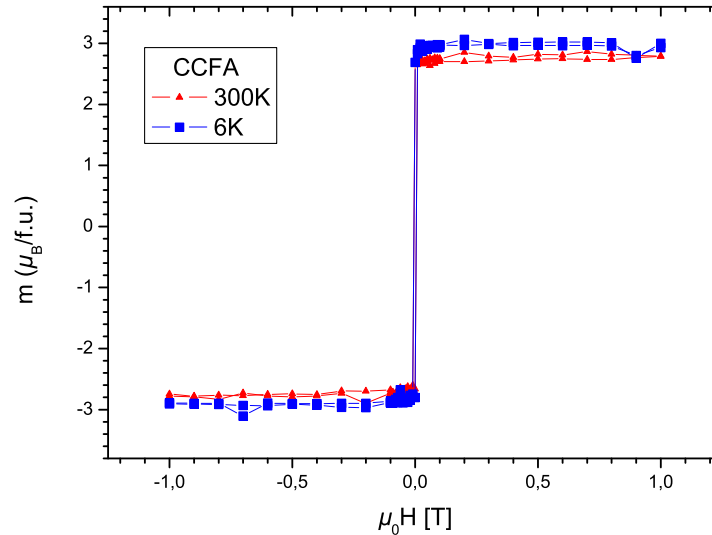


Abbildung 4.23: Magnetisierungs-Messung (SQUID) von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf einer MgO-Pufferschicht. Dargestellt sind zwei Hysteresekurven bei 6 K und 300 K.

Magnetisierungs-Messungen

Die Messung des magnetischen Moments im Volumen des Filmes von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (Abbildung 4.23) wurde bereits im Zusammenhang mit XAS gezeigt (Abbildung 4.18). In qualitativer Übereinstimmung mit der Theorie [123], fällt das magnetische Moment von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ aufgrund der hohen Curie-Temperatur nur moderat ab [114]. Das magnetische Moment liegt mit $3,4\mu_B$ pro Formeleinheit etwas unter dem nach der Slater-Pauling-Regel erwarteten magnetischen Moment von $3,8\mu_B$ pro Formeleinheit. Derartiges Verhalten wird auch in anderen Veröffentlichungen beschrieben [66, 88]. Für das reduzierte Moment wird ein Anteil von A2-Unordnung (Co-Cr) verantwortlich gemacht [59].

4.3 Variation des Eisenanteils: Co_2FeAl und Co_2CrAl

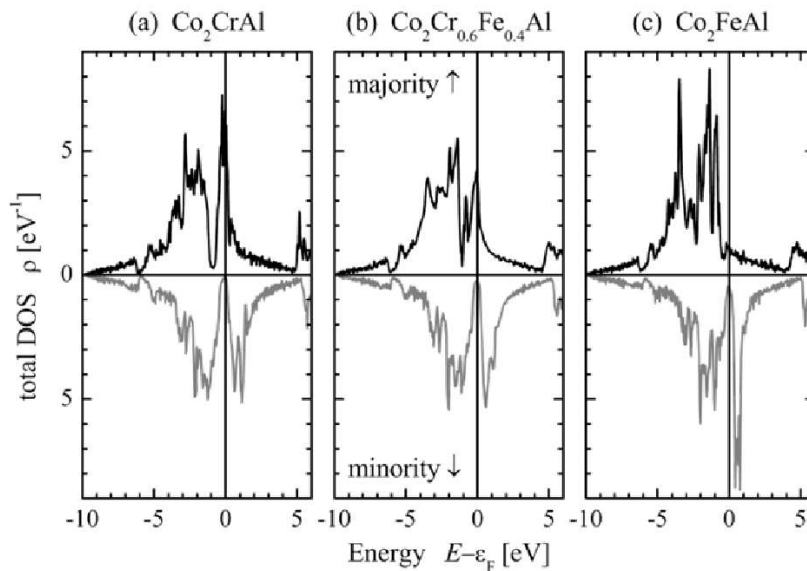


Abbildung 4.24: Bandstrukturrechnungen an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, Co_2CrAl und Co_2FeAl . Die Zustandsdichte der Minoritätsladungsträger ist negativ dargestellt. (Quelle: [20])

Bandstrukturrechnungen zeigen auch für Verbindungen mit einem anderen Eisen/Chrom-Verhältnis als $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ eine hohe Spinpolarisation an der Fermikante (siehe hierzu Abbildung 4.24 und Dai *et al.* [39]). Es war nicht möglich, experimentell den Eisenanteil reproduzierbar zu verändern, ohne jeweils separate Targets mit der gewünschten Stöchiometrie zu verwenden. Aus diesem Grund wurden, neben $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Filmen, im Rahmen dieser Arbeit nur Co_2FeAl -Filme hergestellt. Die Motivation hierfür ist, dass Filme mit einem eindiffundierten Eisen-Puffer einen relativ hohen Magnetowiderstand aufwiesen. Erstaunlicherweise zeigen die Co_2FeAl -Filme jedoch eine andere Oberflächenmorphologie (Abbildung

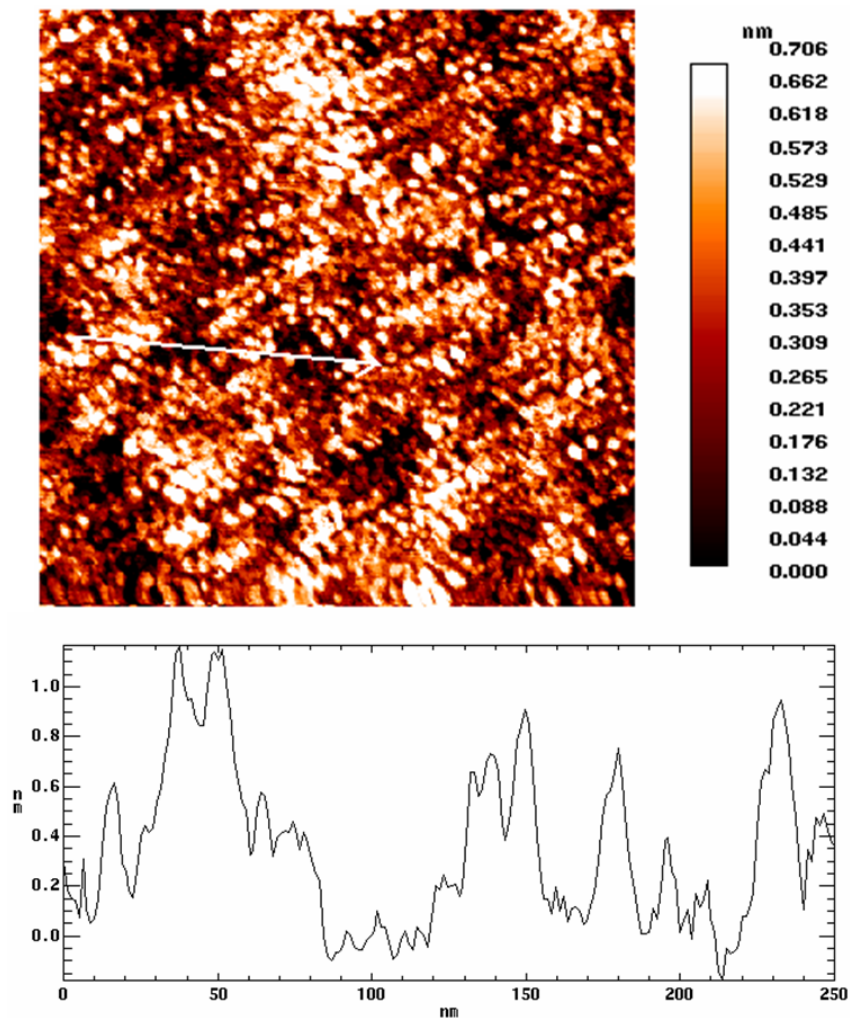


Abbildung 4.25: STM von Co_2FeAl nach Tempern bei 550°C . Eine Schuppenstruktur wie bei $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ tritt nicht auf.

4.25) ohne die Schuppenstruktur von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. Die Optimierung der Tunnelbarriere für diese andere Oberflächenstruktur erfordert erheblichen experimentellen Aufwand, so dass eine vergleichende Aussage über den Tunnelmagnetowiderstand und die Spinpolarisation nicht ohne wei-

teres möglich ist. Folglich wurde versucht, zunächst die Tunnelemente mit $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ zu optimieren. Tunnelmessungen an Co_2FeAl finden sich beispielsweise bei Inomata *et al.* [124], XMCD-Daten von Co_2FeAl bei Jourdan *et al.* [114].

5 Heuslerbasierte Tunnелеlemente

Tunnelspektroskopie, die Transportmessung durch eine isolierende dünne Grenzfläche¹, bietet Zugang zu den magnetischen und elektronischen Eigenschaften der Elektroden. Im Fall der hier betrachteten Kontakte ist die Grenzfläche durch eine isolierende Materialschicht realisiert. Die Eigenschaften der Barriere gehen ebenfalls in die Tunnelwahrscheinlichkeit mit ein. Bevor im Kapitel 6 die Ergebnisse der Transportmessungen vorgestellt werden, wird hier detailliert der Aufbau der für diese Arbeit relevanten Tunnелеlemente dargelegt. Die Geometrie und die Strukturierung der Tunnелеlemente ist Gegenstand des zweiten Abschnitts dieses Kapitels.

5.1 Tunnelmagnetowiderstand

Magnetische Tunnelkontakte zeigen einen Widerstand, der abhängig davon ist, ob die beiden, durch einen Isolator getrennten, Elektroden parallel oder antiparallel magnetisiert sind [42, 43] (siehe Abschnitt 2.2.2). Dieser Effekt lässt sich näherungsweise mit dem Jullière-Modell beschreiben [24]. Die Widerstandsänderung ΔR ist dabei nur von der Spinpolarisation P_1 und P_2 der Elektroden abhängig:

$$\frac{\Delta R}{R_P} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} = TMR \quad (5.1)$$

$$P = (N_{\uparrow}(E) - N_{\downarrow}(E)) / (N_{\uparrow}(E) + N_{\downarrow}(E)) \quad (5.2)$$

¹ Siehe zum Beispiel [42] für das Tunneln mit spinpolarisierten Elektronen.

Die Spinpolarisation P ist die Zustandsdichtedifferenz der Elektronen mit unterschiedlichen Spinausrichtungen (siehe Abschnitt 2.2)².

Dieses einfache Modell versagt jedoch bei der Beschreibung der Abhängigkeit des Tunnelmagnetowiderstandes von einer äußeren Spannung. Auch berücksichtigt es den Einfluss unmagnetischer Grenzschichten nicht [125]. Zu beachten ist, dass mit Hilfe einer Magnesiumoxid-Barriere der Tunnelmagnetowiderstandseffekt stark erhöht werden kann. So erreichte Ikeda *et al.* [91] einen TMR von 604% bei Raumtemperatur. Allerdings lässt sich aufgrund der epitaktischen Barriere nicht mehr direkt auf die Spinpolarisation der Elektroden schließen (vergleiche 2.3.1).

5.2 Aufbau der Tunnелеlemente

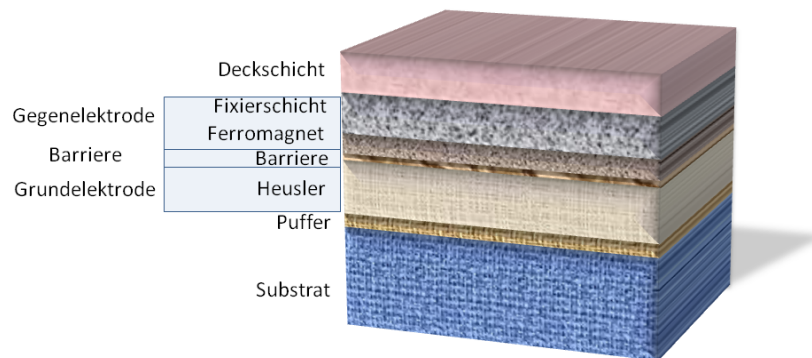


Abbildung 5.1: Schematischer Schichtaufbau eines Tunnелеlementes. Nicht alle Schichten sind zur Realisierung eines Tunnelkontaktes zwangsläufig notwendig. Der Tunnelkontakt besteht aus Grundelektrode, Barriere und Gegenelektrode.

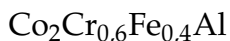
Ein Tunnелеlement besteht aus einem Leiter, der mindestens einen elek-

² Neben der Definition des TMR (tunnel magnetoresistance) findet man auch den JMR (tunnel junction magnetoresistance) als $\frac{\Delta R}{R_{AP}} = \frac{2P_1P_2}{1+P_1P_2}$, der die Widerstandsdifferenz auf den Widerstand R_{AP} in antiparalleler Konfiguration der Magnetisierung der Elektroden normiert [40].

trisch isolierenden Abschnitt aufweist. Dieser kann eine Korngrenze oder ein Kratzer in der Leiterbahn, ein Vakuum zwischen zwei Leitern (wie etwa bei einer Rastertunnelmikroskopspitze) oder, wie in den hier besprochenen Tunnelementen, eine dünne oxidische Schicht sein [42, 126]. Abbildung 5.1 stellt schematisch einen unstrukturierten Tunnelkontakt dar. Auf die einzelnen Schichten, sowie die Anforderungen hinsichtlich ihrer Funktion in einem Tunnelkontakt, wird nun im Folgenden näher eingegangen.

5.2.1 Grundelektrode

Da die hier vorgestellten Tunnelkontakte Schicht für Schicht auf ein Substrat aufgewachsen werden, kann ein epitaktisches Wachstum der Heusler-Schicht nur unterhalb einer amorphen Barriere ohne weiteres realisiert werden. Einkristallines $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ weist eine höhere Spinpolarisation auf als polykristallines $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ [16]. Folglich wird die Heusler-Verbindung als Grundelektrode aufgewachsen, während die Gegenelektrode durch eine weniger komplexe Verbindung realisiert wird.



Die Präparation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ als Grundelektrode (Substrat, Puffer, Heusler-Schicht) wurde ausführlich in Kapitel 4 besprochen. Hervorgehoben werden soll hier noch einmal, dass in einem Tunnelkontakt nicht das Volumenmaterial der Heusler-Schicht entscheidend ist, sondern die Filmoberfläche, welche die Grenzschicht zur Barriere bildet.

5.2.2 Barriere

Für die Präparation von Tunnelementen mit hohem Magnetowiderstand ist die Spinpolarisation an der Grenzfläche zur Barriere entscheidend. Diese muss jedoch nicht mit der Spinpolarisation des Volumenmetalls übereinstimmen, sondern kann durch die Art der Anbindung an die Barriere modifiziert werden [127]. Hierbei spielen Defekte, Rauigkeit der Grenzflächen und der Barriere, sowie Inhomogenität und Über- oder Unteroxidation der Barriere eine wichtige Rolle [128].

Magnesiumoxid

Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 geschildert, können mit epitaktischen MgO-Barrieren hohe TMR-Werte erreicht werden, da die Barriere spinfilternde Eigenschaften hat [51]. Da der Gegenstand dieser Arbeit jedoch die Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ist, werden keine MgO-Barrieren verwendet.

Aluminiumoxid

AlO_x -Barrieren werden in zwei Schritten hergestellt. Zunächst wird direkt auf die Heusler-Elektrode eine Aluminiumschicht gesputtert. Im Anschluss wird die Aluminiumschicht in einem Sauerstoff-Plasma oxidiert. Der Herstellungsprozess einer Aluminiumoxid-Barriere in diesen zwei Schritten erfordert eine Anpassung der Oxidationszeit an die Schichtdicke des Aluminiums, um Überoxidation in den Heusler hinein oder eine Unteroxidation zu verhindern. Aber auch eine inhomogene Barrierendicke und die Formation von Aluminiumkristalliten kann es mitunter unmöglich machen, eine lateral vollständig oxidierte Barriere ohne Überoxidation herzustellen [129, 130]. Mit zirkularem magnetischen Röntgendiffraktion (XMCD) und Röntgenabsorptionsspektroskopie (XAS) konnte dies gezeigt werden [130]. Bei nicht optimierter Parameterwahl bildeten sich bei Unteroxidation der Barriere bei einem Temperaturschritt Aluminiumverbindungen mit der benachbarten Elektrode. Bei Überoxidation des Aluminiums wurde die darunter liegende Schicht oxidiert.

Die getemperten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schichten weisen eine Schuppenstruktur auf (Abbildungen in Abschnitt 4.2.1). Diese Schuppenstruktur lässt Zweifel aufkommen, in wie weit eine homogene Barriere auch an den Kanten der Schuppen hergestellt werden kann. Tatsächlich wächst das Aluminium nicht homogen. Es benetzt den $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Film sehr schlecht. Wie in Abbildung 5.2 zu erkennen, werden durch das Aluminium die Sprünge im Höhenprofil noch deutlich verstärkt. Trotzdem funktioniert eine solche Barriere insofern, dass Tunnelmagnetowiderstände von 30 % bis 40 % erreicht werden können [23]. Begünstigend für das gleichmäßige Barrierenwachstum ist, dass die Oxidation des Aluminiums und die damit verbundene Umordnung eine geglättete Aluminiumoxidschicht hervorruft. So

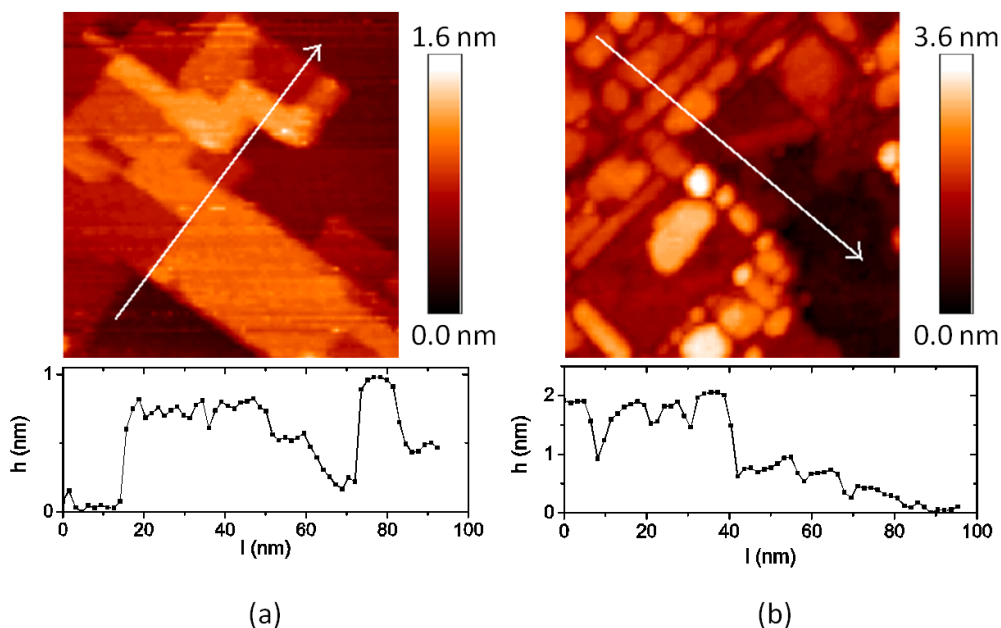


Abbildung 5.2: Rastertunnelmikroskopie auf der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht und der Aluminiumschicht der Barriere vor der Oxidation. Der weiße Pfeil kennzeichnet jeweils die Lage des Höhenprofils. Links (a) ist ein Raster einer $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht, rechts (b) ein Raster einer Aluminiumschicht auf $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ dargestellt.

zeigen TEM-Untersuchungen eine glatte Barriere³ (Abbildung 5.3).

Die Benetzungseigenschaften des Aluminiums konnten durch Degradation der getemperten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche verbessert werden. So wies eine Probe, die nach dem Tempersschritt einige Zeit im Vakuum verblieben ist, eine andere Morphologie der Barriere auf. In Abbildung 5.4 erkennt man eine Aluminiumschicht, in der das Aluminium weniger große Inseln und Stufen als kleine Kristallite bildet. Es muss allerdings befürchtet werden, dass eine Degradation der oberen $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Lagen mit einer Ver-

³ Zu beachten ist, dass TEM-Bilder nur eine zweidimensionale Projektion der Information über die Dicke des Querschnitts sind.

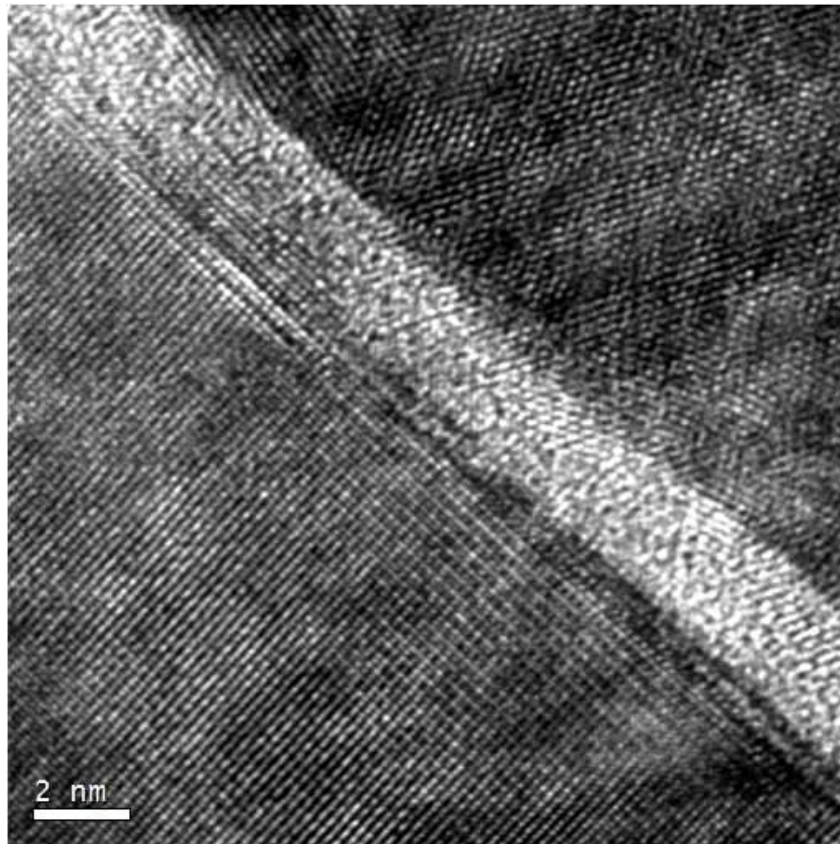


Abbildung 5.3: TEM-Querschnitt der Barrierenregion in hoher Auflösung. Links unten befindet sich $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$, dann folgt AlO_x als Barriere (heller diagonaler Streifen) und rechts oben befindet sich polykristallines Cobalt als Antiferromagnet der Gegenelektrode. [48]

ringerung der Spinpolarisation, und damit einem niedrigeren Tunnelmagnetowiderstand, einher geht.

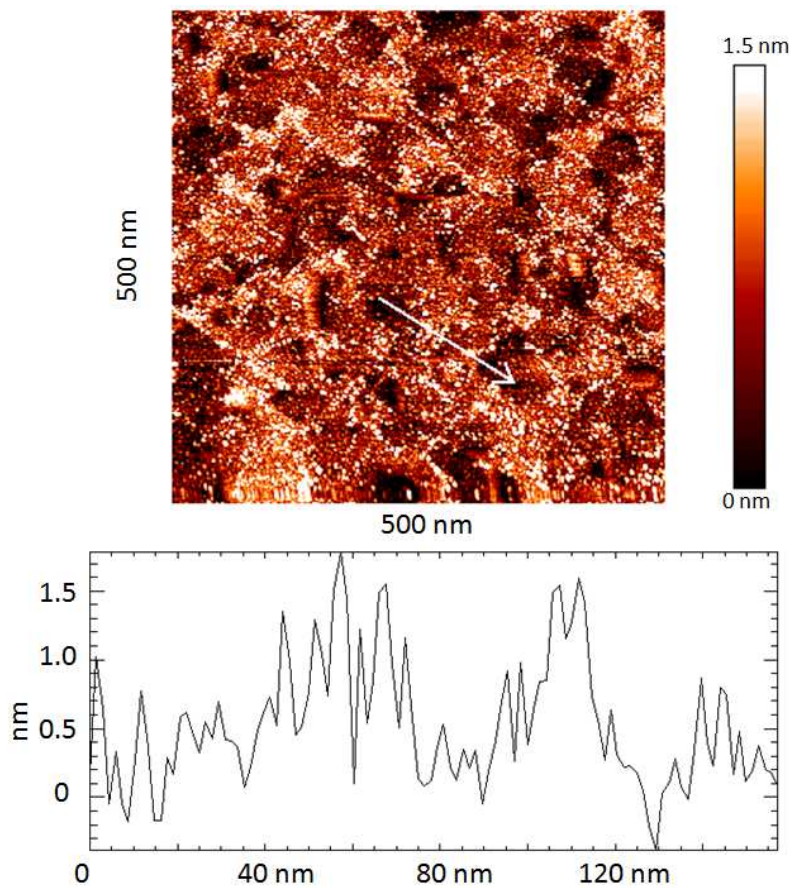


Abbildung 5.4: Rastertunnelmikroskopie der Aluminiumschicht der Barriere vor der Oxidation. Die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht war durch längeren Aufenthalt im Vakuum nach dem Tempern degradiert. Der weiße Pfeil kennzeichnet die Lage des Höhenprofils. [48]

Barrieren mit Pufferschicht: MgO-AlO_x -Barrieren

Eine Verbesserung des Tunnelmagnetowiderstands lässt sich mit Hilfe von AlO_x -Barrieren erzielen, die nicht direkt auf dem $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ aufgewachsen werden. Das Aluminium wird auf einer dünnen Magnesiumschicht

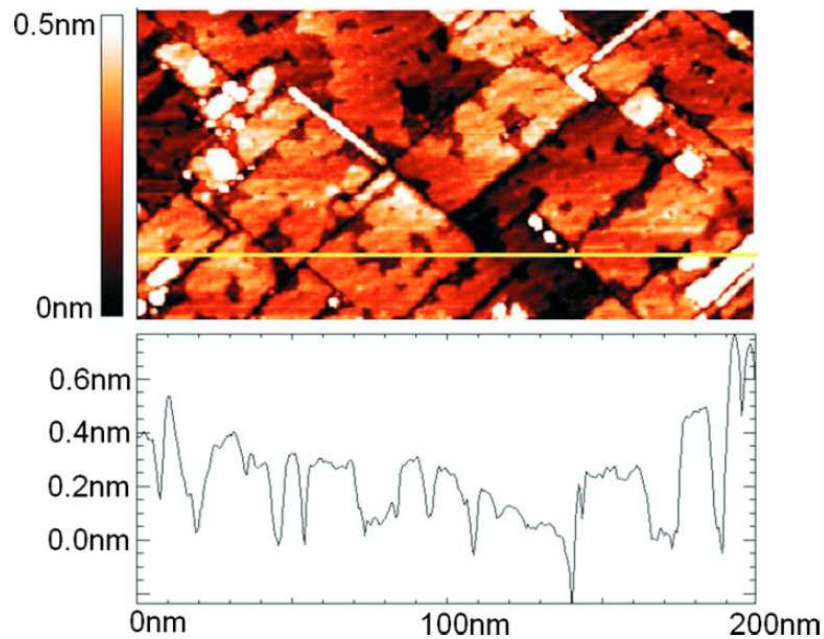


Abbildung 5.5: Rastertunnelmikroskopie auf der Magnesiumschicht der Barriere vor der Oxidation. Die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht ist bei 550°C getempert worden. Anschließend wurden direkt $0,25\text{ nm}$ Mg auf das $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ deponiert. Die gelbe Linie kennzeichnet die Lage des Höhenprofils. [23]

deponiert. Ähnlich wie bei MgO-Schichten unter AlO_x [131] hat dies eine starke Erhöhung des Tunnelmagnetowiderstands zur Folge. Li *et al.* [131] beobachten eine starke Abhängigkeit des Tunnelmagnetowiderstands von der Reihenfolge der Barrierschichten MgO und AlO_x . Obwohl die gemessenen MgO-Schichten auch bei höheren Dicken keine Röntgenreflexe aufweisen und auch dünne reine MgO-Barrieren nur einen kleinen TMR aufweisen, führt Li die Abhängigkeit von der Depositionsreihenfolge auf ungünstige Wachstumsbedingungen des Magnesiumoxids auf AlO_x und damit inelastische Spinstreuung am MgO zurück. Die Abhängigkeit der Depositionsreihenfolge lässt sich jedoch auch dadurch erklären, dass

selbst direkt deponiertes MgO eine Oxidation darunter liegender Heusler-Kontakte bei der Oxidation des Aluminiums der AlO_x -Barriere erfolgreich einschränkt. Diese Wirkung müsste noch weiter verstärkt werden können, wenn direkt Magnesium auf den Heusler-Kontakt deponiert wird. Das Magnesium benetzt den Heusler ebenfalls gut. Abbildung 5.5 zeigt eine dünne benetzende Magnesiumschicht auf $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ nach dem Tempern bei 550°C . Eine anschließende Deposition von Aluminium führt zu einer wesentlich glatteren Barriere, als dies ohne Magnesiumschicht der Fall ist. Aus morphologischer Sicht stellt die Magnesiumschicht folglich eine starke Verbesserung der Barriere vor der Oxidation dar.

Dies ist unabhängig von der Dicke der Magnesiumschicht der Fall. Mit steigender Magnesiumdicke nimmt jedoch die Zahl der Gräben in der Aluminiumschicht zu, der Morphologie des Magnesiums auf $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ folgend (Abbildung 5.6).

Für die Anwendung des Jullière-Modells darf die entstehende Barriere jedoch nicht epitaktisch werden. Es muss gewährleistet sein, dass das Magnesium nicht in Form einer epitaktisch wachsenden Magnesiumoxid-Schicht spinfilternd wirkt. In diesem Fall würde man jedoch erwarten, dass die spinfilternden Eigenschaften von epitaktischem Magnesiumoxid sich mit zunehmender Schichtdicke verstärken. Dies konnte nicht beobachtet werden (Abbildung 5.7). Dies legt nahe, dass das Magnesium mit dem Oxidationsprozess des Aluminiums oxidiert wird und wie das AlO_x als amorphe, nicht aktiv zum Tunnelprozess beitragende, Barriere betrachtet werden kann.

In einer TEM-Untersuchung ließ sich nicht mehr zwischen Magnesium und Aluminium unterscheiden. In Abbildung 5.8 ist eine solche zweikomponentige Barriere durch HRTEM abgebildet. Auch eine Aussage, in wie weit die Barriere sich in ihrer Ordnung von einer Barriere aus AlO_x unterscheidet (vergleiche Abbildung 5.3), ist anhand der bisherigen TEM-Untersuchungen nicht möglich. Andere Veröffentlichungen mit einer ähnlich aufgebauten Barriere [132], berichten von einer amorphen Barriertextur.

Eine detailliertere TEM-Studie der zweikomponentigen Barriere zeigen Shan *et al.* [77]. Überraschenderweise wurde eine epitaktische Barriere beobachtet, obwohl die Barriere keiner höheren Temperatur ausgesetzt wur-

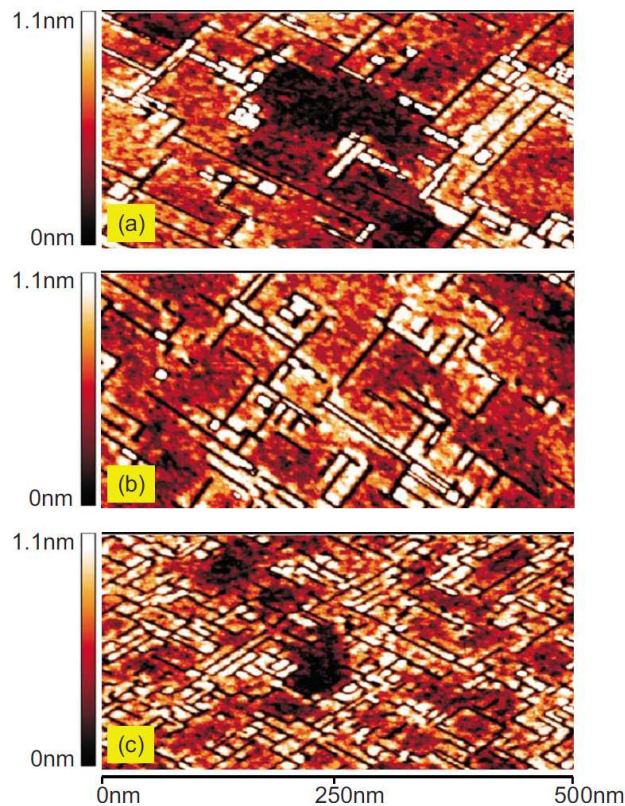


Abbildung 5.6: Rastertunnelmikroskopie der Aluminiumschicht mit 1,8 nm Dicke auf einer Magnesiumschicht vor der Oxidation. Die Dicke der Magnesiumschicht beträgt a) 0,25 nm, b) 0,50 nm und c) 0,75 nm. [23]

de, als zum Aufbringen des Exchange-Bias notwendig. Aus dem Schichtdickenverhältnis geben die Autoren die Barriere als $(\text{MgAl}_2)\text{O}_x$ an. Eine EELS-Auswertung (Elektronenenergieverlustspektroskopie) im TEM zeigt zwar das Aluminium der Barriere, jedoch nicht das Magnesium. Die Beugung im TEM an der Barriere zeigt eine Spinelstruktur, was MgAl_2O_4 , aber auch $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ als Kristallstruktur bedeuten kann [77]. Da die Autoren jedoch keine Verbesserung des TMR durch Verwendung der Magnesiumschicht

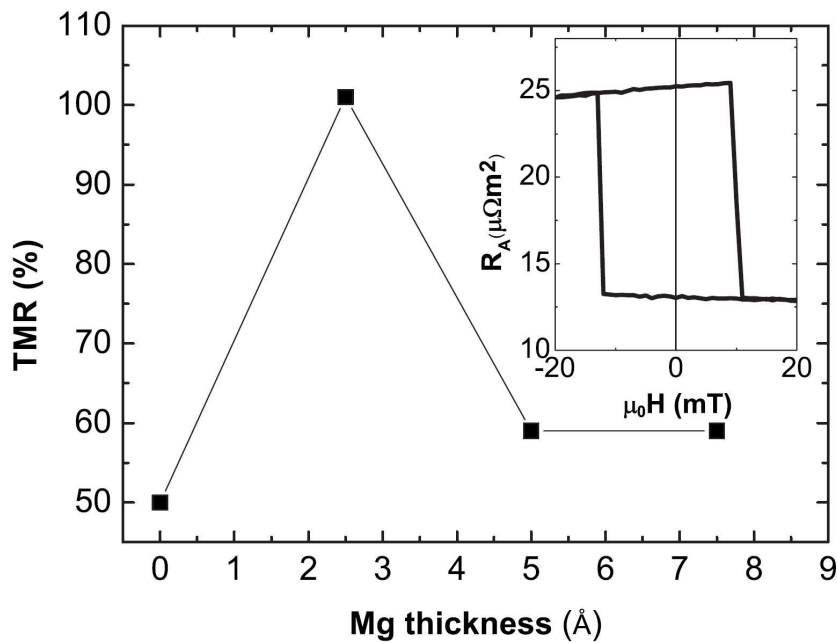


Abbildung 5.7: Der Tunnelmagnetowiderstand zeigt eine deutliche Erhöhung bei möglichst dünner, endlicher Magnesiumschichtdicke. Ansonsten ist der Tunnelmagnetowiderstand relativ konstant. Dies entspricht dem Verhalten des Magnesiums ausschließlich als Schutzschicht des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ gegen Oxidation und mit Einfluss auf die Morphologie des AlO_x . [23]

erreichen und Tunnelspektroskopiedaten von Messungen an epitaktischen MgO-Barrieren abweichen [70], gehen die Autoren nicht von kohärentem Tunneln aus. Eine zweikomponentige Barriere sollte ein asymmetrisches Tunnelspektrum $I(U)$ bzw. $\text{TMR}(V)$ zur Folge haben [133]. Bei Buttet *et al.* [133] werden ebenfalls TEM-Untersuchungen durchgeführt. Es wird von

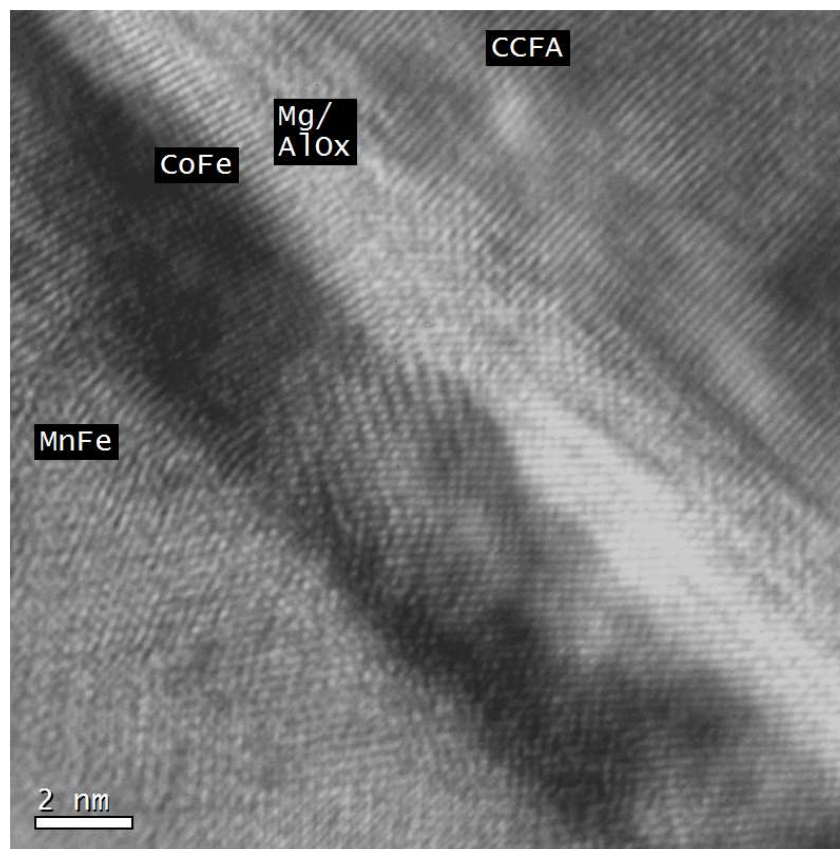


Abbildung 5.8: HRTEM von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{Al}$ auf einer MgO -Pufferschicht. Im Bild ist die Region um die Barriere dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Cobalt-Eisen-Schicht. Die Barriere ist als weitgehende amorphe Schicht sichtbar.

einer mikrokristallinen MgO -Schicht und amorphem Al_2O_3 ausgegangen⁴.

⁴ Allerdings nutzen Buttet *et al.* [133] Aluminium unter der Magnesiumschicht als Diffusionsbarriere für Sauerstoff. Beide Schichten werden nach der Deposition mittels Rf-Sputtern zusammen in Sauerstoff-Plasma oxidiert.

5.2.3 Gegenelektrode

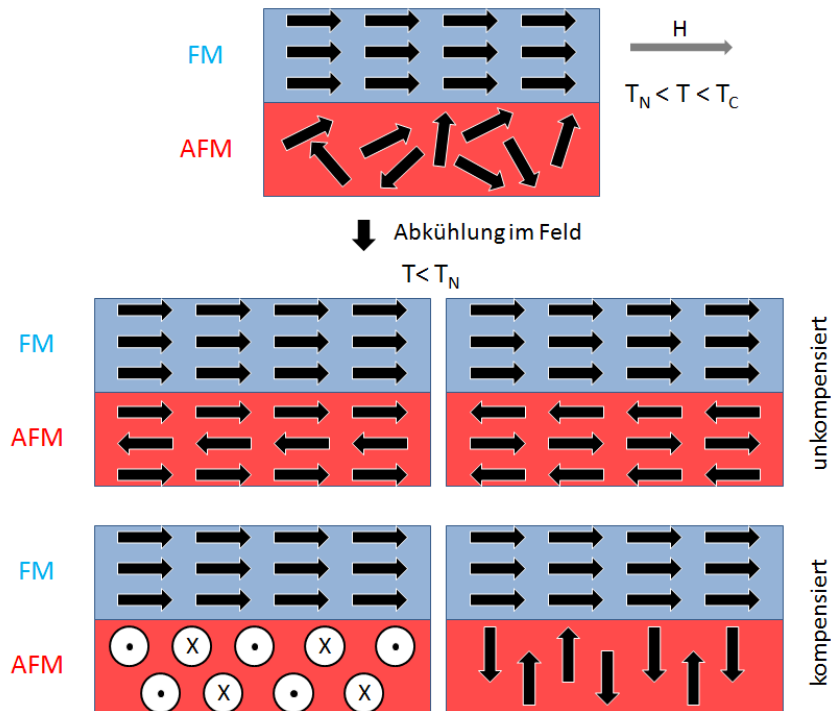


Abbildung 5.9: Austausch-Anisotropie zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet. Die Abkühlung im Magnetfeld koppelt Antiferromagnet und Ferromagnet aneinander. Die Abbildung skizziert mögliche Spinkonfigurationen.

Neben der Barriere spielt auch die Gegenelektrode für den Tunnelmagnetowiderstand eine wichtige Rolle. Diese geht über die Eigenschaft der Spinpolarisation hinaus. Beispielsweise beeinflusst eine Domänenstruktur im Ferromagneten die Tunnelleigenschaften [134]. Die Realisierung der Gegenelektrode wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

Exchange-Bias

Für die Messung eines Tunnelmagnetowiderstands müssen die Elektroden bei unterschiedlichen magnetischen Feldern schalten, das heißt, unterschiedliche Koerzitivfeldstärken haben (siehe Abschnitt 2.2.2). Um dies zu gewährleisten, muss die Gegenelektrode mit einem Exchange-Bias versehen werden.

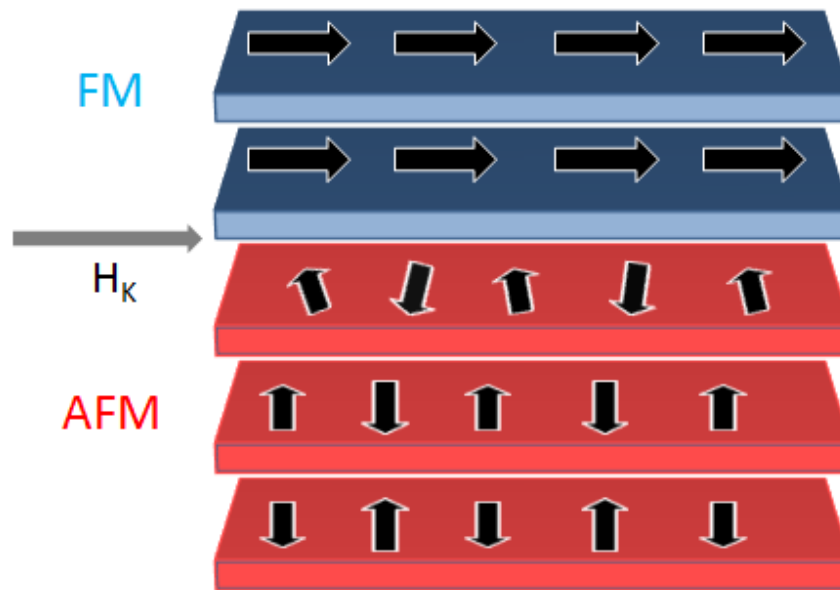


Abbildung 5.10: Orthogonale Kopplung von Antiferromagnet und Ferromagnet mit gekippten Spins im Antiferromagneten an der Grenzfläche. Basierend auf dem Heisenberg-Modell kann so die Grenzflächenenergie minimiert werden [135]. Allerdings können die gekippten magnetischen Momente nicht mehr das Exchange-Bias mit $H_E \neq 0$ erklären [136].

Die Wechselwirkung zwischen einem Ferromagneten und einem Antiferromagneten führt bei Abkühlung von einer Temperatur zwischen Curie-Temperatur des Ferromagneten und Néel-Temperatur des Antiferromagneten unter die Néel-Temperatur in einem magnetischen Feld zu einer

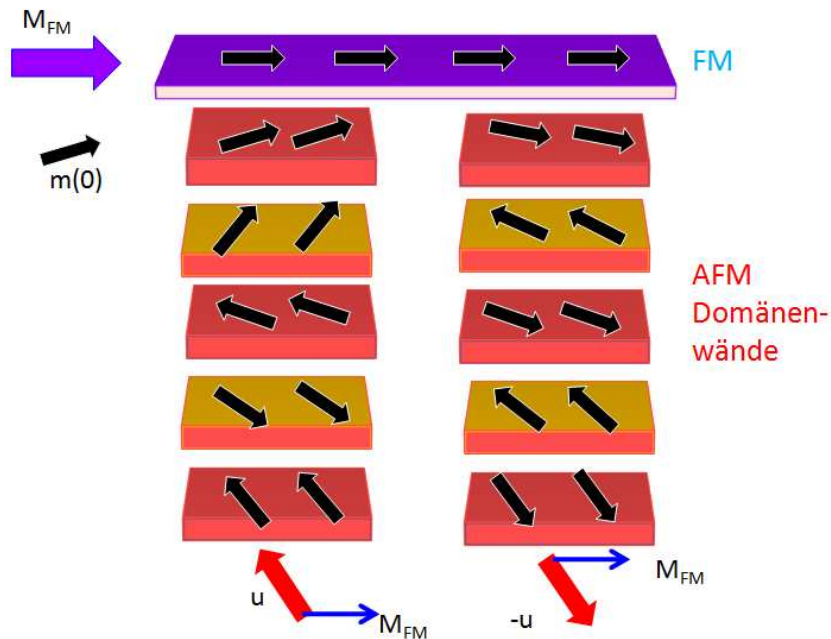


Abbildung 5.11: Unabhängige antiferromagnetische Körner (Zustände) bilden Domänenwände, parallel zur Grenzfläche des Ferromagneten, aus. M_{FM} ist die im Ferromagneten homogene Magnetisierung entsprechend dem angelegten äußeren Feld bei Aufbringung des Exchange-Bias. $m(0)$ ist die Magnetisierung des Untergitters an der Grenzfläche zum Ferromagneten und $\pm u$ beschreibt die uniaxiale Anisotropie entsprechend der beiden leichten Richtungen im Antiferromagneten.

unidirektionalen Austausch-Anisotropie [137, 138]. Diese Kopplung kann beispielsweise ferromagnetisch oder antiferromagnetisch sein (Abbildung 5.9). Viele der neueren theoretischen Modelle gehen von einer orthogonalen Ausrichtung der Volumenmagnetisierung des Ferromagneten zu den magnetischen Momenten des antiferromagnetischen Untergitters aus (Abbildung 5.10) [135, 139]. Für eine korrektere Beschreibung des Exchange-

Bias sind zusätzlich Grenzflächeneffekte und Defekte zu beachten [136]. Ein anderer Ansatz zur Beschreibung des Exchange-Bias sind magnetische Körner im Antiferromagneten, die bei Kontakt des Antiferromagneten mit einem Ferromagneten eine bestimmte Konfiguration energetisch bevorzugen [140] (Abbildung 5.11).

Ferromagneten haben eine Hysteresekurve zentriert um die magnetische Feldstärke $H=0$. Die unidirektionale Austausch-Anisotropie bewirkt eine Verschiebung der magnetischen Hysteresekurve. Diese Verschiebung um die magnetische Feldstärke H_E wird Exchange-Bias genannt. Abbildung 5.12 zeigt die Magnetisierung in Abhängigkeit vom magnetischen Feld H .

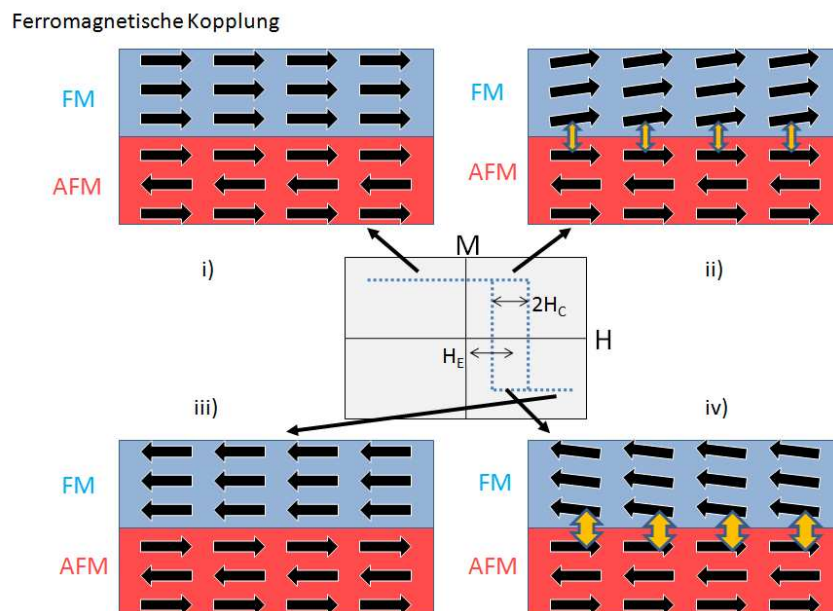


Abbildung 5.12: Austausch-Anisotropie zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet. Für den Fall der ferromagnetischen Kopplung zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet stellt die Abbildung die Spinkonfiguration in Abhängigkeit von einem äußeren magnetischem Feld dar. H_E ist das Exchange-Bias-Feld, H_C ist die Koerzitivität.

i) bis iv) skizzieren die Spinkonfiguration für ferromagnetische Kopplung zwischen Ferromagnet und Antiferromagnet. Bei i) liegt ein äußeres Feld in derselben Richtung an, wie beim Abkühlvorgang. Ferromagnet und Antiferromagnet sind entsprechend Abbildung 5.9 angeordnet. Bei ii) liegt ein kleines Feld in entgegengesetzter Richtung an. Die ferromagnetische Kopplung des Ferromagneten an den Antiferromagneten verhindert aber die vollständige Ausrichtung der Spins entlang des äußeren Feldes. Bei iii) überwiegt die Stärke des äußeren Feldes das von der Grenzfläche zum Antiferromagneten induzierte Moment. Allerdings genügt nun ein kleineres Magnetfeld um erneut eine Drehung der Spins, in die durch die Kopplung bevorzugte Richtung, zu induzieren (iv)). i) bis iv) beschreiben den sogenannten „major loop“. Ein Tunnelement benötigt eine fixierte Elektrode. Das bedeutet, der Schaltvorgang eines Tunnelementes (minor loop) ist innerhalb von Bereich i) der Hysterese der fixierten Elektrode anzusetzen. Dies ist notwendig, da bei einem „major loop“ das Exchange-Bias reduziert wird und durch einen Temperprozess oberhalb der Néel-Temperatur erneut aufgebracht werden muss.

Quantitativ kann die Stärke des Exchange-Bias zweier dünner Schichten, den Antiferromagneten als ausreichend dick vorausgesetzt, als Grenzflächenenergie pro Flächeneinheit

$$\Delta E = M_{FM} t_{FM} H_E$$

beschrieben werden [138]. Dabei sind M_{FM} und t_{FM} die Sättigungsmagnetisierung und die Dicke des Ferromagneten und H_E ist das Exchange-Bias-Feld. Eine Abhängigkeit von der Art des Ferromagneten wird bei dieser Betrachtung unterdrückt.

Für die Verwendung einer Tunnelelektrode bei endlichen Temperaturen ist wichtig, dass die Néel-Temperatur und die Blockingtemperatur deutlich oberhalb der Arbeitstemperatur liegen (vergleiche Tabelle 5.1). So eignet sich beispielsweise eine Gegenelektrode aus Co/CoO_x nicht für Raumtemperaturmessungen (siehe Abschnitt 5.2.3). Die Dicke des Ferromagneten sollte so dünn wie möglich sein, je nach den Wachstumsbedingungen, da H_E antiproportional zur Dicke des Ferromagneten ist [138]. Der Antiferromagnet hingegen sollte hinreichend dick sein, beispielsweise eine Dicke

von mehr als 20 nm aufweisen, um ein maximales Exchange-Bias generieren zu können [138]. Allerdings kann die Dicke des Antiferromagneten auch Einfluss auf die Domänenbildung im Antiferromagneten haben, so dass auch hier keine systemunabhängige Aussage für eine optimale Dicke des Antiferromagneten getroffen werden kann.

Tabelle 5.1: Néel-Temperatur T_N , Blockingtemperatur T_B und Grenzflächenenergie ΔE verschiedener Antiferromagneten. Die Blockingtemperatur bezeichnet die Temperatur, bei der das Exchange-Bias H_E null wird. Die Grenzflächenenergie gilt für die jeweils angegebene Temperatur [138].

Material	ΔE (erg/cm ²)	T_B (K)	T_N (K)
CoO (poly)	0,40-3,5 (10K)	290K	290K
CoO (poly)	0,16-0,40 (150K)	290K	290K
Mn ₅₀ Fe ₅₀ (poly)	0,02-0,20 (290K)	390-470K	490K

Co/CoO_x

Die apparativ einfachste Art ein Exchange-Bias aufzubringen, ist die Verwendung eines Co/CoO-Schichtsystems [16]. Co wird als Ferromagnet direkt auf die Tunnelbarriere gesputtert. Durch einen kurzen Oxidationsschritt in Sauerstoff-Plasma wird der obere Teil der polykristallinen Cobaltschicht oxidiert. Da die Oxidation entlang der Grenzflächen von Domänen stattfindet, entsteht eine große Grenzfläche zum Ferromagneten. Mit Hilfe dieser Methode kann ein starkes Exchange-Bias mit einer Grenzflächenenergie von 1 erg/cm² erreicht werden [141, 142]. Neutronenbeugung lässt auf eine Ausrichtung der Spins an der Grenzfläche senkrecht zur Fläche schließen [143]. CoO ordnet unterhalb seiner Néel-Temperatur 290 K antiferromagnetisch. Das hat den Vorteil, dass ein Abkühlen im Magnetfeld ausreicht um bei tiefen Temperaturen ein Exchange-Bias zu erhalten. Allerdings können keine Raumtemperaturmessungen vorgenommen werden und auch temperaturabhängige Tunnelmagnetowiderstandsmessungen, ohne den Einfluss des verschwindenden Exchange-Bias, waren nicht möglich.

Da im Vorfeld das Exchange-Bias mit Co/CoO_x schon ausreichend optimiert war [16], wurde die Co/CoO_x-Deposition nicht variiert und das Exchange-Bias nicht weiter untersucht. Die einzige Parameteränderung bezüglich der Co/CoO_x-Gegenelektrode bildet nur das Sputterverfahren der Cobalt-Deposition. Mit Hilfe von Radiofrequenz-Sputtern konnte die Cobaltschicht schneller deponiert werden. Eine Auswirkung auf die Korngröße in der Co-Schicht konnte im TEM nicht beobachtet werden und hatte demzufolge auch keine für die Transportmessung relevante Auswirkung. Die experimentelle Bestimmung der Spinpolarisation von Co liegt bei 31 % [89]. Zu beachten ist, dass auch höhere Annahmen für die Spinpolarisation von Cobalt getroffen werden, 34 % [42, 43, 126] oder sogar höher [144].

CoFe/MnFe

Für Gegenelektroden mit Fe, Ni, Co_xFe_y oder Ni_xFe_y als Ferromagnet, wird das Exchange-Bias anders erzeugt. Diese Schichten können mit MnFe oder IrMn als Antiferromagnet magnetisch fixiert werden. Um das Exchange-Bias aufzubringen, muss hierbei die Probe in einem Magnetfeld erhitzt werden. Für Co_xFe_y werden als Spinpolarisation Werte um 50 % angegeben. Diesen Wert kann man auch für Co₇₀Fe₃₀ annehmen [23, 66]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Proben haben Co₇₀Fe₃₀ als Ferromagneten. Als Antiferromagnet dient MnFe. Zur Aufbringung des Exchange-Bias wird die Probe nach der Strukturierung im Vakuum in einem äußeren Feld auf 250 °C erhitzt. Abbildung 5.13 zeigt eine TEM-Aufnahme einer solchen Probe vor der Strukturierung.

Abschließend folgt auf der Gegenelektrode noch eine Deckschicht, um den Antiferromagneten vor Degradation zu schützen. Es bieten sich Gold, Platin, Tantal oder Silber an. Außer der Schutzfunktion sollte die Deckschicht noch das Ablösen des Photolacks bei der Öffnung des Fensters (siehe Abschnitt 5.3.1) erleichtern. Für Proben mit Cobalt-Gegenelektrode ist nun, außer der Strukturierung, kein weiterer präparativer Schritt zwingend erforderlich. Ein Temperschnitt mit 250 °C konnte jedoch die Reproduzierbarkeit von Kontakten mit gutem Magnetowiderstand erhöhen [145]. Für Kontakte mit CoFe/FeMn-Gegenelektrode ist ein Tempern der Probe notwendig, um das Exchange-Bias aufzubringen. Dies geschah *ex situ*

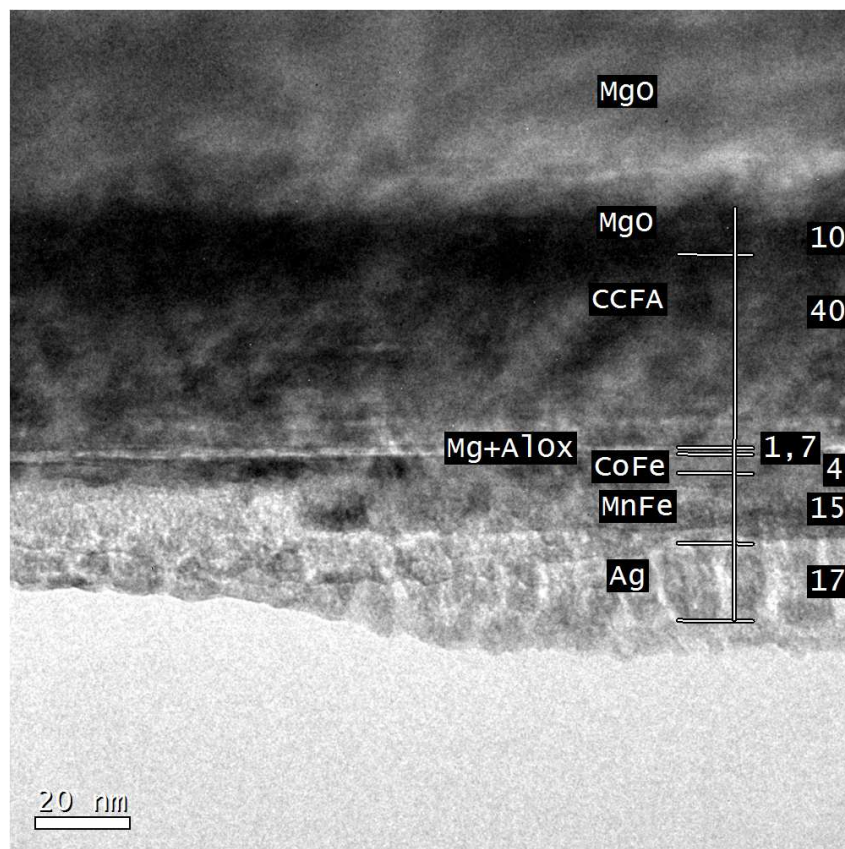


Abbildung 5.13: TEM an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf einer MgO-Pufferschicht mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Gegenelektrode. Rechts sind die nominellen Schichtdicken in nm entsprechend den Depositionsparametern dargestellt.

nach der Strukturierung der Probe. Die Temperatur der Probe im magnetischen Feld zum Aufbringen des Exchange-Bias beträgt ebenfalls $250\text{ }^\circ\text{C}$. Ein Tempersschritt von $250\text{ }^\circ\text{C}$ kann Auswirkungen auf die Tunnelbarriere haben. So konnte an anderen Proben eine Verringerung der Dicke der Aluminiumoxid-Barriere beobachtet werden [146].

5.3 Proben- und Messgeometrie

Für eine Transportmessung durch die Barriere müssen Strom und Spannung an der Grundelektrode und an der Basiselektrode abgegriffen werden. Um die Wahrscheinlichkeit von Fehlern (Löcher) in der Barriere zu reduzieren, wird der Querschnitt eines Tunnelkontaktes klein gehalten (Abschnitt 5.3.1). Für die Messung eines Stroms bei kleiner Spannung wird ein Lock-in-Verstärker verwendet (Abschnitte 5.3.2 und 6).

5.3.1 Strukturierung und Lithographie

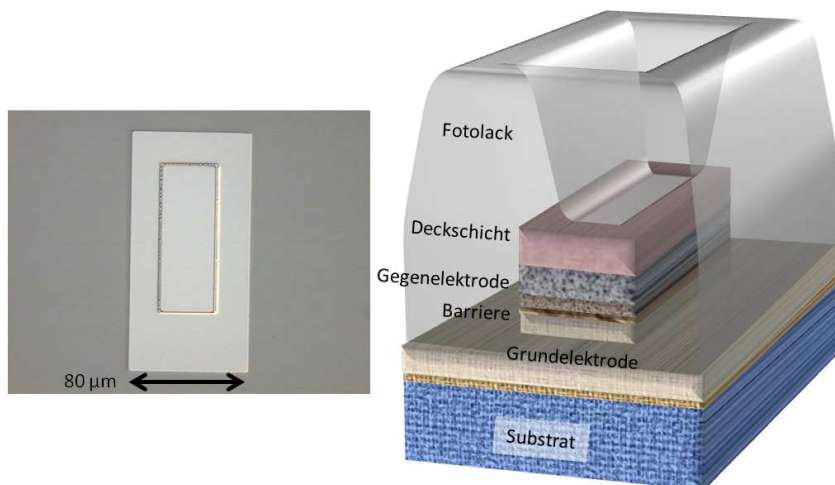


Abbildung 5.14: Modell und Abbildung eines Tunnelkontaktes. Links ist die Aufnahme eines Phasenkontrastmikrokops der Oberfläche eines fertig strukturierten Tunnelkontaktes abgebildet. Der gezeigte Tunnelkontakt ist $80\ \mu\text{m} \times 160\ \mu\text{m}$ groß. Das Fenster hat die Abmessungen $40\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$. Rechts ist die Schichtfolge schematisch (unskaliert) abgebildet. Zur besseren Darstellung ist der Photolack transparent gezeichnet.

Nach dem Ausbau aus der Vakuumkammer liegt der Tunnelkontakt als

unstrukturierter Schichtstapel ohne direkten Zugang zur Grundelektrode vor. Ein Strukturierungsverfahren *ex situ* vor dem Aufbringen des Exchange-Bias ermöglicht nun die gleichzeitige Messung an einem definierten Barrierequerschnitt aus unterschiedlichen Bereichen des Filmstapels. Zur Strukturierung wurde ein Photolithographie-Verfahren mit Hilfe von Ionenstrahlätzen verwendet. Die für die Lithografie nötigen Arbeitsschritte werden ausführlich im Anhang A.3 beschrieben. In diesem Kapitel wird vor allem auf den Prozess des Ionenstrahlätzens eingegangen, der im Laufe der Arbeit gegenüber dem Prozessablauf, beschrieben in [16], stark angepasst werden musste. Mit dem hier beschriebenen Verfahren werden Mesas⁵ ab einer Größe von $60\ \mu\text{m} \times 60\ \mu\text{m}$ mit einem Fenster von $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ strukturiert.

Bei der Herstellung von Tunnelkontakten müssen Probenschichten bis etwa zur Hälfte der Grundelektrode entfernt werden (Abbildung 5.14 rechts). Der Ionenstrahlätzer wird mit einem Gasgemisch aus Argon/Sauerstoff im Verhältnis 4 : 1 betrieben. Der zusätzliche Sauerstoffgehalt oxidiert angesputtertes Material an den Tunnelkontakträndern. Die Oxidation, in Kombination mit dem Ionenstrahlätzen unter verschiedenen Winkeln, verhindert einen Kurzschluss über die Barriere des Tunnelkontaktes. Zusätzlich wird die Probe abwechselnd unter 86° und 50° mit Ionen beschossen. Abbildung 5.15 illustriert den senkrechten Ätzprozess. Die Variation des Winkels soll unter Ausnutzung der winkelabhängigen Ätzrate, maximal bei $\approx 50^\circ$ (siehe beispielsweise Strasser *et al.* [147]), die Redeposition minimieren. Das angesputterte Material, ohne kontinuierliche Variation des Winkels, ist mit Hilfe von Rasterkraftmikrogrammen (Abbildung 5.16) deutlich zu erkennen. Selbst wenn das Anspüttern von Material durch Variation des Winkels nicht vollständig vermieden werden kann, so führt eine Oxidation des redeponierten Materials dazu, dass der elektrische Widerstand hoch genug ist, um nicht zu Transportmessungen an der Barriere in Form eines parallel geschalteten Widerstandes beizutragen.

Neben dem Ätzprozess wurde die Form der Mesas auf quadratisch und rechteckig geändert. Die eckige Form soll das Exchange-Bias unterstützen,

⁵ Mesas sind „herausstrukturierte Türme“ des Schichtstapels mit Zugang zur Grundelektrode und zur Deckschicht.

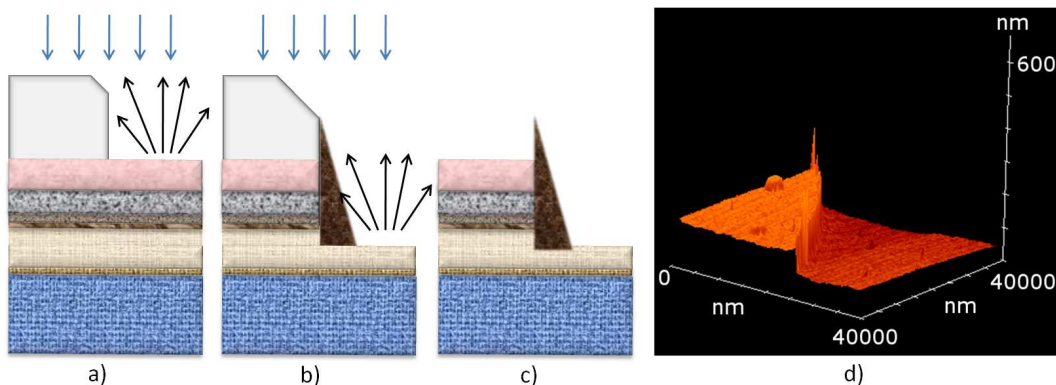


Abbildung 5.15: Durch das Ionenstrahlätzen redeponiert Filmmaterial an alle Stellen, an denen die Ätzrate aufgrund des Winkels sehr klein ist, beispielsweise an den Kanten einer Struktur [147]. Die Ablagerung des Materials ist in a) - c) dargestellt. a) zeigt die Mesa während des Ätzprozesses mit Photolack von der Seite. b) zeigt die Struktur zum Ende des Ätzprozesses mit dem redeponierten Material. c) stellt die Struktur nach Entfernen des Photolacks dar. Das redeponierte Material verbleibt auf der Probe. d) ist ein Rasterkraftmikrogramm eines Ausschnitts eines runden Tunnelkontaktes, der überwiegend unter gleichem Winkel geätzt wurde. Deutlich ist das angesputterte Material zu erkennen.

indem sie die Ausrichtung magnetischer Domänen entlang ihrer Kanten fördert.

5.3.2 Kontaktierung und Messaufbau der Tunnelelemente

An der Kontaktierung und dem Messaufbau wurden keine Veränderungen vorgenommen. Wie bei Conca [16] beschrieben, werden die Mesas mit Leitsilber bedeckt und anschließend von Hand mit Kupferdraht kontaktiert. Den Zugang zu der Grundelektrode bieten Kontaktflächen, auf denen die Gegenelektrode und die Barriere entfernt wurde (siehe Anhang A.3). Zu

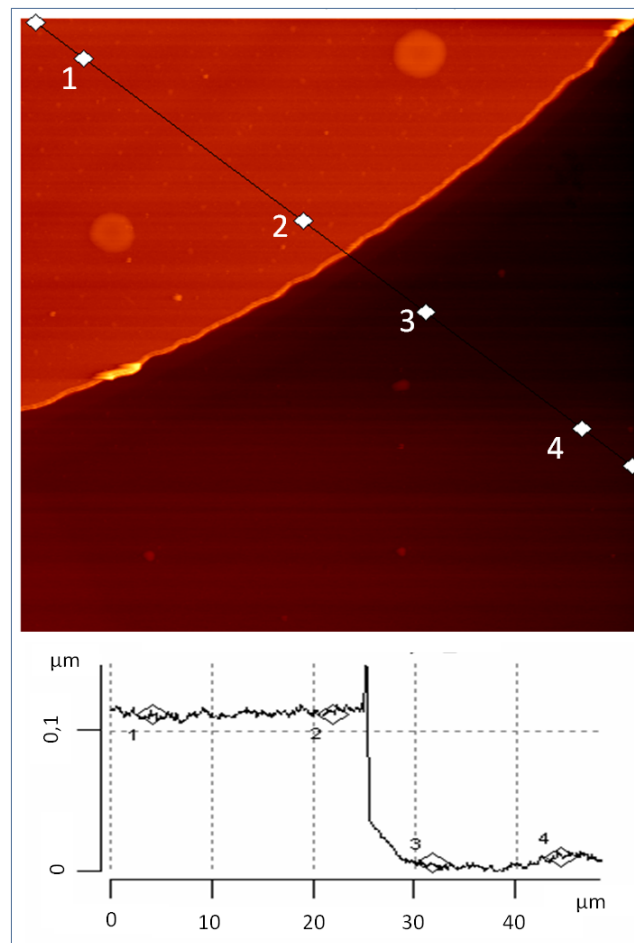


Abbildung 5.16: Rasterkraftmikroskopie von redeponierten Sputterpartikeln. Im Bild oben ist ein Ausschnitt des Randes einer runden Mesa gezeigt. Neben Partikeln an der Oberfläche ist deutlich ein überhöhter Rand zu erkennen. Dieser Rand ist kein Artefakt der Messung, sondern besteht aus dem angesputterten Material an den Photolack. Im Höhenprofil unter der Abbildung kann sowohl dieser Rand, sowie auch eine Abschrägung im Schatten beobachtet werden.

der Grundlektrode stehen zwei Kontaktflächen zur Verfügung, so dass der Transport innerhalb der Grundlektrode nicht zur Transportmessung durch die Barriere beiträgt. Auf der Seite der Gegenelektrode steht nur eine Kontaktfläche zur Verfügung. Deshalb wird bei allen Transportmessungen der Transport der Ladungsträger durch die Gegenelektrode, Deckschicht, Leitsilberkontakt und Kupferdraht zur Probenplattform mitgemessen. Dieser systematische Fehler verringert den gemessenen Tunnelmagnetowiderstand marginal. Da die Barriere im Vergleich zu diesen Probenabschnitten hochohmig ist, kann dieser Fehler jedoch vernachlässigt werden. Da die Querschnitte der rechteckigen Mesas kleiner sind als die Querschnitte der bisherigen Mesas, ist die Gefahr, von zu hohen Spannung an der Barriere, noch gestiegen. Auch kleine Spannungen, wie etwa durch elektrostatische Aufladung, können eine Tunnelbarriere irreversibel zerstören [148, 149]. Aus diesem Grund müssen bei der Kontaktierung und Messung an den Mesas besondere Maßnahmen, wie die Verwendung von antistatischem Material, getroffen werden.⁶ Dabei muss eine Mesa nach einer Überspannung nicht notwendigerweise vollständig zerstört werden, sondern kann auch nur einen reduzierten Tunnelmagnetowiderstand aufweisen. Dies macht eine Charakterisierung schwierig.

⁶ Eine kontaktierte, nicht überbrückte Mesa kann durchaus durch den Anschaltvorgang von elektrischen Geräten wie Neonröhren zerstört werden.

6 Transportmessungen an Tunnelbarrieren

Tunnelspektroskopie, eine Transportmessung durch eine elektrisch isolierende dünne Schicht, gibt Auskunft über die magnetischen und elektronischen Eigenschaften der Elektroden vor und hinter der Barriere. Die Eigenschaften der Barriere und der Grenzflächen gehen vorrangig in die Tunnelwahrscheinlichkeit ein. Im folgenden Kapitel werden die Messungen, an den in Kapitel 5 bereits beschriebenen, unterschiedlichen Tunnel-elementen vorgestellt. Die Proben werden wie in Abschnitt 5.3.2 dargestellt kontaktiert. Mit Hilfe von Lock-in-Technik kann die (differenzielle) Leitfähigkeit der Proben in Abhängigkeit von einer angelegten Gleichspannung bestimmt werden [53, 150, 151]. Aus dem Verhältnis der Widerstände, bei magnetfeldabhängig unterschiedlich geschalteter Grundelektrode, ergibt sich der Tunnelmagnetowiderstand, also die relative Widerstandsänderung TMR.

6.1 Stromfluss durch die Barriere eines magnetischen Tunnelkontaktes

Die Leitfähigkeit durch eine Barriere resultiert nicht nur aus den direkt tunnelnden Elektronen [152]:

$$G_{\Sigma}(T) = G_0^{dir} + G_1^{res} + \delta G_{res}(T) + \sum_{N=2} G_N^{hop}(T) \quad (6.1)$$

Dabei gibt nur G_0^{dir} das direkte Tunneln wieder, bei dem die Elektronen keinerlei Zustände innerhalb der Barriere finden und vollständig durch

die Barriere tunneln müssen. Dieser Beitrag ist nur schwach temperaturabhängig [153]. Zusätzlich können Elektronen jedoch auch resonant tunneln (G_1^{res}), indem sie einen lokalisierten Zustand in der Barriere nutzen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt bei G_1^{res} im Vergleich zum direkten Tunneln nur halb so stark mit der Dicke der Tunnelbarriere ab und ist deshalb für dicke Barrieren zunehmend relevant. Die Elektron-Phonon-Wechselwirkung sorgt diesbezüglich für einen zusätzlichen temperaturabhängigen Beitrag $\delta G_{res} \propto T^2$ [154], da Gitterschwingungen an das Energieniveau des lokalisierten Zustandes koppeln können. Der letzte Term ist die Summe der Hüpfleitfähigkeiten über eine Kette von Zuständen in der Barriere. N ist dabei die Anzahl der Zwischenzustände, über die ein Elektron hüpfpt. Wie G_1^{res} gewinnt dieser Term bei zunehmend dicken Barrieren an Bedeutung [152].

Die Leitfähigkeit für magnetische Tunnелеlektroden kann, aufgeschlüsselt nach den Spinpolarisationen $P_1 = \frac{N_{1,\uparrow} - N_{1,\downarrow}}{N_{1,\uparrow} + N_{1,\downarrow}}$ und P_2 der beiden Elektroden, ausgedrückt werden als:

$$G = G_T(1 + P_1 P_2 \cos\theta) + G_{SI} \quad (6.2)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen den Spinpolarisationen. $G_T + G_{SI}$ entspricht dabei $G_\Sigma(T)$. Bei verschwindendem G_{SI} erhält man im Fall einer vollständigen Spinpolarisation eine verschwindende Leitfähigkeit für die antiparallele Spinkonfiguration. Der Tunnelstrom ist dann, entsprechend dem Jullière-Modell, direkt proportional zu den Spinpolarisationen.

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \quad (6.3)$$

Dieser TMR ist durch die Leitfähigkeit G_T temperaturabhängig. Zusätzlich hängen die Spinpolarisationen von der Temperatur ab. Die Temperaturabhängigkeit von Widerstand und TMR wird in Abschnitt 6.5 weiter diskutiert.

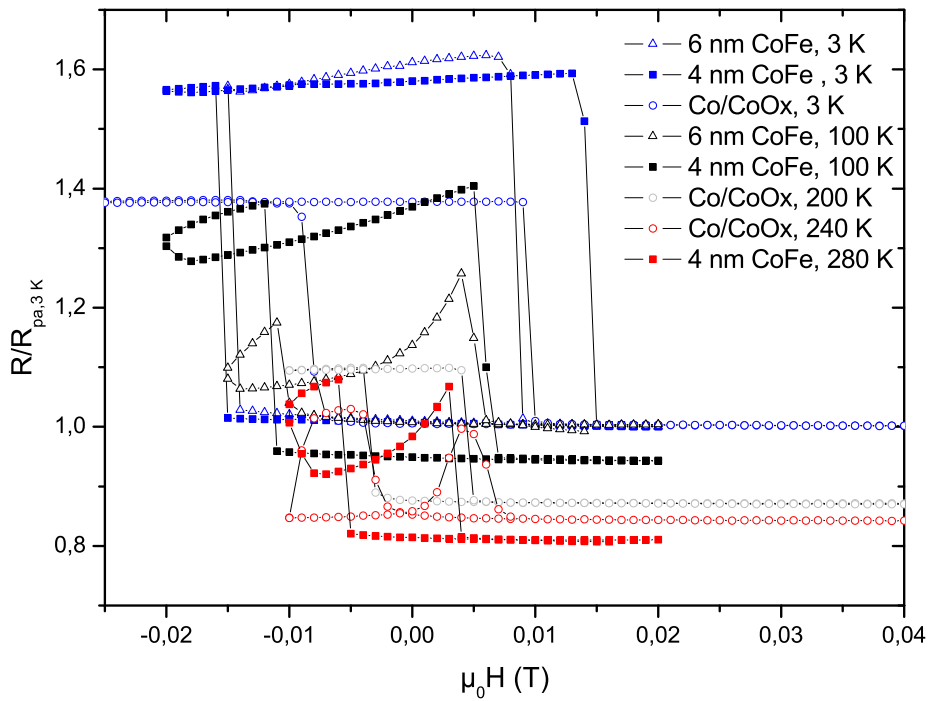


Abbildung 6.1: Der Graph vergleicht das Schaltverhalten von Tunnellelementen mit unterschiedlichen Gegenelektroden. Der Widerstand ist auf den Widerstand bei parallelen Elektroden von 4 nm $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ bei 3 K normiert.

6.2 Austauschspannung mittels $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}/\text{MnFe}$

Abbildung 6.1 vergleicht das Schaltverhalten von Tunnellelementen mit einer Cobalt-Gegenelektrode und CoO_x und Proben mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ und MnFe als Exchange-Bias-Schicht. Die Probe mit Co/CoO_x als Gegenelektrode unterscheidet sich zusätzlich noch in ihrer Barriere. Es ist möglich, dass die

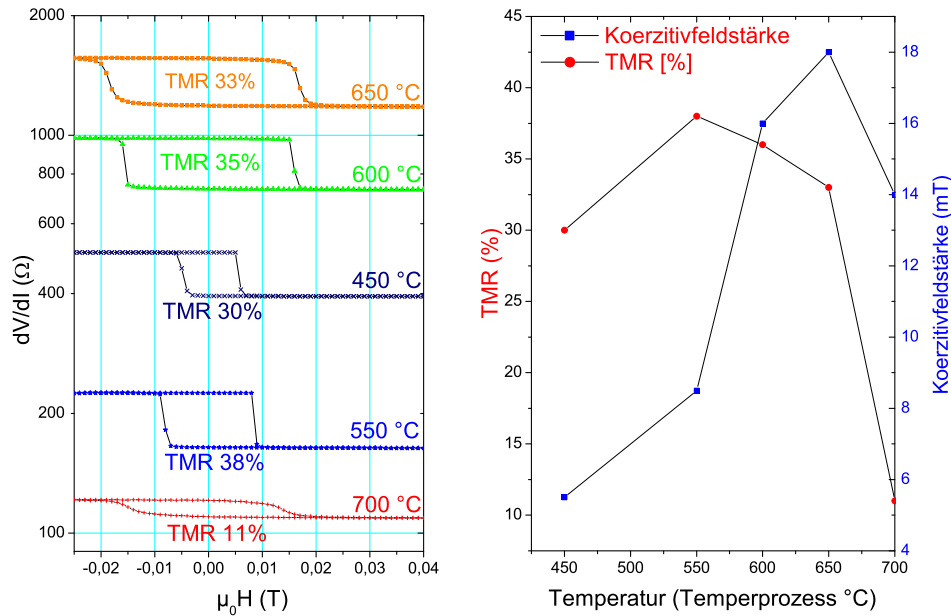


Abbildung 6.2: Das Schaltverhalten von magnetischen Tunnелеlementen ist beeinflusst durch den Temperschnitt der Grundelektrode. In den beiden Graphen sind Schaltverhalten und Tunnelmagnetowiderstand von Tunnелеlementen, die mit unterschiedlichen Temperaturen getempert wurden, dargestellt. [48]

Barriere Einfluss auf das Schaltverhalten hat (vergleiche [155]). Obwohl die Blockingtemperatur, als auch der Tunnelmagnetowiderstand des Co/CoO_x -Elementes niedriger sind, ist das Schaltverhalten gegenüber dem $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Kontakt definierter. Eine intrinsische Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten der Gegenelektroden kann eine größere Grenzfläche zwischen Co und CoO_x sein, da die Tiefe der Oxidation des polykristallinen Cobalts von Korngrenzen mitbestimmt wird und so die Grenzfläche der Schichten

nicht auf eine Ebene begrenzt ist. Die größere Grenzfläche ermöglicht ein stärkeres Exchange-Bias. Ab 200 K bricht das Exchange-Bias mit CoO_x jedoch abrupt zusammen. Das Exchange-Bias bei $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}/\text{MnFe}$ bleibt auch bei Raumtemperatur stabil, obwohl der Schaltvorgang auch bei tiefen Temperaturen weniger definiert ist als bei Co/CoO_x . Nach dem Schalten in eine antiparallele Konfiguration sinkt der Widerstand etwas ab. Erst wenn der Betrag des magnetischen Feldes anschließend kleiner wird, steigt der Widerstand wieder an. Ursache ist, dass der Antiferromagnet den Ferromagneten der Gegenelektrode nicht vollständig fixieren kann und sich deshalb ein Teil der Magnetisierung der Gegenelektrode im Magnetfeld ausrichtet. Dieser Effekt ist bei der dickeren Gegenelektrode mit 6 nm $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ und generell bei höheren Temperaturen ausgeprägter.

Das Schaltverhalten von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ist nicht vollständig symmetrisch. So schaltet die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Grundelektrode einige Millitesla früher in den antiparallelen als in den parallelen Zustand. Dieses Verhalten lässt sich mit einer Kopplung der Grundelektrode an die Gegenelektrode über die Barriere hinweg erklären. Auch bei Tunnelementen mit Co/CoO_x kann dies beobachtet werden. Abbildung 6.2 zeigt das Schaltverhalten von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in Abhängigkeit von dem Temperprozess der Grundelektrode. Links sind die Hysteresekurven des Widerstandes in Abhängigkeit von dem äußeren Magnetfeld dargestellt. Die Barriere besteht ausschließlich aus AlO_x . Die Gegenelektrode besteht aus Cobalt. Rechts im Bild ist der Tunnelmagnetowiderstand gegen die Temperatur beim Tempern aufgetragen. Dies wurde bereits in Abschnitt 4.2.2 diskutiert. Ebenfalls im rechten Graphen von 6.2 ist die Koerzitivfeldstärke der Grundelektrode aufgetragen. Sie durchläuft gleichfalls ein Maximum, allerdings bei höheren Temperaturen als der Tunnelmagnetowiderstand. Das Schalten der Grundelektrode bei gleicher Barriere ist mit der Domänengröße von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ korreliert, die bei höheren Temperaturen zunimmt (siehe 4.2.2). Die Koerzitivität ist weiterhin über die Barriere hinweg durch die Kopplung an die Gegenelektrode, ähnlich dem Exchange-Bias, bestimmt. Diese Kopplung ist in Form einer Asymmetrie des Schaltverhaltens bei niedrigen Temperaturen zu beobachten und begründet sich in unterschiedlichem Barrierenwachstum abhängig von der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Morphologie. Diese Verknüpfung zwischen Exchange-Bias und Koerzitivität fällt jedoch weniger stark aus.

6.3 Transportmessungen an Tunnelkontakten mit Magnesium als Pufferschicht in der Barriere

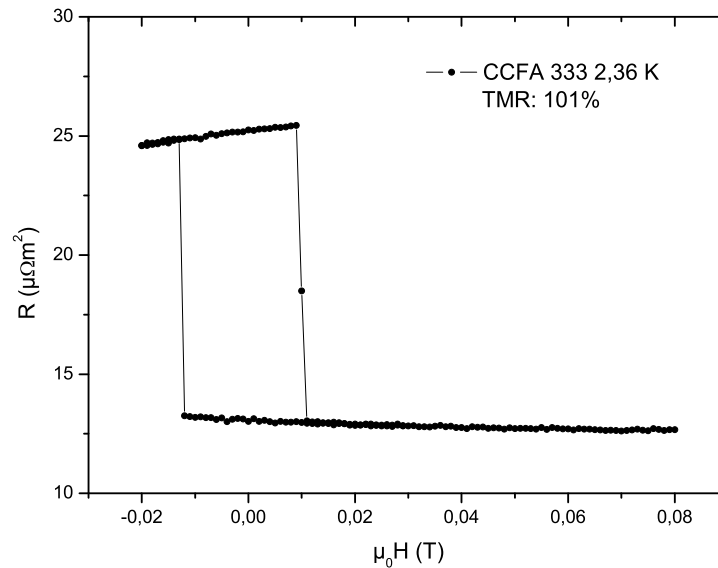


Abbildung 6.3: Tunnelmagnetowiderstand von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ bei tiefen Temperaturen. Durch die Deposition einer dünnen Magnesiumschicht als Pufferschicht zwischen $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Grundelektrode und AlO_x -Barriere konnte ein Tunnelmagnetowiderstand von 101 % erreicht werden.

Wie im vorangegangenen Kapitel bereits vorgestellt, kann das homogene Wachstum der Aluminiumoxid-Barrieren durch eine dünne Schicht Magnesium als Puffer zwischen der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche und dem Aluminium deutlich verbessert werden. Durch Optimierung der Magnesiumschichtdicke konnte ein Tunnelmagnetowiderstand von 101 % bei tiefen Temperaturen erreicht werden (Abbildung 6.3).

6.3.1 Variation der Magnesiumschichtdicke

Der Einfluss des Magnesiums auf den Tunnelmagnetowiderstand ist von seiner Schichtdicke abhängig (vergleiche Abbildung 6.4). Eine endliche dünne Magnesiumschicht stellt die beste Wahl bezüglich den Tunneleigenschaften dar. Die Magnesiumschichtdicke mit dem höchsten Tunnelmagnetowiderstand ist zu dünn, um aktiv zum Tunneltransport beizutragen, sondern begünstigt nur das Wachstum des Aluminiums und verbessert damit die AlO_x -Barriere. Die Probe ohne Magnesium-Puffer in Abbildung 6.4 wurde vor der Deposition des AlO_x für eine Stunde einem schlechteren Basisdruck von 10^{-8} mbar ausgesetzt. Folglich wurde das Aluminium auf eine leicht degradierte $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche deponiert. Dies ermöglichte ein glatteres Barrierenwachstum mit besserem Magnetowiderstand als bei Proben, bei denen das Aluminium direkt auf die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche nach dem Temperprozess gesputtert wurde. Dies deutet darauf hin, dass der hohe Tunnelmagnetowiderstand mit Magnesium hauptsächlich in dem verbesserten Wachstum des Aluminiums begründet ist und die Funktion als Schutzschicht des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ vor Sauerstoff bei der Oxidation der Barriere von nachrangiger Bedeutung ist. In Abbildung 6.4 ist weiterhin der Widerstand der Tunnelkontakte aufgetragen. Dieser korreliert jedoch nicht mit der Magnesiumdicke. Obwohl die Aluminiumschichtdicke aller Proben gleich ist, streuen die Widerstände der Tunnelkontakte stark, was eine quantitative Aussage unmöglich macht. Auch innerhalb einer Probe, bei nebeneinander strukturierten Tunnelkontakten, ist eine Skalierung nicht immer gegeben und der TMR kann ebenfalls abweichen (nicht verbundener Datenpunkt in Abbildung 6.4). Es kann jedoch festgehalten werden, dass der Widerstand erwartungsgemäß bei längerer Magnesiumdeposition auf die $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Oberfläche höher ist.

6.3.2 Variation der Aluminiumschichtdicke

Abbildung 6.5 stellt das Widerstandsverhalten von Tunnelementen in Abhängigkeit von der Aluminiumschichtdicke der Barriere dar. Bei 1,8 nm Aluminiumschichtdicke wird ein Maximum des Tunnelmagnetowiderstands erreicht. Bei abweichenden Dicken der Aluminiumschicht fällt der Tunnel-

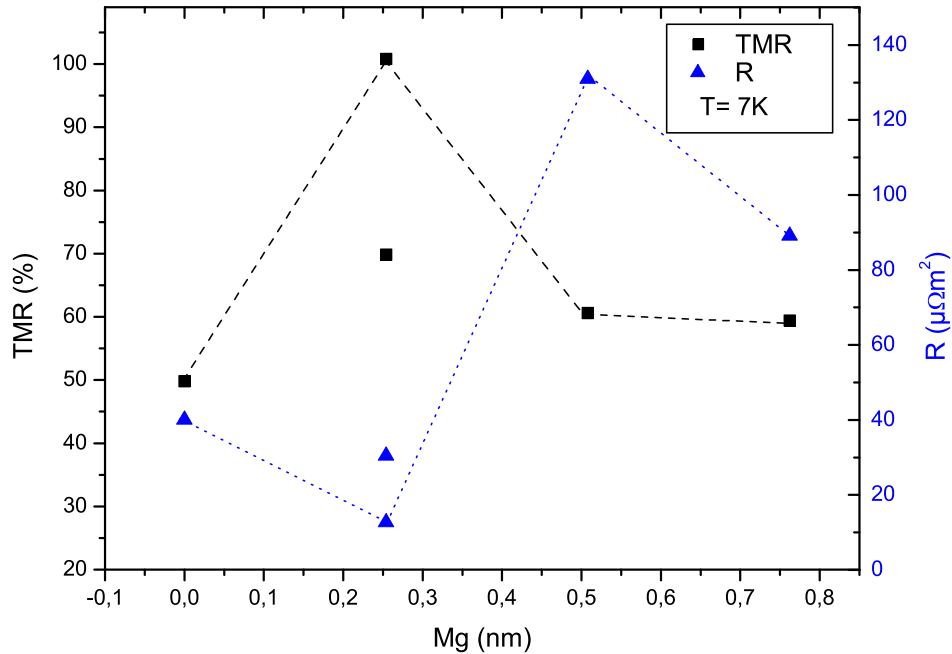


Abbildung 6.4: Der Tunnelmagnetowiderstand zeigt eine deutliche Erhöhung bei möglichst dünner, endlicher Magnesiumschichtdicke. Ansonsten ist der Tunnelmagnetowiderstand weitgehend konstant. Dies entspricht dem Verhalten des Magnesiums ausschließlich als Schutzschicht des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ gegen Oxidation mit Einfluss auf die Morphologie des AlO_x . Neben dem Tunnelmagnetowiderstand ist ebenfalls der Widerstand bei paralleler Ausrichtung der Elektroden spins bei tiefen Temperaturen angegeben. Zur optischen Hilfe sind TMR-Werte und Widerstandswerte jeweils mit Linien verbunden.

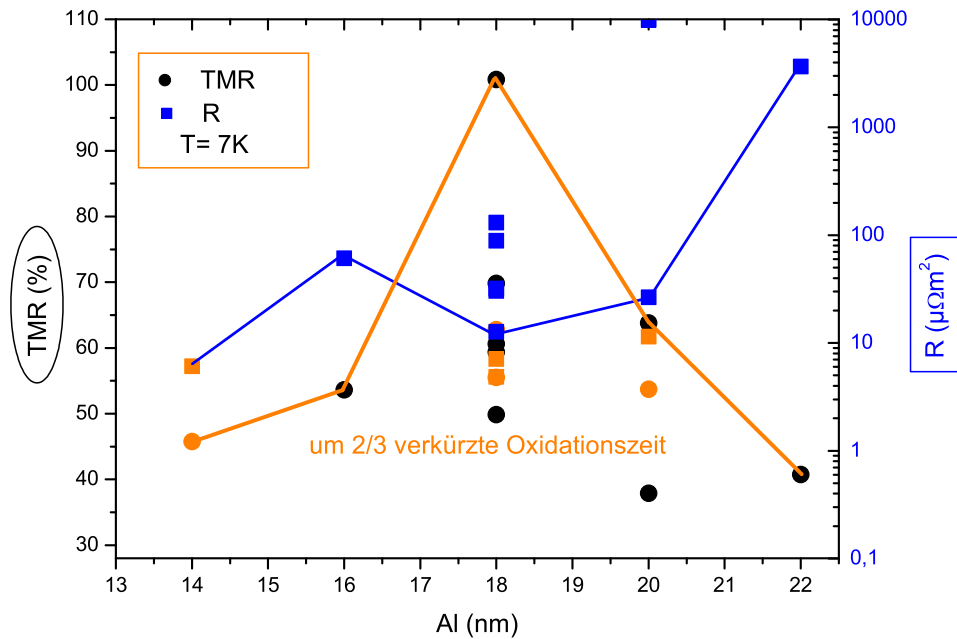


Abbildung 6.5: Widerstand (eckig) und TMR (rund) in Abhängigkeit von der Aluminiumschichtdicke. Kontakte mit reduzierter Oxidationszeit sind orange dargestellt. Der Widerstand der Tunnelbarriere hängt von der Oxidationszeit und der Aluminiumschichtdicke ab. Allerdings lassen sich beide Parameter nicht unabhängig voneinander wählen. Die Aluminiumschicht wächst auf einer Schicht von 0,25 nm Magnesium. Die Messpunkte mit dem höchsten Tunnelmagnetowiderstand der jeweiligen Aluminiumschichtdicke sind durch schwarze Linien miteinander verbunden. Die zugehörigen Widerstände sind durch blaue Linien verbunden.

magnetowiderstand ab. Bei dünnerer Barriere kann dennoch ein recht hoher Tunnelmagnetowiderstand erreicht werden, wenn die Oxidationszeit

entsprechend angepasst wird. Der Widerstand wird dabei jedoch wenig abgesenkt. Bei dickerer Aluminiumschicht wirkt sich eine verringerte Oxidationszeit ebenso kaum auf den Widerstand aus. Bei einer dickeren Aluminiumschicht hingegen steigt der Widerstand auch ohne längere Oxidationszeit an. Da sehr viel dickere Aluminiumschichten noch einen weit höheren Tunnelwiderstand aufweisen, scheint eine leichtes Überangebot an Sauerstoff für die Aluminiumoxid-Barriere für den Tunnelmagnetowiderstand am besten geeignet zu sein. So kann gewährleistet werden, dass die Oxidation nicht nur an Korngrenzen des Aluminiums stattfindet, sondern das Aluminium homogen oxidiert. Allerdings besteht dann die Gefahr der Oxidation der Heusler-Schicht.¹ Der hohe Tunnelmagnetowiderstand bei optimaler Aluminiumschichtdicke und niedrigem absolutem Widerstand lässt darauf schließen, dass bei diesem herausragenden Tunnelkontakt die Barriere vollständig oxidiert wurde, die Grundelektrode jedoch noch nicht.

6.4 Tunnelspektroskopie: Tunneln mit variabler Spannung

Als Spinpolarisation des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ aufgrund von Tunnelkontakten mit amorpher Aluminiumoxid-Barriere und Cobalt als Gegenelektrode konnte unter Annahme des Jullière-Modells [24] nur eine Spinpolarisation von ungefähr 50 % erreicht werden [66, 89]. Allerdings behandelt das Jullière-Modell weder den Einfluss der Bandstruktur, noch eine Abhängigkeit von dem Tunnelstrom, noch die Höhe und Dicke der Barriere [49], sondern beruht ausschließlich auf der Zustandsdichte der beteiligten Elektroden. Trotzdem kann das Modell konsistente Werte für die Spinpolarisation liefern. Die Durchführung von spektroskopischen Tunnelmessungen durch Variation der angelegten Spannung ermöglicht es daher, Rückschlüsse auf die Zustandsdichte des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ zu ziehen, da eine angelegte Spannung eine Verschiebung der Fermi-Energien der Elektrode bewirkt [44]. Allerdings werden hierbei der Einfluss der angelegten Spannung auf die

¹ Oxidationsprozess von Aluminium: siehe Bae *et al.* [156], Auswirkungen auf den Tunnelmagnetowiderstand: [157].

Barrierenhöhe [158] oder kollektive Anregungen [159, 160] nicht berücksichtigt.

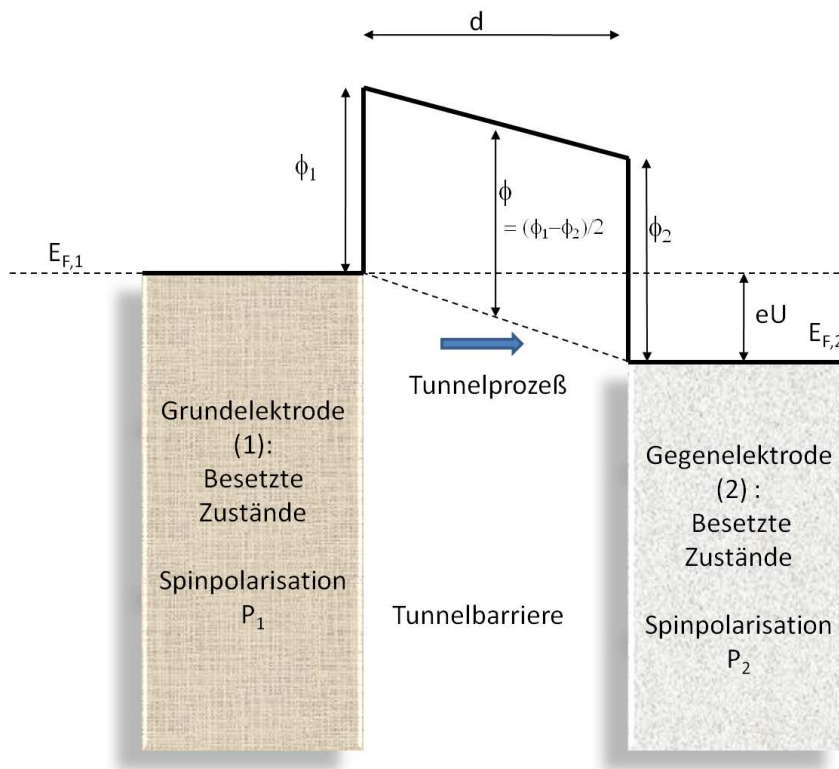


Abbildung 6.6: Modell eines Tunnelkontaktes. Die ortsabhängige Energie der isolierenden Barriere kann nach Simmons [161] als mittlere Energie ϕ approximiert werden. Unterschiedliche Austrittsarbeiten aus den Elektroden können zu einer Asymmetrie im Tunnelspektrum führen [53].

Um die Transportmessungen bezüglich Elektroden- und Barriereigenschaften zu interpretieren, ist es zunächst notwendig, ein Modell für den Tunnelprozess zu definieren (Abbildung 6.6). Das Tunnelspektrum lässt

sich in erster Näherung² als Tunnelprozess durch eine Barriere mit gemitteltem Potential und einer zusätzlichen Asymmetrie [53] beschreiben. Unterschiedliche Austrittsarbeiten aus den Metallen der Elektroden erzeugen ein intrinsisches Kontaktpotential, was zu einer Asymmetrie in der Barriere führt. Die von Brinkman *et al.* [53] eingeführte Asymmetrie $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ begründet sich auf unterschiedlichen Wachstumsbedingungen der Barriere an den Grenzflächen zur oberen und unteren Elektrode und ist wegen der Magnesiumschicht unter der Aluminiumschicht besonders relevant. Aber auch Barrieren aus Aluminium mit anschließender Oxidation zeigen eine Asymmetrie, sowohl im Tunnelspektrum, wie auch als Phasenkontrast im TEM [162].

Tabelle 6.1: Fitparameter nach dem Brinkman-Modell für verschiedenartige Tunnelkontakte mit $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Grundelektrode bei zueinander paralleler (p) und antiparalleler (ap) Spinausrichtung der Elektroden. CCFA 291 besitzt eine Co-Elektrode und ist in dieser Tabelle nur zur besseren Vergleichbarkeit aufgeführt. Details siehe im Text und Abbildung 6.7.

Probe	deponierte Barriere		Fitparameter		
	Mg (Å)	Al (Å)	t (Å)	ϕ (eV)	$\Delta\phi$ (eV)
CCFA 291 p	0	17	18	1,2	1,8
CCFA 291 ap			18	1,1	2,0
CCFA 305 p	0	20	14	2,0	2,0
CCFA 305 ap			14	1,8	2,2
CCFA 318 p	8	20	14	1,9	3,6
CCFA 318 ap			15	1,8	3,4
CCFA 333 p	2	18	17	1,4	1,7
CCFA 333 ap			18	1,2	2,0
CCFA 340 p	2	14	10	2,8	2,8
CCFA 340 ap			10	2,6	3,4

² WKB-Näherung, elastisches Tunneln durch eine eindimensionale Barriere.

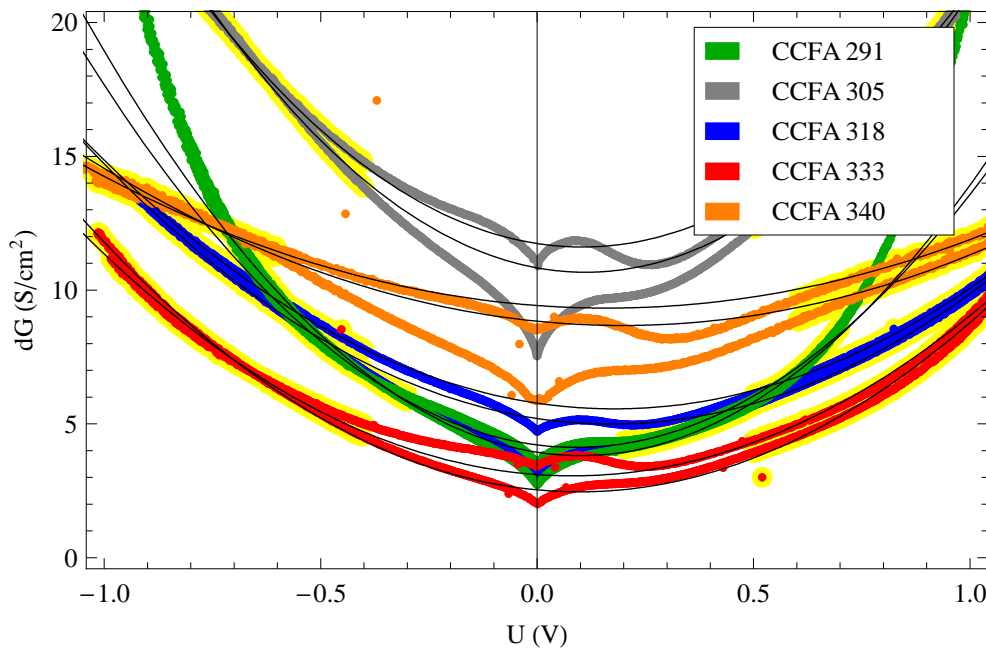


Abbildung 6.7: Differenzielle Leitfähigkeiten verschiedener Tunnelkontakte. Die Tunnelkontakte besitzen bis auf CCFA 291 eine Gegenelektrode aus CoFe. Die Art der Präparation ist dem Text und Tabelle 6.1 zu entnehmen. Die Spektren wurden mit einem Modell nach Brinkman [53] gefittet. Für den Fit wurden nur die gelb hinterlegten Datenpunkte berücksichtigt. Die Fitparameter sind ebenfalls in Tabelle 6.1 wiedergegeben. Die Leitfähigkeit von CCFA 340 ist um den Faktor 20 verkleinert dargestellt.

Nach dem Brinkman-Modell gilt für die Tunnelleitfähigkeit $G(U)$

$$G(U) = \frac{I/\text{Kontaktfläche}}{U} = G_0 \left(1 - \frac{A_0 e \Delta \phi}{16 (e \phi)^{3/2}} (eU) + \frac{9}{128} \frac{A_0^2}{e \phi} (eU)^2 \right) \quad (6.4)$$

mit

$$G_0 = \frac{e^2}{t[\text{\AA}] \cdot 10^{-10} h^2} \sqrt{2 m e \phi} \cdot \text{Exp} \left(-t[\text{\AA}] \frac{10^{-10} \sqrt{8 m e \phi}}{\hbar} \right) \quad (6.5)$$

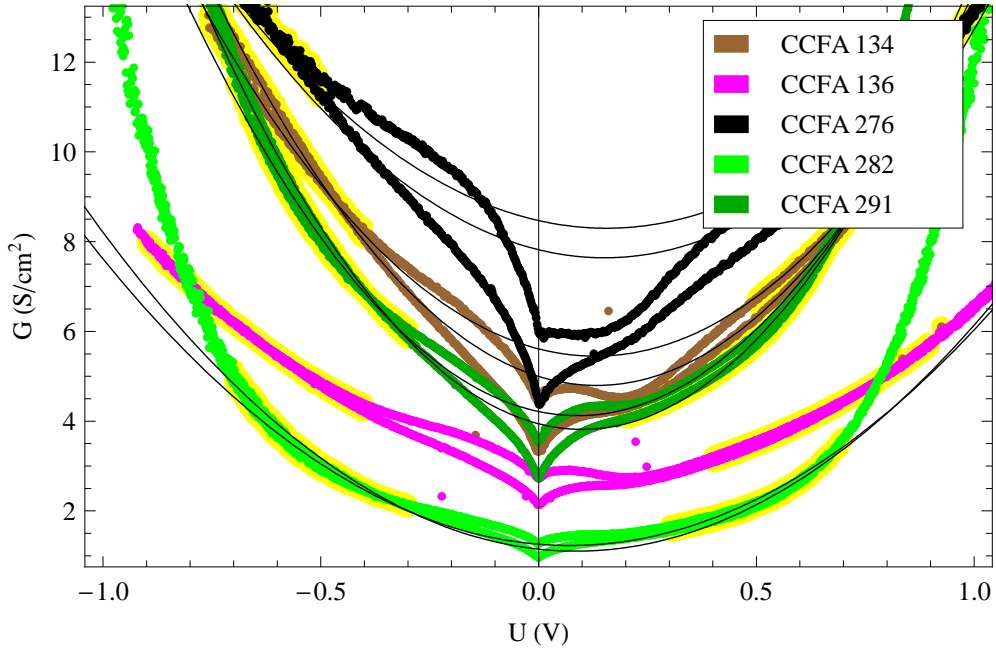


Abbildung 6.8: Differenzielle Leitfähigkeiten verschiedener Tunnelkontakte mit Co-Gegenelektrode. Die Art der Tunnelkontakte ist dem Text und Tabelle 6.2 zu entnehmen. Der Fit der jeweiligen Kurven wurde analog zu Abbildung 6.7 durchgeführt.

wobei e die Elementarladung, m die Elektronenmasse und $A_0 = \frac{4t\sqrt{2m}}{3\hbar}$ ist. Mit eingesetzten Konstanten gilt für die auf cm^2 normierte Leitfähigkeit:

$$G(U) = 3,16 * 10^{10} \frac{\sqrt{\phi}}{t^2} e^{(-1,025t\sqrt{\phi})} \left(1 - 0,0213t \frac{\Delta\phi}{\phi^{3/2}} U + 0,0109 \frac{t^2}{\phi} U^2\right) \quad (6.6)$$

mit t in \AA und ϕ in eV. Diese Gleichung gilt für kleine Spannungen, Barrieren dicker als 10\AA , Barrierenhöhen $\phi > 1\text{eV}$ und $\Delta\phi/\phi \leq 1$. Die letzte Bedingung trifft jedoch weder auf die Kontakte mit Magnesium, noch auf Kontakte mit ausschließlich auf Aluminium basierender Barriere zu (Fit nach Brinkman in den Abbildungen 6.7 und 6.8). Trotzdem soll das Modell für die Flanken des Spektrums Anwendung finden. Die Dicke t des Isola-

Tabelle 6.2: Fitparameter (Fits in Abbildung 6.8) nach dem Brinkman-Modell für verschiedenartige Tunnelkontakte mit $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Grundelektrode bei paralleler(p) und antiparalleler (ap) Spinausrichtung der Elektroden. Alle Kontakte verfügen über eine Gegenelektrode aus Cobalt. Die Temperatur des Temperschritts beträgt wie bei den Kontakten mit CoFe-Gegenelektrode 550°C , soweit nicht anders angegeben. CCFA 276 wurde von einem Target mit erhöhtem Aluminiumanteil deponiert.

Probe	Präparation		Fitparameter		
	Bem.	Al (Å)	t (Å)	ϕ (eV)	$\Delta\phi$ (eV)
CCFA 134 p	600 °C	18	16	1,5	2,6
CCFA 134 ap			17	1,4	2,7
CCFA 136 p	650 °C	18	15	1,7	2,8
CCFa 136 ap			16	2,6	2,7
CCFA 276 p	+ Al	16	13	2,2	3,1
CCFA 276 ap			14	2,0	3,0
CCFA 282 p		16	20	1,0	1,5
CCFA 282 ap			21	0,9	1,8
CCFA 291 p		17	18	1,2	1,8
CCFA 291 ap			18	1,1	2,0

tors, die mittlere Barrierenhöhe $\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$ und die Asymmetrie $\Delta\phi$ werden aus einem Tunnelspektrum in Abhängigkeit einer äußeren Spannung bei tiefen Temperaturen bestimmt und finden sich in den Tabellen 6.1 für CoFe-Gegenelektroden und 6.2 für Co-Gegenelektroden wieder.

In Abbildung 6.7 und 6.8 wird das Tunnelspektrum in paralleler und antiparalleler Elektrodenkonfiguration für die gelb hinterlegten Bereiche gefittet. Dabei beschreibt eine negative, äußere Spannung das Tunneln der Elektronen in die Heusler-Schicht. Der Bereich kleiner Spannungen wurde aus dem Fit herausgenommen, da hier Effekte, die nicht in dem Brinkman-Modell enthalten sind, die Leitfähigkeit modifizieren. Die sogenannte „zero

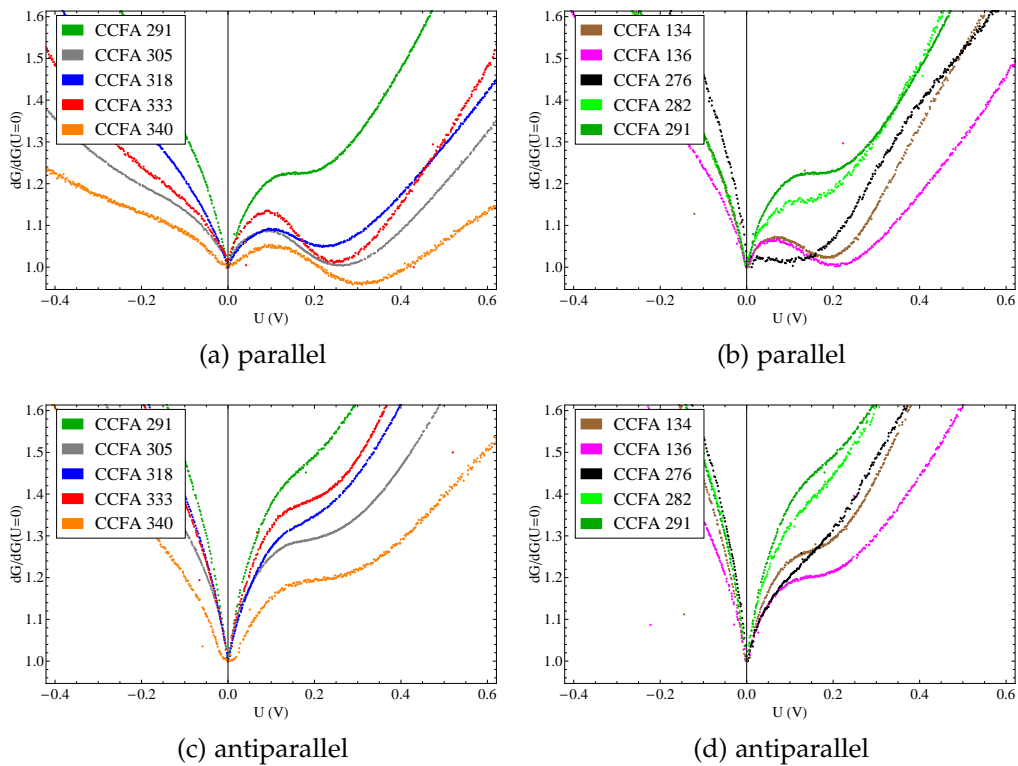


Abbildung 6.9: Normierte Leitfähigkeit von Tunnelkontakten bei paralleler (a und b) und antiparalleler (c und d) Spinausrichtung der Elektroden bei kleinen Spannungen. Gezeigt werden Tunnelkontakte mit CoFe (links) und Co (rechts) als Gegenelektrode. Zur besseren Vergleichbarkeit ist CCFA 291 (Co-Elektrode) doppelt dargestellt. Die Kontakte zeigen nach der „zero bias anomaly“ ein lokales Maximum bei circa 100 mV, gefolgt von einem Minimum. Abhängig von der Barriere dominiert anschließend bei größeren Spannungen die parabelförmige Struktur.

„bias anomaly“ stellt einen materialübergreifenden Einbruch der Leitfähigkeit dar. Zwar gibt es für die „zero bias anomaly“ Erklärungsversuche, wie beispielsweise die Streuung von Elektronen an Verunreinigungen in der Barriere [163], aber auch mit einem erweiterten Tunnelmodell, das die Bandstrukturen der Elektroden enthält, kann die Anomalie abgebildet werden³ [158]. An die Anomalie bei kleinen Spannungen schließt sich eine weitere Abweichung von dem parabelförmigen Hintergrund an. Dieses lokale Maximum, gefolgt von einem Minimum, tritt bei paralleler Elektrodenkonfiguration auf. Diese Struktur kann auch bei Tunnelkontakten mit zwei Cobaltelektroden beobachtet werden [164, 165]. Allerdings tritt dieser Effekt nur auf, wenn eine der Co-Elektroden (die Grundelektrode) epitaktisch aufwächst. Obwohl bei den hier gezeigten Elektroden Cobalt oder auch CoFe polykristallin aufwächst, kann die Anomalie stets beobachtet werden (Abbildung 6.9). Conca [16] vermutet hierin den morphologischen Einfluss der epitaktischen Grundelektrode auf die ersten Cobaltlagen auf der anderen Seite der Barriere. Ein Vergleich der Tunnelspektren von Kontakten aus $\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{Al-O}/\text{CoFe}$ [69] und $\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{Al-O}/\text{Co}_2\text{MnSi}$ [166] zeigt, dass diese Anomalie ihre Ursache in der Gegenelektrode aus Co oder CoFe hat. Nur bei der CoFe-Gegenelektrode kann die Anomalie deutlich beobachtet werden. Das Minimum liegt bei allen Tunnelkontakten zwischen 200 und 300 mV.

Aufgrund von Freiheiten bei der Wahl des Fitbereiches, also inwiefern die Datenpunkte als den Modulationen zugehörig nicht für den Fit berücksichtigt werden, geben die Fitwerte (Tabellen 6.1 und 6.2) nur die Größenordnung der Barriereneigenschaften Dicke, Asymmetrie und Höhe wieder. Dies trifft vor allem bei den cobaltbasierten Elektroden zu, da diese Elektroden bei höheren Spannungen durch eine Spannungsabhängigkeit in höherer Ordnung beschrieben werden müssen, als in dem Modell realisiert, und so der Fitbereich weiter eingeschränkt werden muss.

Im Widerspruch zu den Randbedingungen des Modells, ist die Asymmetrie größer als die Höhe der Barriere. Die Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit von den Elektronenspinzuständen der Elektroden resultiert

³ Zur weiteren Diskussion von „zero bias anomaly“ siehe [16].

in diesem Modell in Abweichungen der Parameter für die Barriere. Trotzdem werden die Barrierendicken, konsistent mit den erwarteten Werten aufgrund der Depositionsparameter, wiedergegeben.

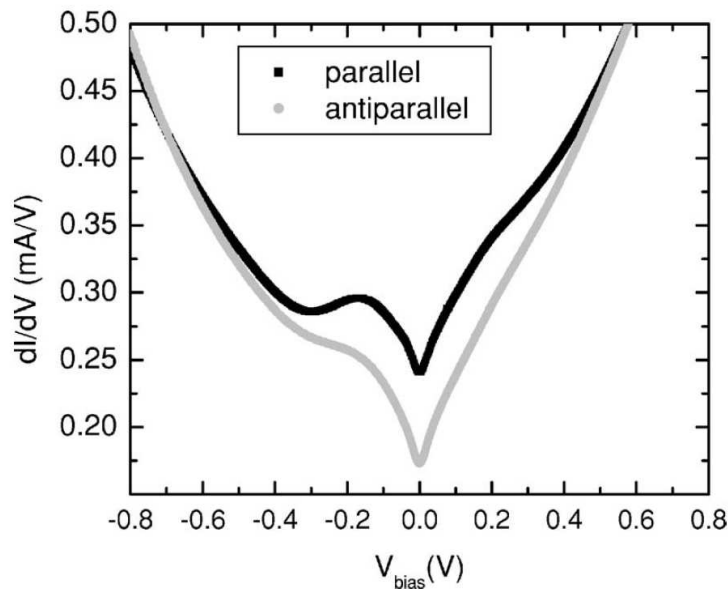


Abbildung 6.10: Spannungsabhängigkeit der differentiellen Leitfähigkeit eines $\text{MgO}/\text{Fe}/\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Co}/\text{CoO}_x/\text{Pt}$ -Tunnelkontaktes bei 4K. Positive Spannungsvorzeichen bedeuten in dieser Abbildung eine positive Spannung an der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Grundelektrode [112].

Die Filme in Tabelle 6.1 und Abbildung 6.7 bestehen alle aus Rf-gesputtertem $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf MgO-Puffer. Alle (außer CCFA 291)⁴ hier aufgeführten Filme haben eine CoFe-Gegenelektrode. Wie CCFA 305 hat CCFA 291 eine Barriere ohne Magnesium. Alle anderen Filme haben einen dünnen Magnesium-Puffer unter der Aluminiumschicht. Die Daten von CCFA

⁴ CCFA 291 verfügt über eine Co/CoO_x-Gegenelektrode und ist hier nur aufgeführt, um die Vergleichbarkeit mit Tabelle 6.2 und Abbildung 6.8 zu erleichtern.

340 wurden aufgrund des geringen Widerstandes der dünnen Barriere zur gemeinsamen Darstellung um den Faktor 20 verringert. Der Tunnelkontakt mit Cobaltelektrode verhält sich ähnlich wie Tunnelkontakte, die über eine DC-gesputterte Grundelektrode verfügen (Abbildung 6.10). Die Kontakte mit CoFe-Grundelektrode zeigen gegenüber der Leitfähigkeitsmessung an Kontakten mit Co-Gegenelektrode keine charakteristischen Unterschiede bezüglich den besprochenen Anomalien. Bei den Filmen mit Co-Gegenelektrode (Tabelle 6.2 und Abbildung 6.8) hängt die Leitfähigkeit, wie bereits angesprochen, stärker von der Spannung ab (höhere Ordnung von U). Für kleinere Spannungen lassen sich jedoch systematische Unterschiede ausmachen (Abbildung 6.9). Das lokale Minimum ist im Vergleich zur „zero bias anomaly“ weniger ausgeprägt. Nur die Kontakte, die heißer getempert wurden als $550\text{ }^\circ\text{C}$, zeigen ein vergleichbar starkes Minimum.

Die Kurven von Kontakten mit Co-Gegenelektrode liegen aufgrund der niedrigeren Spinpolarisation von Cobalt gegenüber CoFe näher zusammen. Dies hat auch zur Folge, dass der Bereich für einen positiven TMR größer ausfällt (Abbildung 6.11, $TMR(U) = \frac{R_{AP}(U) - R_P(U)}{R_P(U)}$). Durch das Minimum in der Leitfähigkeit bei positiven Spannungen und den Abfall des TMR entsteht eine Schulter im TMR-Spektrum. Wenn auch ein quantitativer Bezug nicht hergestellt werden kann, lassen sich diese Besonderheiten des Tunnelspektrums qualitativ mit charakteristischen Eigenschaften der gerechneten Bandstruktur [167] von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ verknüpfen [112]. Allerdings können auch Tunnelemente, die ausschließlich aus Cobaltelektroden bestehen, Eigenheiten wie eine Schulter zeigen [165]. Die Schulter im TMR-Spektrum von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontakten resultiert somit entweder aus einem Grenzflächeneffekt oder ist Ausdruck von polykristallinem Cobalt der Gegenelektrode [112]. So erscheint die Schulter bei $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ als Gegenelektrode nur noch in Form eines erhöhten Tunnelmagnetowiderstandes gegenüber dem TMR bei negativen Spannungen gleichen Betrages.

In Abbildung 6.13 ist exemplarisch die Abweichung des TMRs bei positiver Spannung, gegenüber dem TMR bei negativer Spannung, dargestellt. Das Minimum entsteht durch die Anomalie in der Leitfähigkeit paralleler Elektrodenspins bei positiven Spannungen. Allerdings haben alle Kontakte

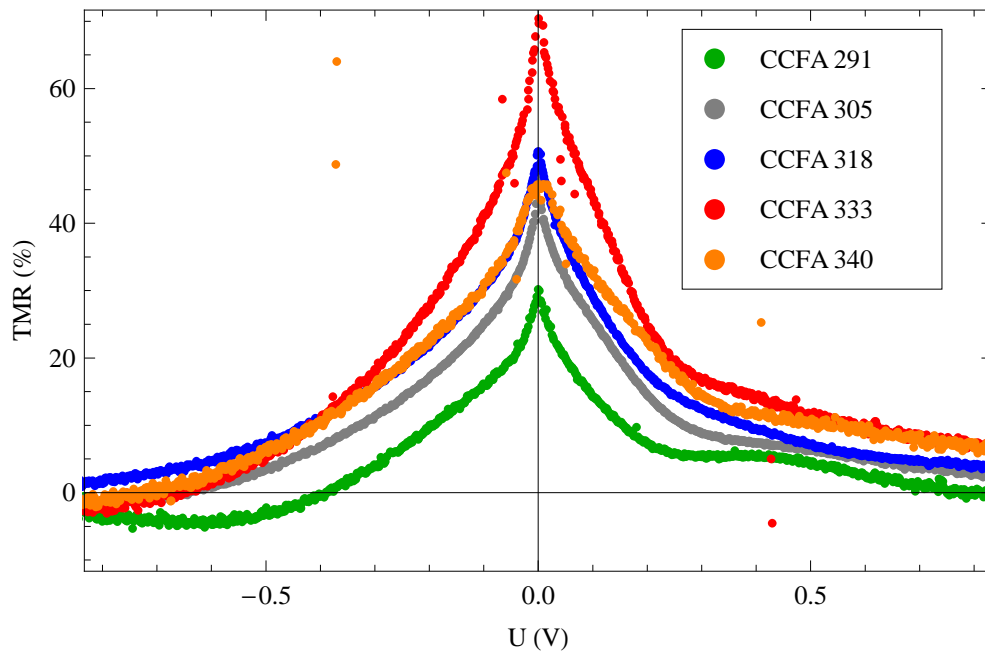


Abbildung 6.11: Der (differenzielle) Tunnelmagnetowiderstand in Abhängigkeit der angelegten Spannung wird aus den gemessenen Leitwerten, entsprechend dem äußeren magnetischen Feld, berechnet. Die Art der Tunnelkontakte, hier mit CoFe-Gegenelektrode, ist Tabelle 6.1 zu entnehmen.

mit CoFe als Gegenelektrode ein lokales Maximum bei etwa 40 mV. Dieses Maximum ist bei reiner Cobalt-Gegenelektrode nur sehr schwach vorhanden. Bei den Filmen mit höherer Temperatur (CCFA 134 und 36) oder bei Filmen mit höherem Aluminiumgehalt fehlt das Maximum völlig und der TMR bei negativen Spannungen fällt gegenüber dem TMR bei positiven Spannungen stark ab. Dieser Bereich liegt noch innerhalb der „zero bias anomaly“ der Leitfähigkeit und korreliert mit dem Verlauf für parallele Elektrodenspins.

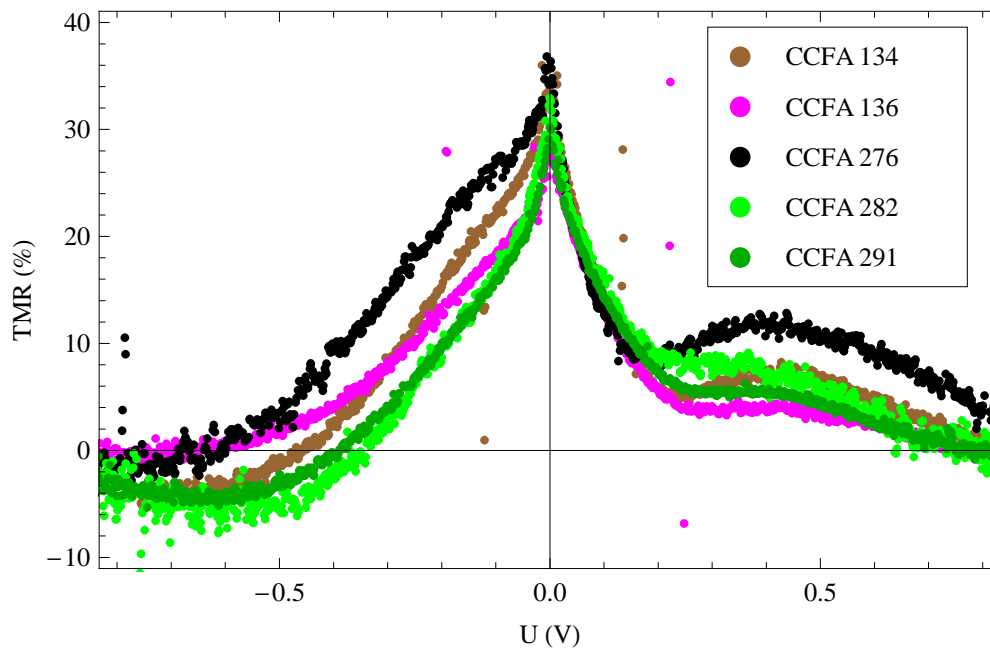


Abbildung 6.12: Der (differenzielle) Tunnelmagnetowiderstand in Abhängigkeit der angelegten Spannung wird aus den gemessenen Leitwerten, entsprechend dem äußerem magnetischem Feld, berechnet. Die Art der Tunnelkontakte, hier mit Co-Gegenelektrode, ist Tabelle 6.2 zu entnehmen.

6.5 Schaltverhalten und Tunnelmagnetowiderstand in Abhängigkeit von der Temperatur

Aufgrund der Höhe der Tunnelbarriere gegenüber der thermischen Energie fällt die Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms zunächst klein aus. Allerdings sind auch die Spinpolarisationen der Elektroden temperaturabhängig. Bei vielen Heusler-Verbindungen konnte ein hoher TMR bei niedrigen Temperaturen gemessen werden. Bei steigender Temperatur wird allerdings ein starker Abfall des Tunnelmagnetowiderstands beobachtet [22, 75, 166, 168]. Für eine Anwendung bei Raumtemperatur gilt es, auch

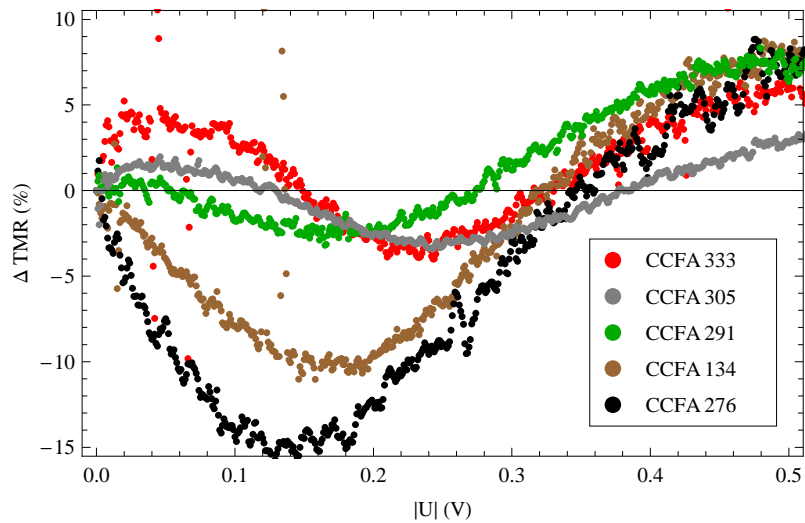


Abbildung 6.13: Asymmetrie im TMR-Spektrum. Dargestellt ist die Differenz $TMR(U) - TMR(-U)$.

bei höheren Temperaturen noch einen hohen Tunnelmagnetowiderstand zu erzielen. Durch die CoFe-Gegelektrode mit MnFe als Antiferromagneten kann dem Kontakt ein Exchange-Bias aufgeprägt werden, das TMR-Messungen bis zur Raumtemperatur erlaubt.

Abbildung 6.14 zeigt zwei Tunnelspektren eines Tunnelkontaktes bei 2 K und bei 280 K. Die Spektren unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Verschiebung zu höheren Leitfähigkeiten bei einer höheren Temperatur und weiterhin durch weniger stark ausgeprägte Modulationen des parabelförmigen Kurvenverlaufs (Abbildung 6.15). Wie bei den Filmen mit dünner Barriere (CCFA 340) oder den stark getemperten Filmen (CCFA 136) zeigt sich bei dem bei Raumtemperatur aufgenommenen Spektrum ein absolutes Minimum in der Leitfähigkeit oberhalb von 200 mT. Ursache dafür ist die reduzierte „zero bias anomaly“. Entsprechend der thermischen Anregung um $k_B T / e \approx 26$ mV sind bei 280 K alle Modulationen verbreitert. Das Minimum bei 280 K ist zu kleinerer Spannung verschoben. Allerdings beträgt die Verschiebung im Gegensatz zu Kontakten die auf $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0,5}\text{Si}_{0,5}$ basieren, nur etwa 5 bis 10 mV. Bei $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0,5}\text{Si}_{0,5}$ ist eine Verschiebung

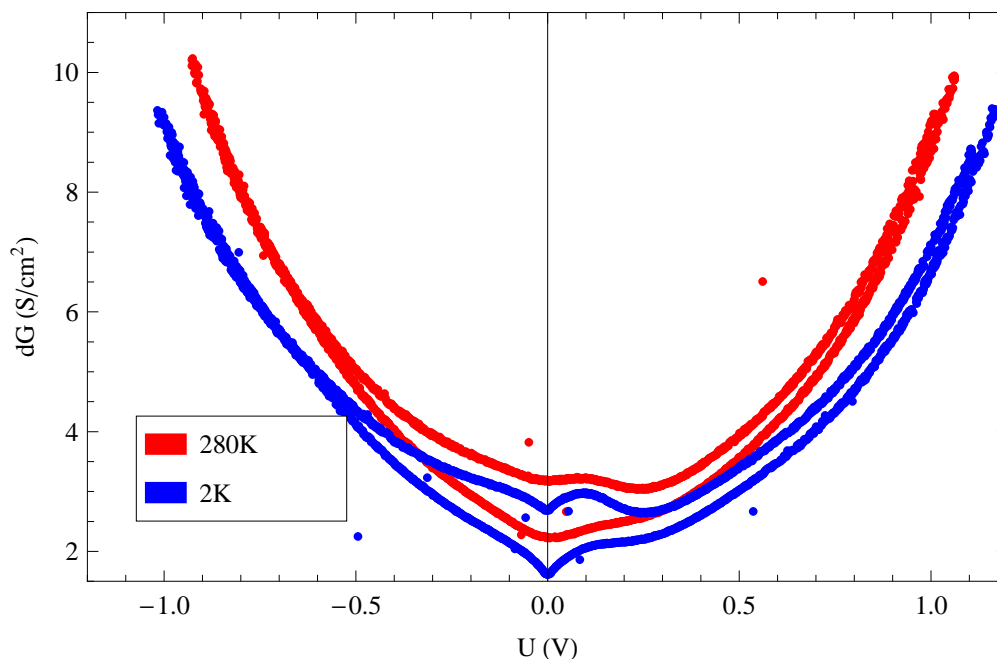


Abbildung 6.14: Tunnelspektroskopie bei Raumtemperatur und bei tiefen Temperaturen eines Tunnelkontaktes mit einem äußeren Magnetfeld, welches eine parallele oder antiparallele Spinausrichtung der Elektroden erzwingt.

um gerade $k_B T/e$ zu beobachten und wird von Shan *et al.* [77] als Anzeichen einer großen Energielücke zwischen Fermikante und Oberkante des Valenzbandes von $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0,5}\text{Si}_{0,5}$ gedeutet.

Das zugehörige Tunnelspektrum (Abbildung 6.16) verläuft, bis auf einen leicht reduzierten TMR, vergleichbar bei unterschiedlichen Temperaturen. Allerdings hat das Tunnelspektrum eine weniger ausgeprägte Spitze bei kleinen Spannungen und dadurch einen stärker reduzierten Tunnelmagnetowiderstand ohne äußere Spannung. Der Unterschied im TMR bei tiefen Temperaturen ohne angelegte äußere Spannung ist um den Faktor 1,5 größer als der TMR bei annähernd Raumtemperatur. Dies entspricht dem Verhältnis, welches auch bei Kontakten mit epitaktischen CoFe-Elektroden

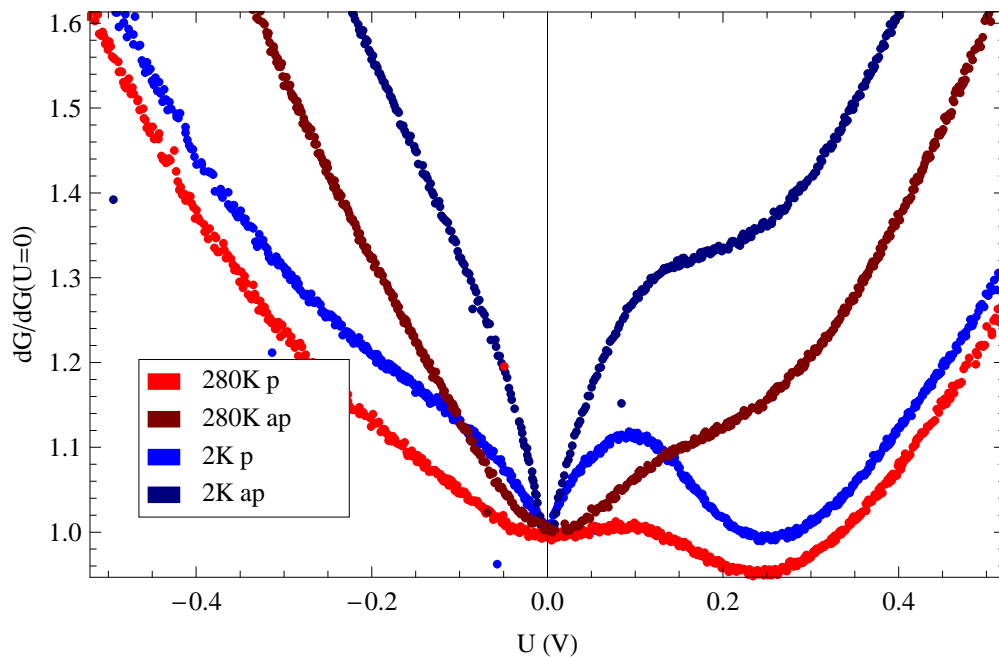


Abbildung 6.15: Normierte Tunnelspektren bei Raumtemperatur und tiefer Temperatur für parallel (p) und antiparallel (ap) ausgerichtete Magnetisierung der Elektroden. Aufgrund der reduzierten „zero bias anomaly“ hat das Spektrum bei 280 K nicht mehr ein totales Minimum bei 0 V äußerer Spannung.

gemessen wurde [22], liegt jedoch unter dem Faktor der TMR-Änderung mit $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ oder anderer Heusler-Elektrode und MgO-Barriere [22, 169]. Das Verhalten eines Tunnelkontaktes bei endlichen Temperaturen und kleiner Spannung wird im Weiteren diskutiert.

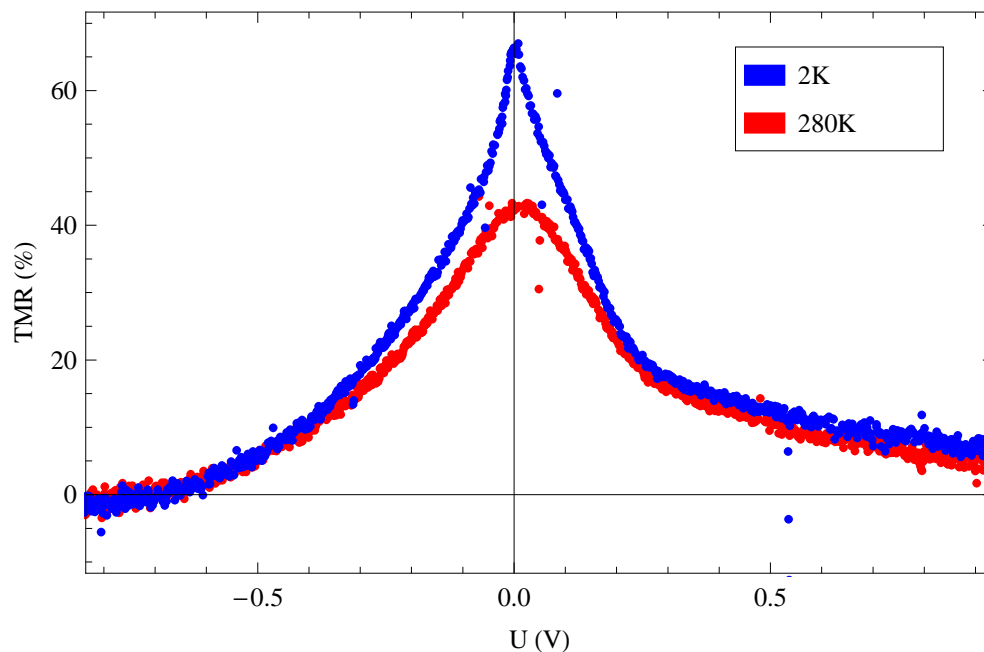


Abbildung 6.16: Tunnelmagnetowiderstand bei Raumtemperatur und bei tiefen Temperaturen. Das Tunnelspektrum bei Raumtemperatur hat eine weniger ausgeprägte Spitze bei kleinen Spannungen, verläuft aber sonst ähnlich.

Neben dem Widerstand ändert sich auch das Schaltverhalten in Abhängigkeit der Temperatur. Abbildung 6.17 zeigt Schaltverhalten und Tunnelmagnetowiderstand eines Tunnелеlementes bei verschiedenen Temperaturen. Mit steigendem Widerstand (Einschub in der Abbildung), sowohl für parallele als auch für antiparallele Spins in den Elektroden, steigt auch die Koerzitivfeldstärke von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ mit sinkender Temperatur. Weiterhin steigt der Tunnelmagnetowiderstand mit fallender Temperatur in erster Näherung linear an. Dies ist für alle Proben mit einem Tunnelmagnetowiderstand höher als 40 % der Fall [114]. Abbildung 6.18 stellt den Verlauf des Tunnelmagnetowiderstandes stellvertretend für eine Probe dar. Die Grundelektrode schaltet mit höheren Temperaturen bei kleineren Feldern. Diese

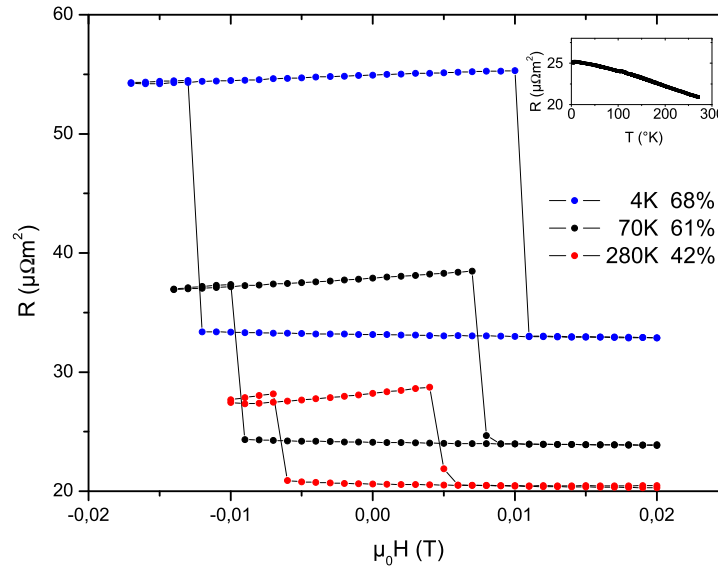


Abbildung 6.17: Das Schaltverhalten von magnetischen Tunnelementen ist temperaturabhängig. Hier sind Schaltverhalten und Tunnelmagnetowiderstand eines Tunnelements mit CoFe-Gegenelektrode bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Oben rechts eingefügt ist der Temperaturverlauf des Widerstandes mit parallelen Elektroden.

abnehmende Koerzitivfeldstärke der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Schicht des Tunnelkontaktes ist in Abbildung 6.18 (Einschub) dargestellt und die Feldstärke auf der rechten Seite des Graphen aufgetragen. Die Koerzitivfeldstärke ist weiterhin nicht symmetrisch. Die Grundelektrode schaltet früher in den parallelen Zustand. Diese tritt verstärkt bei tiefen Temperaturen auf und ist auf eine Kopplung von Grundelektrode und Gegenelektrode über die Barriere hinweg zurückzuführen.

In Abbildung 6.19 wird der Tunnelwiderstand bei der Abkühlung dargestellt, ohne dass ein äußeres magnetisches Feld anliegt. Der Tunnelwider-

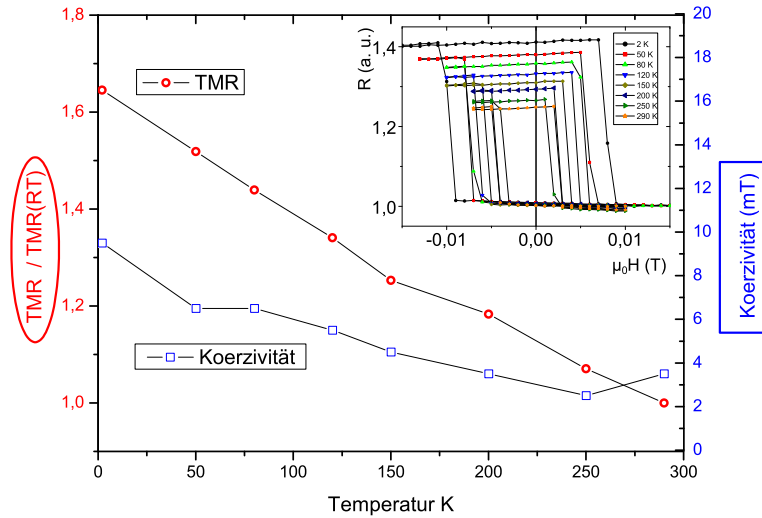


Abbildung 6.18: Temperaturabhängiges Transportverhalten eines Tunnelkontaktes. Der Tunnelmagnetowiderstand ist links aufgetragen und durch rote Kreise dargestellt. Die blauen Kästchen zeigen das Temperaturverhalten der Koerzitivfeldstärke. Im Fenster oben rechts sind die den Datenpunkten zugehörigen Hysteresekurven des feldabhängigen Widerstandes, normiert auf den Widerstand bei paralleler Spinausrichtung beider Elektroden, dargestellt.

stand steigt mit sinkender Temperatur zunächst näherungsweise linear an. Bei Temperaturen unter 100 K nimmt die Steigung ab. Der steigende Widerstandsverlauf entspricht dem Widerstand eines Isolators, wie man ihn für einen Tunnelkontakt erwartet (Rowell-Kriterium, [53]). Der Tunnelwiderstand bei niedrigen Temperaturen weicht von dem linearen Verlauf ab. Die auftretende Krümmung nimmt zu, wenn die Barriere nur unzureichend oxidiert ist (grüne und schwarze Kurve). In diesem Fall findet der Transport über Kurzschlüsse in der Barriere statt. Allerdings ist der Temperatur-

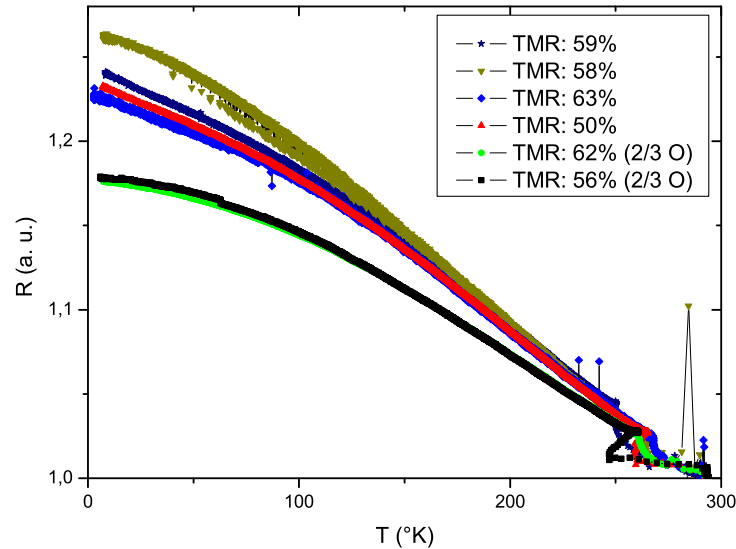


Abbildung 6.19: Temperaturabhängigkeit des Widerstands von Tunnelkontakten. Die Oxidationszeit der Filme, deren Kurven hier grün und schwarz dargestellt sind, beträgt nur 2/3 der Oxidationszeit der anderen Filme. Die Schwankungen des Widerstands im Bereich unter 300 K sind auf nicht erfasste Temperaturschwankungen zu Beginn der Abkühlphase zurückzuführen. Die Kontakte wurden ohne äußeres magnetisches Feld abgekühlt und auf den Widerstand bei Raumtemperatur normiert.

verlauf kein eindeutiges Kriterium für eine funktionierende Tunnelbarriere [170]. Weiterhin hat ein Kurzschluss des Tunnelkontaktes, etwa durch angesputtertes metallisches Material bei der Lithographie oder durch eine unzureichende Ätztiefe bei dem Ionenstrahlätzen, eine vergleichbare Auswirkung auf das Temperaturverhalten (siehe Conca [16]), so dass die Ab-

weichung des temperaturabhängigen Widerstandes nicht direkt als Maß für die richtige Oxidationszeit herangezogen werden kann. Zusätzlich zeigt der in der Legende von Abbildung 6.19 angegebene Tunnelmagnetowiderstand für die weniger oxidierten Proben vergleichbar hohe Werte wie für Kontakte mit linearem Widerstandsverlauf. Desweiteren ist zu beachten, dass die Proben nicht in einem magnetischen Feld abgekühlt worden sind. Die Grundelektrode ist nur sehr schwach an die Gegenelektrode gekoppelt, so dass mit absinkender Temperatur die Magnetisierung zwar zunimmt, die Spins jedoch Domänen unterschiedlicher Ausrichtung bilden können. Deshalb folgt der Widerstand zunächst dem Widerstandsverlauf für parallele Elektrodenkonfiguration, da zum Aufbringen des Exchange-Bias ein magnetisches Feld angelegt wurde. Mit sinkender Temperatur variiert die Anzahl von Bereichen der Elektroden mit unterschiedlicher Spinausrichtung. Folglich liegt der Widerstandsverlauf ohne äußeres Feld zwischen dem Widerstand von paralleler und antiparalleler Spinkonfiguration. Dieser Sachverhalt ist unter anderem in Abbildung 6.20 qualitativ dargestellt. Aus diesem Grund wird für die weitere Diskussion des Themas nur noch der temperaturabhängige Widerstand mit äußerem Feld herangezogen.

Der Widerstandsverlauf kann nach Shang *et al.* [171] vereinfachend als dominanter, elastischer Tunnelstrom und spinunabhängiger, unterdrückter zweiter Strom beschrieben werden (Gleichung 6.2). Der elastische Tunnelstrom hängt von den Spinpolarisationen der Elektroden ab, welche aufgrund von Spinwellenanregungen analog zur Magnetisierung der Oberfläche der Schicht mit

$$P(T) = P_0(1 - \alpha T^{3/2}) \quad (6.7)$$

abnimmt [42, 171]. P_0 ist die Spinpolarisation bei 0 K, α ist eine Materialkonstante, die für Oberflächen noch einmal größer als für das Volumen sein kann [172]. Shang *et al.* [171] verknüpfen hierbei, entsprechend den Messungen von Meservey *et al.* [173], das Temperaturverhalten der Magnetisierung mit der Spinpolarisation (Begründung siehe [174]). Mit Rf-Sputtern hergestellte Filme weisen die selbe Temperaturabhängigkeit des magnetischen Moments auf, wie sie durch Spinwellentheorie für das Volumen hergeleitet worden ist (Abbildung 6.20). Mit XAS an mit Rf-Sputtern hergestellten Proben (Abschnitt 4.2.2) wurden für Volumen und Oberfläche vergleichbare

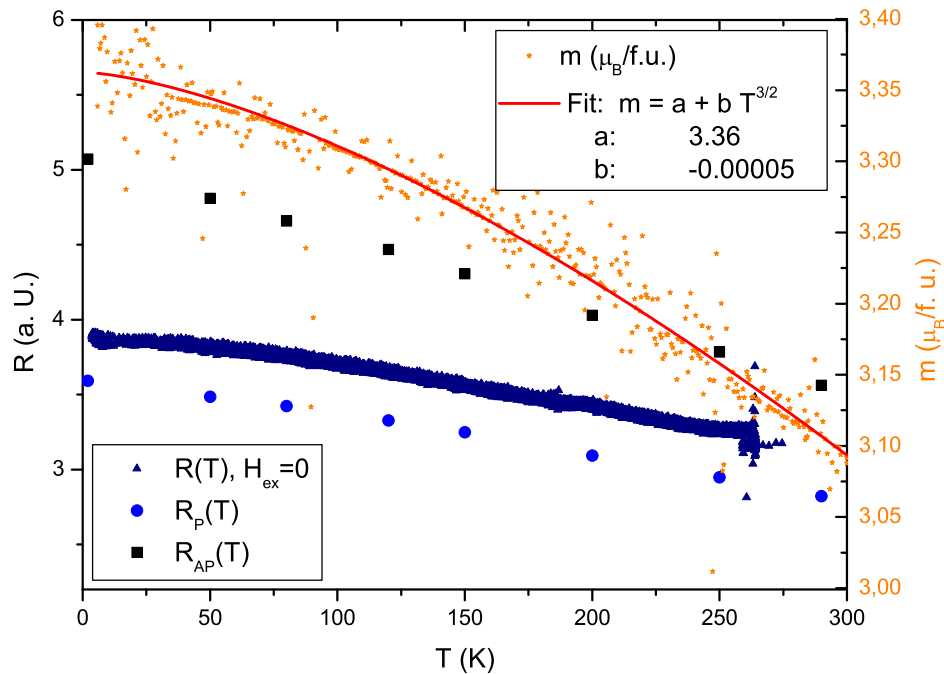


Abbildung 6.20: Temperaturabhängigkeit des Widerstands von Tunnelkontakten. Gezeigt ist der Widerstandsverlauf mit paralleler ($R_p(T)$) und antiparalleler ($R_{AP}(T)$) Elektrodenkonfiguration entsprechend dem äußeren magnetischen Feld. Zusätzlich dargestellt ist der Abkühlvorgang ohne magnetisches Feld nach Aufbringen des Exchange-Bias. Das magnetische Feld zur Aufprägung des Exchange-Bias wurde bei 550 K abgeschaltet. Die zur rechten Seite zugehörige orange Kurve beschreibt das magnetische Moment der Grundelektrode entsprechend des Blochschen $T^{3/2}$ Gesetzes.

magnetische Momente gefunden [114].⁵ Deshalb wird für die Magnetisierung der Filmoberfläche dieselbe Abhängigkeit von der Temperatur angenommen, wie sie für das Volumen festgestellt wird.

Für das Modell von Shang *et al.* ergibt sich die Leitfähigkeit G in Abhängigkeit von der Temperatur T für parallele (positives Vorzeichen) sowie antiparallele Elektrodenkonfiguration (negatives Vorzeichen) wie folgt:

$$G = G_T(1 \pm P_1 P_2) + NT^\gamma \quad (6.8)$$

Dabei ist

$$G_T = G_0 \frac{CT}{\sin(CT)} \quad (6.9)$$

die gering temperaturabhängige Leitfähigkeit ohne Spinpolarisation (nach [153]), G_0 die Leitfähigkeit bei $T = 0$ K, P_1 und P_2 die Spinpolarisationen der Elektroden und $C = 1.387 \cdot 10^{-4} t [\text{\AA}] / \sqrt{\phi [\text{eV}]}$ in Übereinstimmung mit Gleichung 6.2. t ist die Dicke des isolierenden Bereiches der Barriere und ϕ die Barrierenhöhe. Der Exponent des inelastischen Teils des Tunnelstroms (Elektronenhüpfparameter $\gamma = 4/3$) wurde von Shang *et al.* aus Daten von Tunnelkontakten mit AlO_x -Barriere und Cobaltelektroden bestimmt [171]. Er entspricht dabei genau der theoretischen Vorhersage eines Tunnelprozesses über zwei lokalisierte Zwischenzustände mit Phononemission oder Absorption und wird auch bei dicken Barrieren aus amorphem Silizium [152] beobachtet. Allerdings wurden auch von $4/3$ nach oben abweichende Werte für den Exponenten bestimmt und mit dem Tunneln über mehr als zwei Zwischenzustände verknüpft [175, 176]. Der Faktor N korreliert mit den Löchern in der Barriere. Für eine perfekte Barriere sollte N möglichst niedrig sein [176]. Aus dem Verlauf der Leitfähigkeiten in Abhängigkeit der Temperatur kann man den inelastischen Teil G_{SI} von dem magnetfeldabhängigen Teil trennen [171].

$$\Delta G = G_P - G_{AP} = 2P_1 P_2 G_T \quad (6.10a)$$

$$G_{SI} = (G_P - G_{AP})/2 - G_T = NT^{4/3} \quad (6.10b)$$

⁵ Dies steht im Widerspruch zu Messungen an DC-gesputterten $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Proben [110].

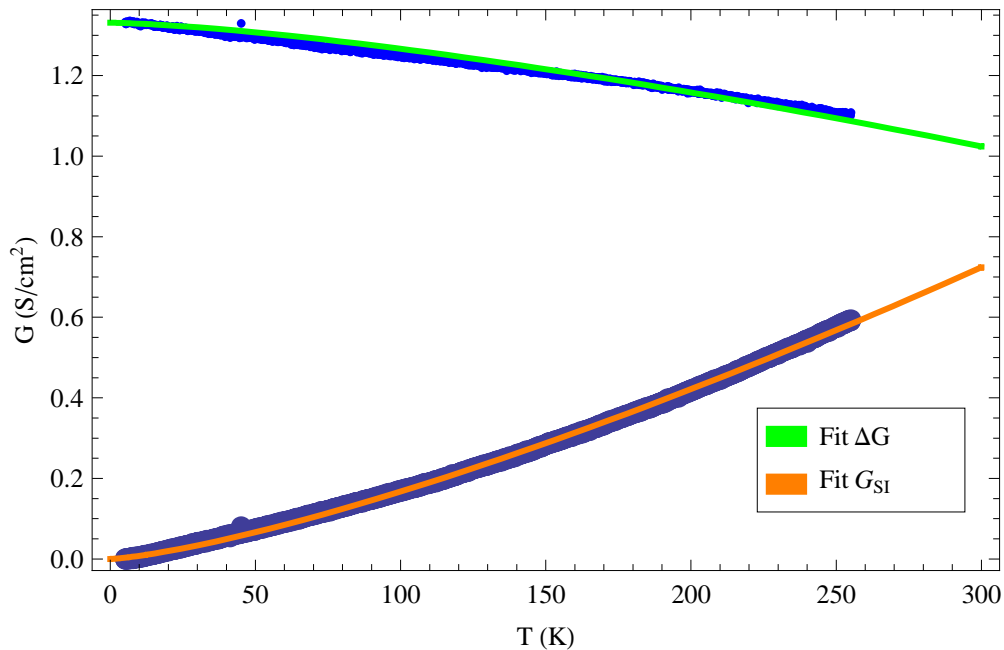


Abbildung 6.21: Fits der spinabhängigen und spinunabhängigen Anteile der Leitfähigkeit. Die Leitfähigkeitsmessungen wurden im konstanten magnetischen Feld von 10 mT beziehungsweise -10 mT durchgeführt. Zur Bestimmung der Fitparameter siehe Erläuterungen im Text.

Abbildung 6.21 zeigt die entsprechend der Gleichung 6.10a aufgeteilte Leitfähigkeit eines Tunnelkontaktes. Für den Fit wurden aus dem Datenpunkt bei 2 K näherungsweise die Spinpolarisation P_0 (Gleichung 6.7) und die Leitfähigkeit G_0 (Gleichung 6.9) unter Vernachlässigung der endlichen Temperatur bestimmt. Für die Spinpolarisation von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ und den Faktor α (Gleichung 6.7) für die Gegenelektrode wurden Literaturwerte einge-

setzt.⁶ Eine Übersicht der verwendeten Parameter und Fitergebnisse bietet Tabelle 6.3.

Tabelle 6.3: Parameter für die temperaturabhängige Leitfähigkeit. Gefittet wurde die Leitfähigkeit aufgetrennt in den spinabhängigen und spinunabhängigen Teil.

Literaturwerte	$\alpha_{CoFe} [K^{-3/2}]$	$9,2 \cdot 10^{-6}$ [176, 177]
	$P_{0,CoFe} [\%]$	50 [23, 40, 176]
Extrapolation $T = 0$	$P_{0,CCFA} [\%]$	49
	$G_0 [S \cdot cm^{-2}]$	2,74
Fit ΔG	$\alpha_{CCFA} [K^{-3/2}]$	$4,6 \cdot 10^{-5}$
Fit G_{SI}	$N [S \cdot cm^{-2} \cdot K^{-\gamma}]$	$3,6 \cdot 10^{-4}$

Diese Parameter erlauben, zusammen mit der Barrierendicke und -höhe aus dem Fit des Tunnelspektrums in Abhängigkeit der Spannung (vorangehender Abschnitt 6.4), einen qualitativen Fit der Leitfähigkeiten für parallele und antiparallele Konfiguration der Elektroden (Abbildung 6.22). Der Wert für α_{CCFA} stimmt mit dem Wert von $Co_2FeAl_{0,5}Si_{0,5}$ in der Größenordnung überein [77] und liegt im Bereich erhaltener Werte von $Co_{75}Fe_{25}$ oder $CoFeB$ -Kontakten mit Aluminiumoxid-Barriere [175, 178]. Eine Reduktion des Parameters α entspricht weniger Spinwellenanregung durch weniger Oberflächenkontamination [171, 172, 179, 180].

Marukame *et al.* messen jedoch für die parallele und antiparallele Leitfähigkeit unterschiedliches Temperaturverhalten bei $Co_2Cr_{0,6}Fe_{0,4}Al$ -basierten Tunnelkontakten [22]. Der Widerstand für parallelen Spin der Elektroden ändert sich dort wenig mit der Temperatur, vergleichbar mit $CoFe-MgO-CoFe$ -Tunnelkontakten [52] oder $Co_2MnSi-MgO-Co_2MnSi$ -Kontakten [181]. Bei den hier vorgestellten Tunnelkontakten ist der Temperaturverlauf deshalb stärker von thermischen Anregungen beeinflusst als von der zuneh-

⁶ Die Literaturwerte von α werden vermutlich etwas zu klein angegeben, da diese Werte das Mittel aus Grundelektrode und Gegenelektrode repräsentieren, aber die Oberfläche der Grundelektrode unter der amorphen Barriere weniger Unregelmäßigkeiten aufweisen dürfte.

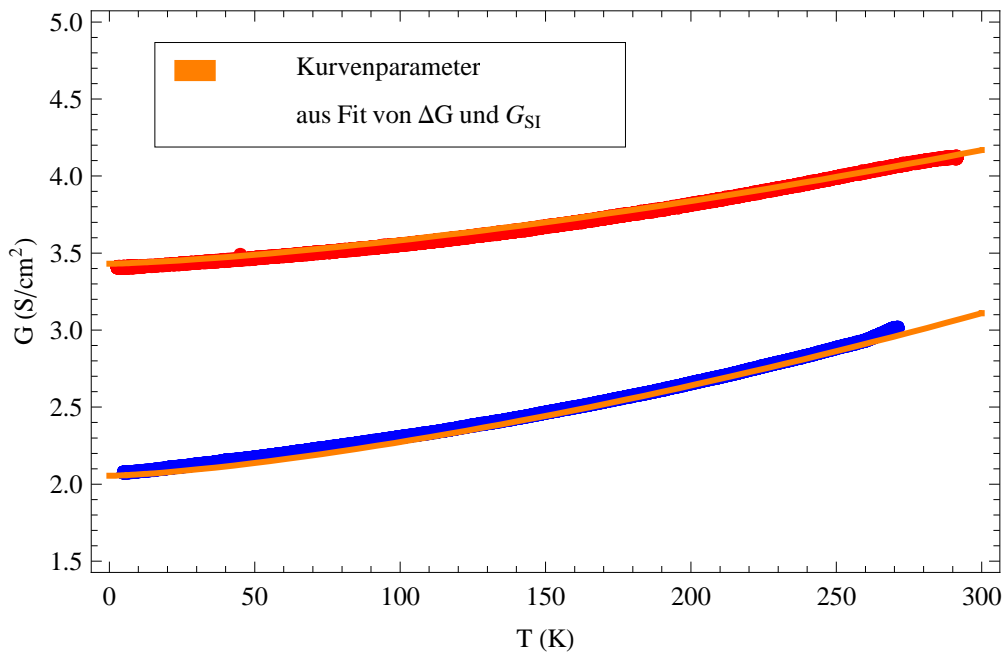


Abbildung 6.22: Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit für parallele und antiparallele Elektroden durch ein magnetisches Feld. Die Fitkurven sind keine Fits der dargestellten Leitfähigkeiten, sondern resultieren aus den Parametern der Fits für G_{SI} und ΔG .

menden magnetischen Unordnung mit der Temperatur.

6.6 Bestimmung der Spinpolarisation

In dem Modell von Jullière wird davon ausgegangen, dass die Wellenfunktionen der Elektroden durch die Barriere soweit separiert sind, dass eine Symmetriebrechung stattfindet. Ist dies nicht der Fall, so hängt, unter Annahme eines freien Elektronenmodells für die Elektroden, die effektive Spinpolarisation von den Fermi-Wellenvektoren der Spin- \uparrow und Spin- \downarrow Bänder ab. Dies kann bei niedrigen Barrieren sogar zu einer negativen ef-

effektiven Spinpolarisation führen [182]. Weitere Korrekturen ergeben sich bei Einführung von effektiven Massen (Elektronen in Bändern) [183].

Auf diese Modelle wird nicht weiter eingegangen. Im Folgenden wird die Leitfähigkeit realer Tunnelkontakte in Bezug auf die Herstellungsparameter mit Hilfe des Jullière-Modells diskutiert.

Der Tunnelmagnetowiderstand ergibt sich nach dem Jullière-Modell direkt aus den Spinpolarisationen der beteiligten Elektroden (Gleichung 6.3). Bei nicht verschwindendem G_{SI} geht zusätzlich noch ein Verhältnis spinabhängiger und spinunabhängiger Leitfähigkeiten ein.

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \frac{G_{AP}}{G_{AP} + G_{SI}} \quad (6.11)$$

Entsprechend einem Wert aus den Fitkurven von N (Tabelle 6.3) ergibt dies bei Raumtemperatur ein G_{SI} von circa $0,02 \text{ S} \cdot \text{cm}^{-2}$. Nach Gleichung 6.11 beträgt so die Reduktion des Tunnelmagnetowiderstands bei Raumtemperatur ungefähr 20 %. In Abbildung 6.23 ist neben der Kurve aus den Parametern des Fits für ΔG und G_{SI} noch der direkte Fit nach dem Jullière-Modell mit $G_{SI} = 0$ dargestellt. Für den Parameter α der Temperaturabhängigkeit der Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ergibt sich $\alpha = 6,7 \cdot 10^{-5}$. Allerdings weicht der annähernd lineare Kurvenverlauf von diesem Modell deutlich ab. Doch auch eine Kurvenanpassung nach Gleichung 6.11 kann den Kurvenverlauf nicht perfekt darstellen.

Nach dem Jullière-Modell ergibt sich aus dem gemessenen Tunnelmagnetowiderstand von 101 % bei 2 K (CCFA 333, Abbildung 6.3) eine Spinpolarisation von 67 %, wenn von einer Spinpolarisation des $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ von 50 % ausgegangen wird⁷ (siehe dazu [23]). Dies ist der bisher höchste gemessene Wert für einen $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontakt mit amorpher Gegenelektrode.

⁷ Spinpolarisation von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ aus Tunnelexperimenten [144].

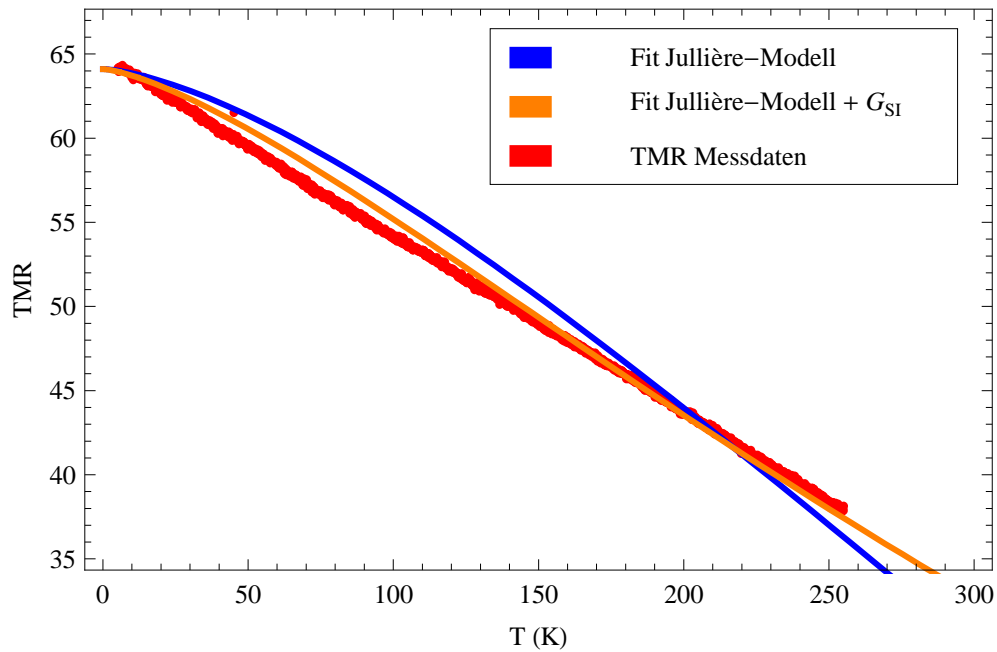


Abbildung 6.23: Temperaturverhalten des Magnetowiderstands. Bei der orangenen Fitkurve handelt es sich nicht um einen direkten Fit des Tunnelmagnetowiderstands, sondern um eine Kurve aus den Fitparametern der nach Spinabhängigkeit aufgetrennten Leitfähigkeit. Zusätzlich ist ein Fit des Jullière-Modells dargestellt (blau).

7 Ausblick

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass mit einer polykristallinen AlO_x -Barriere ein $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basiertes Tunnelelement mit 100 % TMR hergestellt werden kann. Nach dem Jullière-Modell folgt daraus die höchste gegenwärtig publizierte Spinpolarisation des $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ von 67 %. Wenn es jedoch darum geht, nur den Tunnelmagnetowiderstand zu optimieren, so können mit $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}/\text{MgO}/\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Tunnelkontakten noch weitaus höhere Tunnelmagnetowiderstände erreicht werden. Mit anderen Co-basierten Heusler-Verbindungen sogar 1000 % TMR (Abbildung 2.4). Zwar ist Sputtern ein industriell nutzbarer Prozess, aber das epitaktische Aufwachsen einer quaternären Verbindung wie die Heusler-Verbindung $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wäre sehr aufwendig, zumal man mit CoFeB-Kontakten mittlerweile bei Raumtemperatur einen sehr hohen Tunnelmagnetowiderstand erhält [91].

Die zeitliche Stabilität eines Kontaktes ist bei Tunnelkontakten hervorragend gegeben. Fertig strukturierte und kontaktierte Kontakte, die über ein Jahr an der Luft gelagert wurden, zeigten keine Änderung des Widerstandes, Tunnelmagnetowiderstandes oder Abschwächung des Exchange-Bias. Kommerzielle Tunnelelemente geben eine Speicherdauer von größer zwanzig Jahren an [184]. Doch sind die Labor-Tunnelkontakte sehr empfindlich. So können kleinste Spannungen, etwa durch statische Aufladung oder Spannungen bei Anschaltvorgängen anderer elektrischer Geräte, die Tunnelbarriere während der Strukturierung oder der Messung irreparabel schädigen. Dieses Problem scheint besonders bei Kontakten mit hohem TMR aufzutreten. In diesem Fall gibt es in der Barriere aufgrund von Rauigkeit der Grenzflächen einige wenige dünne Kanäle („hot spots“ [13]), welche zu einer hohen Stromdichte führen, die bei Überspannungen kritische Werte annehmen kann. Solche Kontakte können dann kaum reproduzierbar, ohne große Streuung im Widerstand und TMR, hergestellt werden.

Um wenigstens einen „guten Kontakt“ zu präparieren, werden im Labor häufig 40 oder mehr Tunnelkontakte gleichzeitig strukturiert und gemessen¹.

Eine Herausforderung bei der Herstellung von MRAM ist die Notwendigkeit einer dünnen Barriere mit kleinem, jedoch immer gleichem, Widerstand [10]. Da der Widerstand exponentiell von der Barrierendicke abhängt, ist eine große Trennung des Widerstands entsprechend des Schaltzustandes, also ein hoher Tunnelmagnetowiderstand, notwendig. Kommerziell werden Tunnelkontakte, soweit publiziert, auf Basis von NiFe oder CoFeB hergestellt und haben eine AlO_x - oder neuerdings auch eine MgO-Barriere [13, 14, 185]). Zurzeit können Speicherelemente basierend auf Tunnelkontakten beispielsweise bei der Firma Everspin [14] erworben werden. Da Flash-Memory, als ebenso nicht-flüchtiger Speicher, jedoch sehr viel günstiger und mit höherer Datendichte erhältlich ist, spielt MRAM, entgegen den Erwartungen der letzten Jahre, bislang keine entscheidende Rolle in der Speichertechnologie. Der Vorteil von MRAM liegt darin, aufgrund schnellerer Zugriffszeiten gleichzeitig auch als ausführbarer Speicher (DRAM, SRAM) fungieren zu können. Auf diese Weise kann eine Elektronik realisiert werden, die ohne lange Ladezeiten in einen stromlosen „Standby“-Zustand und wieder in den Betriebsmodus wechseln kann (siehe zum Beispiel [186] und NEC Electronics [184]). Der Widerstand von MRAM gegen äußere Strahlung lässt an die Nutzung in Nischen, wie etwa militärische Anwendung oder Verwendung in der Luft- und Raumfahrttechnik, denken [10]. Ein Abnutzungseffekt, wie etwa beim Beschreiben von Flash tritt bei MRAM nicht auf [14].

Es ist gelungen, mit Hilfe von AlO_x als Hauptbestandteil der Tunnelbarriere, eine hohe Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ in einem Tunnelkontakt nachzuweisen und mit der Gegenelektrode aus CoFe/MnFe auch Messungen des Tunnelmagnetowiderstands bis zu Raumtemperatur durchzuführen. Trotz des hohen erreichten Tunnelmagnetowiderstandes stellte sich die Präparation der $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Kontakte als schwierig

¹ In dieser Arbeit wurde eine Maske verwendet, welche die gleichzeitige Strukturierung von sechs Mesas erlaubte, wovon maximal vier der Mesas in einem Abkühlvorgang des Kryostaten gemessen werden konnten.

heraus. Für die Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ konnte trotzdem eine Untergrenze von 67% gezeigt werden. Auf die Erfahrungen und Ergebnisse mit den $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontakten aufbauend, können nun andere, ähnliche Heusler-Verbindungen in den Tunnelkontakten bezüglich ihrer Spinpolarisation untersucht und verglichen werden. Allerdings sorgen die, durch einen Materialwechsel in der Grundelektrode veränderten Wachstumsbedingungen der Barriere dafür, dass sich die Depositionsparameter für eine optimale Barriere nicht direkt übertragen lassen. Wie in diesem Ausblick aufgeführt, kann zukünftig versucht werden, den Tunnelmagnetowiderstand zu optimieren, indem man Tunnelemente mit MgO-Barriere und epitaktischer $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -Gegenelektrode präpariert, um bisherige Ergebnisse [21] diesbezüglich zu erweitern.

8 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Spinpolarisation von der Heusler-Verbindung $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$. Dieses Ziel wurde durch die sorgfältige Präparation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontakten realisiert. Tunnelwiderstandsmessungen an $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontakten ergaben einen Tunnelmagnetowiderstand von 101 % bei 4 K. Dieser Tunnelmagnetowiderstand legt eine untere Grenze von 67 % für die Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ fest.

$\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ist eine Heusler-Verbindung, der die Eigenschaften eines halbmetallischen Ferromagneten zugeschrieben werden. Ein halbmetallischer Ferromagnet hat an der Fermikante nur Elektronenspinzustände mit einer Polarisation. Als Folge davon können bei einem spinerhaltenden Tunnelprozess nur Elektronen einer Spinrichtung in den halbmetallischen Ferromagneten tunneln. Mit einem magnetischen Feld und einer durch einen Antiferromagneten fixierten Gegenelektrode, können an einem Tunnelkontakt mit einem spinpolarisierten Ferromagneten deshalb zwei Zustände, eine hohe und eine niedrige Tunnelleitfähigkeit, erzeugt werden. Daher finden spinpolarisierte Tunnelkontakte in Form von MRAM in der Datenspeicherung Verwendung. Bislang wurde jedoch keine Verbindung gefunden, der eine Spinpolarisation von 100 % experimentell eindeutig nachgewiesen werden konnte. Für $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ lagen die höchsten gemessenen Spinpolarisationen um 50 %.

Tunnelspektroskopie ist eine zuverlässige und anwendungsnahe Methode zur Untersuchung der Spinpolarisation. Inelastische Tunnelprozesse und eine reduzierte Ordnung an Grenzflächen bewirken einen reduzierten Tunnelmagnetowiderstand. Eine symmetriebrechende Barriere, wie amorphes AlO_x , ist Voraussetzung für die Anwendung des Jullière-Modells zur Be-

stimmung der Spinpolarisation. Das Jullière-Modell verknüpft die spinaufgespaltenen Zustandsdichten der Elektroden mit dem Tunnelmagnetowiderstand. Ohne eine symmetriebrechende Barriere, zum Beispiel mit MgO als Isolatorschicht, können höhere Tunnelmagnetowiderstände erzwungen werden. Ein eindeutiger Rückschluss auf die Spinpolarisation ist dann jedoch nicht mehr möglich. Mit Aluminiumoxid-basierten Barrieren liefert die Anwendung des einfachen Jullière-Modells eine Untergrenze der Spinpolarisation.

Um die Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ durch Tunnelspektroskopie zu bestimmen, musste die Präparation der Tunnelkontakte verbessert werden. Dies wurde ermöglicht durch den Anbau einer neuen Sputterkammer mit besseren UHV-Bedingungen an ein bestehendes Präparationscluster. $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ wird mit Hilfe von Radiofrequenz-Kathodenzerstäuben deponiert. Die resultierenden Schichten verfügen nach ihrer Deposition über einen höheren Ordnungsgrad und über eine geordnete Oberfläche. Durch eine Magnesium-Pufferschicht war es möglich, auf diese Oberfläche eine homogene amorphe AlO_x -Barriere zu deponieren. Als Gegenelektrode wurde CoFe als Ferromagnet mit MnFe als Antiferromagnet gewählt. Diese Gegenelektrode ermöglicht Tunnelmessungen bis hin zu Raumtemperatur.

Mit den in dieser Arbeit vorgestellten optimierten Analyse- und Präparationsmethoden ist es möglich, die Untergrenze der Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ auf 67 % anzuheben. Dies ist der bisher höchste veröffentlichte Wert der Spinpolarisation von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$.

Anhang

A.1 Design der Sputterkammer

Zur Deposition von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ im UHV wurde eine eigene Sputterkammer für den Anbau an das Omicron-Präparationscluster entworfen. Die Kammer ermöglicht auf kleinstem Raum die Besputterung eines Substrates aus dem Cluster durch mindestens zwei unterschiedliche Kathoden. Der Druck ist dabei deutlich niedriger als in der bestehenden Sputteranlage. Die Kammer wurde in der hauseigenen Werkstatt angefertigt.

A.2 Depositionsparameter eines Tunnelkontaktes

Die hier vorgestellte Parametergruppe führt reproduzierbar zu Tunnelkontakten mit hohem Tunnelmagnetowiderstand. Es wird bei leicht unterschiedlichen Abständen von Kathode zu Substrat gesputtert, wobei jedoch in der Regel die Substrathöhe der Transferhöhe entspricht. Die Heusler-Elektrode und die Kathode werden in der neuen Sputterkammer präpariert. Die Oxidation der Barriere findet in der großen Sputterkammer statt. Dort wird auch die Gegenelektrode deponiert. Die Lithografie und das Aufbringen des Exchange-Bias finden *ex situ* statt.

Tabelle A.1: Depositionsparameter eines $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -basierten Tunnelkontaktes.

Schritt	Parameter
Substrat	MgO, getempert bei 550 °C.
Pufferschicht	MgO, Elektronenstrahlverdampfen, circa 10 nm bei 400 °C, Rate $R=0,03 \text{ nm} \cdot \text{s}^{-1}$, Depositionsdruck $p=2,4 \cdot 10^{-7}$ mbar.
$\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$	Rf-Sputtern von $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ (25 W, 64 V, C_L 219, C_T 502), $p_{\text{Argon}}=0,1$ mbar, Zeit $t=90$ min
Tempern	RHEED-Untersuchung: Streifen, 3D-förmig, Tempern bei 550 °C (auf 550 °C in 30 min, 550 °C für 5 min, auf 400 °C in 20 min, auf Raumtemperatur in 20 min), RHEED: Kreise und Streifen.
Mg	Rf-Sputtern von Mg (15 W, 71 V, C_L 310, C_T 504), $p_{\text{Argon}}=0,05$ mbar, Zeit $t=2$ s (0,25 nm).
Al	Rf-Sputtern von Al (20 W, 60 V, C_L 223, C_T 493), $p_{\text{Argon}}=0,05$ mbar, Zeit $t=315$ s (1,8 nm).
STM	STM-Untersuchung zeigt eine gegenüber $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ kleinere Schuppenstruktur mit Gräben, relativ glatt.
Oxidation	Oxidation der Barriere im Sauerstoff-Plasma: $p_{\text{Sauerstoff}}=0,2$ mbar, $U=720$ V, $I=10$ mA, $t=30$ s.
$\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$	Rf-Sputtern von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ (25 W, 57 V, C_L 205, C_T 509), $p_{\text{Argon}}=0,1$ mbar, Zeit $t=200$ s (4 nm).
MnFe	Rf-Sputtern von MnFe (25 W, 43 V, C_L 183, C_T 522), $p_{\text{Argon}}=0,1$ mbar, Zeit $t=600$ s (15 nm).
Ag	Rf-Sputtern von Ag (20 W, 29 V, C_L 233, C_T 493), $p_{\text{Argon}}=0,1$ mbar, Zeit $t=200$ s (17 nm).

A.3 Lithographie-Schritte zur Strukturierung eines Tunnelkontaktes

Im Folgenden werden die Arbeitsschritte beschrieben, mit denen Mesas (Fenster) für die Messung an einem Tunnelkontakt hergestellt werden. Dieses Verfahren wird für Mesas ab einer Größe von $60\ \mu\text{m} \times 60\ \mu\text{m}$ mit einem Fenster von $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ angewandt.

1: Vorbereiten der Probe. Zuerst muss die Unterseite der Probe gesäubert werden, damit die Lackschleuder die Probe per Unterdruck fixieren kann. Wenn die Probenoberfläche, während der Präparation der Filme, an einer ihrer Ecken durch Leitsilber elektrisch an einen Probenhalter kontaktiert war (beispielsweise für STM Analyse), muss dieses mit dem Skalpell entfernt werden, damit später eine Kontaktbelichtung mit der Photomaske möglich ist. Die Probe kann gegebenenfalls mit Azeton und Isopropanol, unter Einsatz der Lackschleuder, gereinigt werden.

2: Belacken mit Positiv-Photolack ma-P 1215. Der Lack (Microresist Technology [187]) wird zunächst bei $300\ \text{min}^{-1}$ Umdrehungen der Lackschleuder für 10 Sekunden auf den Film getropft und direkt im Anschluss bei $3000\ \text{min}^{-1}$ für 30 s auf der Probe verteilt. Dieser Prozess erzeugt nach Herstellerangabe eine Schichtdicke von $1,5\ \mu\text{m}$.

3: Aushärten des Photolacks. Der Lack wird zunächst auf einer Kupferplatte auf die kalte Heizplatte gelegt und anschließend auf $100\ \text{°C}$ erwärmt und bei dieser Temperatur 90 s getrocknet. Zum langsamen Abkühlen wird die Probe zusammen mit der Kupferplatte von der Heizplatte genommen.

4: Belichten des Photolackes. Nun muss die Photomaske über der Probe positioniert werden. Dabei wird die Maske leicht auf die Probe gepresst, so dass unter dem Mikroskop keine Schatten der Maske mehr auf der Probe erkennbar sind und die Maske leicht aus dem Fokus des Mikroskops gehoben wird. Die Belichtungszeit beträgt 15 s. Die Belichtung wird mit einer

Quecksilberdampfampe durchgeführt, die vorher mindestens 15 min in Betrieb sein sollte. Ein weiteres Aushärten nach dem Belichten entfällt. Mit einem Lithografieprozess werden entweder sechs eckige oder runde Tunnelkontakte mit drei unterschiedlichen Grundflächen strukturiert. Die Abmessungen der eckigen Kontakte auf der Maske betragen $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$, $80\ \mu\text{m} \times 160\ \mu\text{m}$ und $60\ \mu\text{m} \times 60\ \mu\text{m}$. Runde Kontakte haben einen Durchmesser von $100\ \mu\text{m}$, $150\ \mu\text{m}$ und $200\ \mu\text{m}$. Alle Mesas werden in Kontaktbelichtung, also im gleichen Maßstab, auf den Film abgebildet.

5: Entwickeln des Photolackes. Der Entwickler ma-D 331 [187] wird auf die ruhende Probe aufgetropft und 40 s auf der Probe belassen. Anschließend wird der Entwickler mit Wasser, unter Einsatz der Lackschleuder (5 s, $300\ \text{min}^{-1}$), entfernt und die Probe getrocknet (20 s, $4000\ \text{min}^{-1}$). Wassertropfen am Rand werden mit Stickstoff von der Probe geblasen.

6: Ionenstrahlätzen. Die Probe wird zusammen mit einer Referenzprobe auf den Probenhalter positioniert. Die Referenzprobe ist notwendig, da nun, außerhalb der Mesas, Probenschichten bis etwa zur Hälfte der Grundelektrode entfernt werden müssen (Abbildung 5.14 rechts). Ein zu tiefes Ätzen, bis auf das isolierende Substrat, verhindert später die Kontaktierung der Grundelektrode. Ein zu kurzes Ätzen, mit verbleibender Gegenelektrode, verhindert Tunnelelemente mit einem definierten Querschnitt. Um die richtige Ätzzeit zu bestimmen, besteht die Referenzprobe nur aus Gegenelektrode und Deckschicht. Wenn Gegenelektrode und Deckschicht der Referenzprobe entfernt sind, was über ein Sichtfenster beobachtet werden kann, ist bei der belackten Probe außerhalb der abgedeckten Mesas nur noch Barriere und Grundelektrode vorhanden. Es ist bei dem Aufkleben mit Leitsilber darauf zu achten, dass Referenz und Probe im gleichen Abstand vom Zentrum des Halters positioniert werden, damit die Ätzrate vergleichbar ist. Alternativ kann die Referenzprobe auch im Zentrum des Halters positioniert werden. Weitere Proben können dann, möglichst dicht um die Referenzprobe herum, angeordnet werden. Der Ionenstrahlätzer wird mit einem Gasgemisch Argon/Sauerstoff 4 : 1 betrieben. Der zusätzliche Sauerstoffgehalt ist notwendig, um an den Tunnelkontakträn-

dern angesputtertes Material zu oxidieren. Die Oxidation in Kombination mit dem Ionenstrahlätzen unter verschiedenen Winkeln, gewährleistet eine kurzschlussfreie Barriere an den Rändern des Tunnelkontaktes. Dabei wird die Probe nach jeweils fünf Minuten abwechselnd unter 86° und 50° mit Ionen beschossen, bis die Metallschichten der Referenzprobe entfernt sind. Anschließend werden etwa weitere 15 % der bisherigen Ätzzeit zusätzlich verwendet, damit auch die Barriere vollständig entfernt ist. Dies geschieht bei schnellerem Wechsel des Probenwinkels (etwa alle 2 min). Die Winkelabhängigkeit von Ionenstrahlätzen und Redeposition wird beispielsweise in Strasser *et al.* [147] beschrieben und ist in Abbildung 5.15 skizziert. Die insgesamt zum Ätzen benötigte Zeit kann sehr variieren, da die Ätzrate des Ionenstrahlätzers stark von dem Zustand des Filaments abhängt. Die Ätzzeit kann zwischen 10 min und 1,5 h schwanken.

7: Lack entfernen. Anschließend muss der Photolack wieder entfernt werden. Bevor die Probe in ein Ultraschallbad gegeben wird, ist es wichtig, mit einem Skalpell von der Rückseite und den Rändern möglichst alle Leitsilberpartikel zu entfernen. Bevor die Probe in das Bad gegeben wird, sollte die Probe vorher noch mit Azeton abgespült werden, um das Bad so wenig wie möglich zu verunreinigen. Als Entferner wird mr-Rem 660 [187] für zwei Minuten im Ultraschallbad verwendet. Anschließend muss der Entferner auf der Probe mindestens eine Minute mit Azeton in dem Ultraschallbad entfernt werden. Zum Abschluss werden mit Hilfe der Lackschleuder und Aceton gelöste Partikel von der Probe entfernt und die Probe getrocknet. Falls der Lack nicht ausreichend entfernt werden konnte, wird die Prozedur wiederholt.

8: Belackern mit dem Negativ-Photolack SU-8-2002. Die Probe wird noch einmal mit Isopropanol gespült. Der Lack (MicroChem Corp. [188]) wird bei ruhender Lackschleuder auf die Probe getropft und zunächst mit 500 min^{-1} für 5 s und anschließend mit 3000 min^{-1} für 30 s verteilt. Die Beschleunigung ist jeweils 9 (langsam). Dies entspricht nach Herstellerangaben einer Filmdicke von $2 \mu\text{m}$. Falls durch die Pipette Blasen in dem Lack entstanden sind, kann der Photolack mit Azeton direkt im Anschluss

wieder entfernt werden.

9: Trocknen des Photolacks (Softbake). Zum langsamen Aushärten des Photolacks muss mit der Heizplatte von Hand eine Temperaturrampe auf 95 °C gefahren werden. Diese Temperatur wird durch Heizen in Intervallen nach 8 min erreicht. Die Probe wird für 1,5 min auf der Heizplatte belassen. Anschließend wird die Probe zum langsamen Abkühlen, zusammen mit der Kupferplatte, von der Heizplatte entfernt. Tabelle A.2 gibt die Heizintervalle mit den zugehörigen Temperaturen nach den Zeiten einer Stoppuhr wieder.

Tabelle A.2: Heizzeiten zum Trocken des Negativ-Photolacks Su-8-2002.

Zeit (min:s)	Temperatur (°C)	Heizung an	Heizung aus
10:00	21	X	
9:40			X
8:00	48	X	
7:40			X
6:00	66	X	
5:50			X
4:00	76	X	
3:40	77		X
3:00	88	X	
2:55	89		X
2:00	95		
1:00	94		
0:30	92	Probe entfernen	

Bei dem Trocknen können gerade an den Rändern der ionenstrahlgeätzten Stellen Blasen auftreten (Abbildung A.2). Ursache dafür können Rückstände des besputterten Positiv-Photolacks sein. Wenn diese Rückstände keinen Kurzschluss an der Barriere erzeugen, ist der Photolack in der Regel trotz Blasen noch dicht genug, um das erfolgreiche Kontaktieren des Photolacks zu ermöglichen.



Abbildung A.2: Runder Tunnelkontakt beschichtet mit dem Negativ Photolack Su-8-2002 vor der Öffnung des Fensters als Zugang zur Gegenelektrode. An den Rändern haben sich Blasen gebildet, deren Schatten und Interferenzerscheinungen im Phasenmikroskop deutlich zu sehen sind. Zusätzlich sind in den Blasen noch einmal kleinere Blasen im Zentrum sichtbar.

10: Belichten des Negativ-Photolacks (Fenster). Bei der Belichtung des Negativ-Photolacks wird bis auf die Zugänge für die elektrische Kontaktierung (auf den Gegenelektroden und am Rand der Grundelektrode) der gesamte Lack 40 s bestrahlt. Die Größe der Fenster beträgt bei den rechteckigen Strukturen $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$, $40\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ und muss gerade bei der kleinsten Struktur sorgfältig positioniert werden.

11: Aushärten des Photolacks (post exposure bake). Um dem Photolack nach dem Entwickeln mehr Stabilität zu verleihen, wird der Photolack erneut ausgehärtet. Dies geschieht in einer ähnlichen Prozedur wie das Trocknen. Allerdings kann diesmal eine schnellere Temperaturrampe gefahren werden (Tabelle A.3).

Tabelle A.3: Heizzeiten zum Aushärten des Negativ-Photolacks Su-8-2002.

Zeit (min:s)	Temperatur (°C)	Heizung an	Heizung aus
10:00	30	X	
9:45	39		X
8:30	55	X	
8:20	56		X
7:00	67	X	
6:40	70		X
6:00	85	X	
5:55	86		X
5:00	93		
4:00	92	Probe entfernen	

12: Entwickeln des Negativ-Photolacks. Als letzten Prozessschritt muss der Negativlack entwickelt werden. Dies geschieht für 75 s mit mr-Dev 600 (von Microresist Technology [187]) auf der ruhenden Lackschleuder. Bei 300 min^{-1} wird für 15 s der Entwickler mit Isopropanol entfernt und für 30 s bei 4000 min^{-1} getrocknet.

A.4 Präparation von TEM-Probenquerschnitten

In diesem Teil wird die Präparation von TEM-Probenquerschnitten im Detail vorgestellt. Die Methodik basiert auf Garulli *et al.* [117].

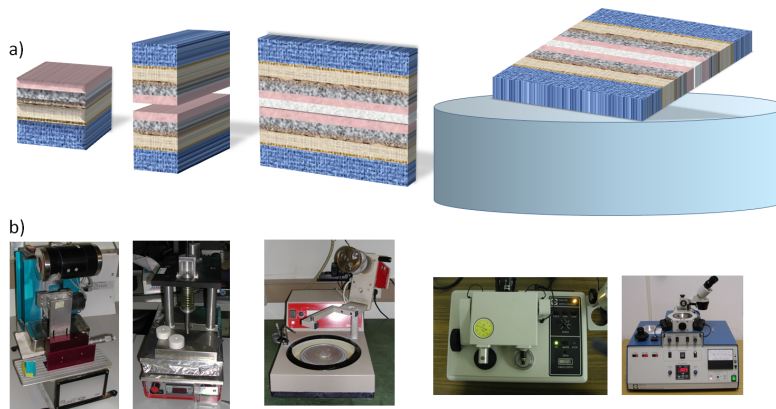


Abbildung A.3: Schritte der Querschnittspräparation einer TEM-Probe.

a) Probe entsprechen den einzelnen Präparationsschritten (von links nach rechts): Filmstapel, halbierter Film, Scheibe eines geklebten, halbierten Films, Fixieren auf einen Glaszylinder. b) Die zur Präparation benötigten Geräte: Drahtsäge, temperaturfeste Druckstempel, Poliermaschine, Mulschleifer, PIPS (Precision Ion Polishing System).

1: Probe halbieren und Film auf Film kleben. Um die Probe zu halbieren, kann die Drahtsäge verwendet werden (0,3 mm Drahtdurchmesser, 60 µm Diamantpartikel). Die Säge kann auch für die Scheiben verwendet werden. Allerdings hat man durch den dicken Draht viel Verschnitt. Als Kleber fungiert ein Zwei-Komponenten-Epoxidharz von Gatan (G-1 epoxy) der sowohl eine dünne Klebenaht gewährleisten soll, als auch gegen hohe Temperaturen beständig und vakuumtauglich ist. Der Kleber wird unter Druck bei 100 °C mindestens zehn Minuten getrocknet. Damit der Querschnitt ausreichend hoch ist, wird je nach Bedarf auf beide Substrat-

rückseiten jeweils ein zusätzliches Substrat geklebt. Die Ränder des Stapels werden durch zusätzlichen Kleber fixiert.

2: Querschnitt heraussägen. Die Filmstapel werden in Scheiben gesägt. Die Dicke der Scheiben beträgt je nach verwendetem Sägedraht circa einen Millimeter.

3: Dünnen des Querschnitts. Der Querschnitt wird nun auf circa $100\ \mu\text{m}$ gedünnt. Am besten eignet sich dafür eine Poliermaschine mit möglichst feinkörnigem, wasserfestem Schleifpapier (1200ter Körnung). Da ein Kissenschliff bei kleiner Probengröße nicht sehr ausgeprägt ist, kann die mit acetonlöslichem Wachs auf einen Kupferzylinder befestigte Probe einfach von Hand auf das Schleifpapier gesetzt werden. Die Probe sollte von beiden Seiten geschliffen werden, um durch die Säge entstandene Beschädigungen zu entfernen.

4: Muldenschleifen. Mit dem Dimpel-Grinder (Muldenschleifer von Gatan) wird eine Mulde geschliffen. Dies hat den Zweck, dass die Probe noch über einen stabilen Rand verfügen soll, aber im Zentrum beim Film möglichst dünn ist. MgO wird ab circa $20\ \mu\text{m}$ sehr brüchig. Diese Dicke sollte nicht unterschritten werden. Gute Filme sind schon ab Dicken von circa $50\ \mu\text{m}$ möglich. Die Dicke kann dabei über eine im Schleifer integrierte Schichtdickenmessung kontrolliert werden. Allerdings kann hierbei die Dicke der Wachsauflage zur Befestigung der Probe nur abgeschätzt werden (Größenordnung $20\ \mu\text{m}$). Es empfiehlt sich bei MgO-Substraten auf den Einsatz der Filzscheibe zum Polieren zu verzichten. Kleine Deformationen im Filzring oder Partikel, die sich im Filz anlagern, führen schnell zu Erschütterungen, welche die Probe zerstören können. Da die Mulde nicht so groß werden darf, dass der Schleifer an den Probenrand kommt (Gefahr von Vibrationen) und die Geschwindigkeit des Muldenschleifens mit zunehmendem Muldendurchmesser stark abnimmt, sollte die Probe von beiden Seiten mit einer Mulde versehen werden. Dabei ist darauf zu achten, dass die untere Mulde mit Wachs gefüllt ist, so dass die Probe nicht das Gewicht des Muldenschleifers tragen muss.

5: Fixierung auf einem TEM-Netz. Die Probe kann nun auf ein TEM-Netz geklebt werden. Dies geschieht wiederum mit dem Zwei-Komponenten-Harz. Überstehende Probenteile müssen abgesägt werden. Dabei ist darauf zu achten, die Probe möglichst wenig mit dem Schleifmittel (Borocarbid in Wasser oder Glycerin) zu kontaminieren, indem nur die Schleifstelle leicht befeuchtet wird, statt den Tropfmechanismus zu benutzen.

6: Ionenstrahlätzen. Als letzter Präparationsschritt muss die Probe in der Mulde so weit herunter gedünnt werden, dass ein Loch entsteht, das von der Klebnaht geschnitten wird. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass der Film ausreichend gedünnt ist. Zu Beginn wird die Probe dabei für eine möglichst hohe Ätzrate auf einen Halter geklebt (mit etwas Wachs), um die Probe kontinuierlich unter einem Winkel von unter 10° von oben zu ätzen (Leistung 5 keV). Wenn ein Loch erscheint, wird die Probe mit einem Klemmhalter fixiert, der es ermöglicht, die Probe von beiden Seiten zu ätzen, bis das Loch ausreichend groß geworden ist. Zum Schluss wird mit geringerer Ionenleistung (2-3 keV) poliert.

7: Plasmacleaner. Wenn die Probe oder der TEM-Halter durch Lagerung an Luft kontaminiert ist, sollte beides für mindestens eine Minute mit Argongas in den Plasmacleaner (20 W, South Bay Tech. Model PC 2000). Dies zerstört Kohlenwasserstoffe (siehe [189]) und kann sogar, durch die Präparation entstandene, amorphe Schichten an der Filmoberfläche reduzieren.

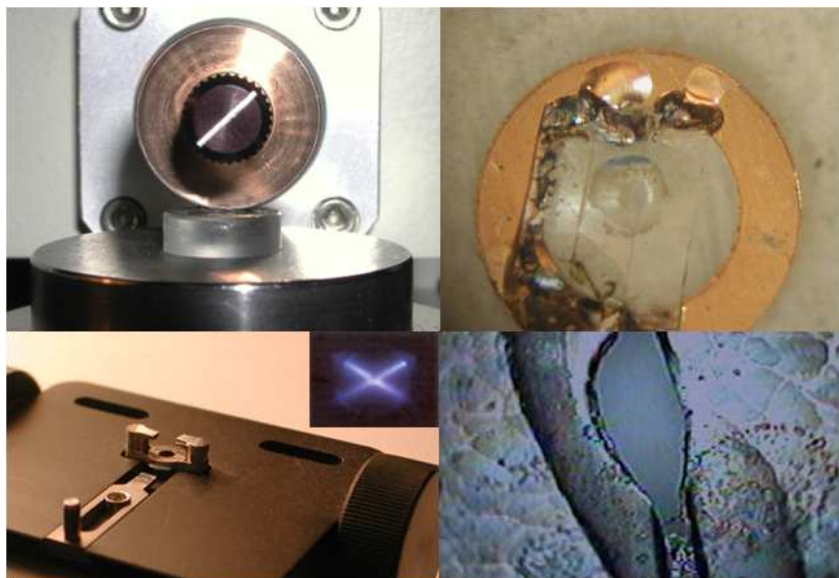


Abbildung A.4: TEM-Querschnittsprobenpräparation. Oben links ist der Dimple-Grinder von der Seite abgebildet. Das Rad schleift eine Mulde in die auf dem Glaszylinder geklebte Probe. Oben Rechts ist die Probe auf dem TEM-Netz befestigt. Der Kupferring hat einen Außendurchmesser von 3 mm. Unten links ist eine Klemme in der Spannvorrichtung zu sehen, die es erlaubt, die Probe im Zentrum des Kupferingringes von beiden Seiten mit Argonionen zu beschießen (Einfügung). Unten rechts ist ein Ausschnitt der Probe zu sehen. Man erkennt die Klebnaht unten im Bild. An der Grenze von Klebnaht, Loch und Substrat befindet sich der für das TEM ausreichend gedünnte, keilförmig zulaufende, durchstrahlbare Bereich für die TEM-Analyse.

Publikationen und Lebenslauf

2007

„Structural, magnetic and transport properties of Co_2FeSi Heusler films“,
H. Schneider, C. Herbort, G. Jakob, H. Adrian, S. Wurmehl, und C. Felser,
J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, 1548 (2007). [[190](#)]

„Electronic properties of a^* -oriented UPd_2Al_3 thin films“,
M. Foerster, M. Jourdan, A. Zakharov, C. Herbort, und H. Adrian, J. Magn.
Magn. Mater. **310**, 346 (2007). [[191](#)]

„Epitaxy of thin films of the Heusler compound $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ “,
A. Conca, M. Jourdan, C. Herbort, und H. Adrian, J. Cryst. Growth **299**, 299
(2007). [[86](#)]

„Magnetism of Co-doped ZnO thin films“,
M. Gacic, G. Jakob, C. Herbort, H. Adrian, T. Tietze, S. Bruck, und E. Goering,
Phys. Rev. B **75**, 205206 (2007). [[192](#)]

„Tunneling spectroscopy of the Heusler compound $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ “,
M. Jourdan, A. Conca, C. Herbort, M. Kallmayer, H. J. Elmers, und H. Adrian,
J. Appl. Phys. **102**, 093710 (2007). [[112](#)]

2008

„Conversion electron Mössbauer spectroscopy of epitaxial $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ thin films“,

V. Ksenofontov, C. Herbort, M. Jourdan, und C. Felser, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 262501 (2008). [120]

2009

„Morphology and magnetoresistance of $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ -based tunnelling junctions“,

C. Herbort, E. Arbelo, und M. Jourdan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 084006 (2009). [48]

„Brillouin light scattering study of $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ and Co_2FeAl Heusler compounds“,

O. Gaier, J. Hamrle, S. Trudel, A. C. Parra, B. Hillebrands, E. Arbelo, C. Herbort, und M. Jourdan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 084004 (2009). [193]

„Effects of post-growth annealing on structural and compositional properties of the $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ surface and its relevance for the surface electron spin polarization“,

J.-P. Wüstenberg, J. Fischer, C. Herbort, M. Jourdan, M. Aeschlimann, und M. Cinchetti, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 084016 (2009). [102]

„Morphology induced magnetoresistance enhancement of tunneling junctions with the Heusler electrode $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ “,

C. Herbort, E. Arbelo, und M. Jourdan, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 142504 (2009). [23]

„Interface and bulk magnetism of $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ and Co_2CrAl thin films“,

M. Jourdan, E. Arbelo, C. Herbort, M. Kallmayer, P. Klaer, und H.-J. Elmers, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 172504 (2009). [114]

„Spin-resolved unoccupied density of states in epitaxial Heusler-alloy films“,

M. Kallmayer, P. Klaer, H. Schneider, E. Arbelo, C. Herbort, G. Jakob, M. Jourdan, und H. J. Elmers, *Phys. Rev. B* **80**, 020406 (2009). [113]

Lebenslauf

Name: Christian Herbort
Email: vorname.nachname@gmx.net

Geburtsdaten: 17.02.1979 in Göttingen
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

SCHULBILDUNG

1985-1989 Grundschule Dörrebach/Seibersbach
1989-1991 Orientierungsstufe Alfred-Delp-Schule
Hargesheim
1991-1998 Gymnasium Alfred-Delp-Schule Hargesheim
Abschluss: Abitur

STUDIUM UND PROMOTION

1998-2005 Studium der Physik an der Johannes
Gutenberg-Universität Mainz
Titel der Diplomarbeit: „Präparation und Transporteigenschaften
epitaktischer $UPd_2Al_3(100)$ -Filme“
Abschluss: Diplom in Physik
2005-2010 Promotion an der Johannes
Gutenberg-Universität Mainz

WEITERE TÄTIGKEITEN

1997-2004 Ersatzdienst Katastrophenschutz bei dem
Malteser Hilfsdienst Bingen

Literaturverzeichnis

- [1] M. Ziese und M. J. Thornton, *Spin electronics*, Band 569 von *Lecture notes in physics* (Springer, Berlin) (2001). [1](#)
- [2] A. Barthélémy, A. Fert, J.-P. Contour, M. Bowen, V. Cros, J. M. de Teresa, A. Hamzic, J. C. Faini, J. M. George, J. Grollier, F. Montaigne, F. Pailloux, F. Petroff, und C. Vouille, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 68 (2002). [1](#)
- [3] S. Blügel, *Spintronics: From GMR to Quantum Information: Lecture Notes of the 40th Spring School 2009*, Band 10 von *Schriften des Forschungszentrums Jülich Schlüsseltechnologien* (Forschungszentrum Jülich, Jülich) (2009). [1](#)
- [4] N. F. Mott, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **153**, 699 (1936). [1](#)
- [5] P. Grünberg, *Phys. J.* **6**, 33 (2007). [1.1](#)
- [6] R. A. de Groot, F. M. Mueller, P. G. v. Engen, und K. H. J. Buschow, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2024 (1983). [1](#), [2.2](#)
- [7] J. H. Park, E. Vescovo, H. J. Kim, C. Kwon, R. Ramesh, und T. Venkatesan, *Nature* **392**, 794 (1998). [1](#), [2.2](#), [2.2.1](#)
- [8] C. Felser, G. H. Fecher, und B. Balke, *Angew. Chem.* **5**, 680 (2007). [1](#), [2.2](#), [1](#), [2.2](#), [2.2](#), [2.2.1](#), [2.3.1](#)
- [9] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, und D. M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001). [1](#), [2.2.1](#)

- [10] C. Chappert, A. Fert, und F. N. van Dau, *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007). [1](#), [7](#)
- [11] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, und W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989). [1](#), [2.2.1](#)
- [12] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, und J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988). [1](#), [2.2.1](#)
- [13] J. M. Slaughter, *Annu. Rev. Mater. Res.* **39**, 277 (2009). [1](#), [7](#)
- [14] Everspin, <http://everspin.com>. [1](#), [2.2.1](#), [7](#)
- [15] F. Heusler, *Verh. Dtsch. Phys. Ges.* **5**, 219 (1903). [1](#), [4](#)
- [16] A. Conca, *Magnetic Tunneling Junctions with the Heusler compound $\text{Co}_2\text{Cr}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{Al}$* , Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2007). [1](#), [3](#), [3.1](#), [3.2.2](#), [4.1](#), [4.1](#), [4.2.2](#), [5.2.1](#), [5.2.3](#), [5.3.1](#), [5.3.2](#), [6.4](#), [3](#), [6.5](#)
- [17] I. Galanakis und P. Mavropoulos, *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 315213 (2007). [1](#), [2.3](#), [2.3.1](#), [2.7](#)
- [18] P. J. Webster, *J. Phys. Chem. Solids* **32**, 1221 (1971). [1](#)
- [19] T. Block, C. Felser, G. Jakob, J. Ensling, B. Mühling, P. Gütlich, und R. J. Cava, *J. Solid State Chem.* **176**, 646 (2003). [1](#), [2.3](#), [2.3](#), [2.8](#)
- [20] S. Wurmehl, G. H. Fecher, K. Kroth, F. Kronast, H. A. Durr, Y. Takeda, Y. Saitoh, K. Kobayashi, H.-J. Lin, G. Schönhense, und C. Felser, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 803 (2006). [1](#), [2.3](#), [2.3](#), [2.3.1](#), [4.2.2](#), [4.24](#)
- [21] T. Marukame, T. Ishikawa, K.-i. Matsuda, T. Uemura, und M. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 262503 (2006). [1](#), [2.4](#), [7](#)
- [22] T. Marukame, T. Ishikawa, S. Hakamata, K.-i. Matsuda, T. Uemura, und M. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 012508 (2007). [1](#), [2.4](#), [2.3.1](#), [6.5](#), [6.5](#), [6.5](#)

- [23] C. Herbort, E. A. Jorge, und M. Jourdan, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 142504 (2009). [1](#), [2.4](#), [2.3.1](#), [5.2.2](#), [5.5](#), [5.6](#), [5.7](#), [5.2.3](#), [6.3](#), [6.6](#), [A.4](#)
- [24] M. Julliere, *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975). [1](#), [2.2.2](#), [2.3.1](#), [5.1](#), [6.4](#)
- [25] C. Felser, B. Heitkamp, F. Kronast, D. Schmitz, S. Cramm, H. A. Durr, H. J. Elmers, G. H. Fecher, S. Wurmehl, T. Block, D. Valdaitsev, S. A. Nepijko, A. Gloskovskii, G. Jakob, G. Schönhense, und W. Eberhardt, *J. Phys. Condens. Matter* **15**, 7019 (2003). [1](#), [2.3.1](#)
- [26] G. A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998). [1](#)
- [27] I. Galanakis, P. H. Dederichs, und N. Papanikolaou, *Phys. Rev. B* **66**, 174429 (2002). [2.1](#), [2.2](#), [2.3](#), [2.3](#)
- [28] J. C. Slater, *Phys. Rev.* **49**, 537 (1936). [2.2](#)
- [29] L. Pauling, *Phys. Rev.* **54**, 899 (1938). [2.2](#)
- [30] J. Kübler, *Physica B* **127**, 257 (1984). [2.2](#), [3.3.2](#)
- [31] G. H. Fecher, H. C. Kandpal, S. Wurmehl, C. Felser, und G. Schönhense, *J. Appl. Phys.* 08J106 (2006). [2.2](#), [2.2](#), [2.2](#), [3.3.2](#)
- [32] J. K. Kübler, *Theory of itinerant electron magnetism*, Band 106 von *Oxford science publications* (Clarendon Press, Oxford) (2000). [2.2](#)
- [33] I. Galanakis, P. Mavropoulos, und P. H. Dederichs, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 765 (2006). [2.2](#)
- [34] P. Sharma, *Science* **307**, 531 (2005). [2.2.1](#), [2](#)
- [35] K. A. Kilian und R. H. Victora, *J. Appl. Phys.* **87**, 7064 (2000). [2.2.1](#)
- [36] X. Y. Dong, C. Adelman, J. Q. Xie, C. J. Palmstrøm, X. Lou, J. Strand, P. A. Crowell, J. P. Barnes, und A. K. Petford-Long, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 102107 (2005). [2.2.1](#)

- [37] J. A. Caballero, Y. D. Park, J. R. Childress, J. Bass, W. C. Chiang, A. C. Reilly, J. W. P. Pratt, und F. Petroff, *J. Vac. Sci. Technol., A* **16**, 1801 (1998). [2.2.1](#)
- [38] K. Nikolaev, P. Anderson, P. Kolbo, D. Dimitrov, S. Xue, X. Peng, T. Pokhil, H. Cho, und Y. Chen, *J. Appl. Phys.* **103**, 070000 (2008). [2.2.1](#)
- [39] X. Dai, M. Joudan, und C. Felser, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 084014 (2009). [2.2.1](#), [2.3](#), [4.3](#)
- [40] J. S. Moodera und G. Mathon, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 248 (1999). [2.2.1](#), [2](#), [6.3](#)
- [41] J. M. de Teresa, A. Barthélémy, J. P. Contour, und A. Fert, *J. Magn. Magn. Mater.* **211**, 160 (2000). [2.3](#)
- [42] R. Meservey und P. M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994). [2.2.2](#), [5.1](#), [1](#), [5.2](#), [5.2.3](#), [6.5](#)
- [43] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, und R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995). [2.2.2](#), [5.1](#), [5.2.3](#)
- [44] J. S. Moodera, J. Nassar, und G. Mathon, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **29**, 381 (1999). [3](#), [6.4](#)
- [45] K. Kobayashi und H. Akimoto, *Fujitsu Sci Tech J* **42**, 139 (2006). [3](#)
- [46] J.-G. Zhu und C. Park, *Mater. Today* **9**, 36 (2006). [3](#)
- [47] E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunnelling Spectroscopy* (Oxford University Press) (1985). [2.2.2](#), [3.3.2](#)
- [48] C. Herbort, E. Arbelo, und M. Jourdan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 084006 (2009). [2.2.2](#), [3.3.1](#), [3.3.1](#), [3.3.2](#), [4.1](#), [4.2](#), [4.5](#), [4.6](#), [4.10](#), [4.11](#), [4.12](#), [4.13](#), [4.2.2](#), [4.19](#), [4.2.2](#), [5.3](#), [5.4](#), [6.2](#), [A.4](#)
- [49] J. M. MacLaren, X. G. Zhang, und W. H. Butler, *Phys. Rev. B* **56**, 11827 (1997). [2.2.2](#), [6.4](#)

- [50] P. Mavropoulos, N. Papanikolaou, und P. H. Dederichs, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1088 (2000). [2.2.2](#)
- [51] W. H. Butler, X. G. Zhang, T. C. Schulthess, und J. M. MacLaren, *Phys. Rev. B* **63**, 054416 (2001). [2.2.2](#), [5.2.2](#)
- [52] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, und S.-H. Yang, *Nat. Mater.* **3**, 862 (2004). [2.2.2](#), [6.5](#)
- [53] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, und J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970). [2.2.2](#), [6](#), [6.6](#), [6.4](#), [6.7](#), [6.5](#)
- [54] J. Kübler, A. R. William, und C. B. Sommers, *Phys. Rev. B* **28**, 1745 (1983). [2.3](#)
- [55] S. Ishida, S. Fujii, S. Kashiwagi, und S. Asano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **64**, 2152 (1995). [2.3](#)
- [56] S. Fujii, S. Ishida, und S. Asano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **64**, 185 (1995). [2.3](#)
- [57] M. Zhang, X. Dai, H. Hu, G. Liu, Y. Cui, Z. Liu, J. Chen, J. Wang, und G. Wu, *J. Phys. Condens. Matter* **15**, 7891 (2003). [2.3](#)
- [58] M. Zhang, Z. H. Liu, H. N. Hu, G. D. Liu, Y. T. Cui, G. H. Wu, E. Brück, F. R. de Boer, und Y. X. Li, *J. Appl. Phys.* **95**, 7219 (2004). [2.3](#)
- [59] Y. Miura, K. Nagao, und M. Shirai, *Phys. Rev. B* **69**, 144413 (2004). [2.3](#), [2.3](#), [2.3.1](#), [2.3.1](#), [3.3.2](#), [4.2.2](#)
- [60] H. C. Kandpal, G. H. Fecher, C. Felser, und G. Schönhense, *Phys. Rev. B* **73**, 094422 (2006). [2.3](#)
- [61] G. H. Fecher, H. C. Kandpal, S. Wurmehl, J. Morais, H.-J. Lin, H.-J. Elmers, G. Schönhense, und C. Felser, *J. Phys. Condens. Matter* **17**, 7237 (2005). [2.3](#), [2.3](#)
- [62] V. N. Antonov, H. A. Dürr, Y. Kucherenko, L. V. Bekenov, und A. N. Yaresko, *Phys. Rev. B* **72**, 054441 (2005). [2.3](#), [2.3](#), [2.3](#), [2.3.1](#)

- [63] K. Inomata, S. Okamura, R. Goto, und N. Tezuka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L419 (2003). [2.4](#), [2.3.1](#)
- [64] K. Inomata, S. Okamura, und N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.* **282**, 269 (2004). [2.4](#)
- [65] T. Marukame, T. Kasahara, K. i. Matsuda, T. Uemura, und M. Yamamoto, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 2603 (2005). [2.4](#)
- [66] K. Inomata, S. Okamura, A. Miyazaki, M. Kikuchi, N. Tezuka, M. Wojcik, und E. Jedryka, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 816 (2006). [2.4](#), [2.3.1](#), [2.3.1](#), [4.1](#), [4.2.2](#), [5.2.3](#), [6.4](#)
- [67] S. Kämmerer, A. Thomas, A. Hütten, und G. Reiss, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 79 (2004). [2.4](#)
- [68] Y. Sakuraba, J. Nakata, M. Oogane, H. Kubota, Y. Ando, A. Sakuma, und T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, L1100 (2005). [2.4](#)
- [69] Y. Sakuraba, T. Miyakoshi, M. Oogane, Y. Ando, A. Sakuma, T. Miyazaki, und H. Kubota, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 052508 (2006). [2.4](#), [6.4](#)
- [70] S. Tsunegi, Y. Sakuraba, M. Oogane, K. Takanashi, und Y. Ando, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 112506 (2008). [2.4](#), [5.2.2](#)
- [71] T. Ishikawa, T. Marukame, S. Hakamata, K. i. Matsuda, T. Uemura, und M. Yamamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 1897 (2007). [2.4](#)
- [72] H. Kubota, J. Nakata, M. Oogane, Y. Ando, A. Sakuma, und T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, L984 (2004). [2.4](#)
- [73] S. Okamura, A. Miyazaki, S. Sugimoto, N. Tezuka, und K. Inomata, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 232503 (2005). [2.4](#)
- [74] W. Wang, H. Sukegawa, R. Shan, S. Mitani, und K. Inomata, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 182502 (2009). [2.4](#)
- [75] N. Tezuka, N. Ikeda, A. Miyazaki, S. Sugimoto, M. Kikuchi, und K. Inomata, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 112514 (2006). [2.4](#), [6.5](#)

- [76] N. Tezuka, N. Ikeda, S. Sugimoto, und K. Inomata, *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, L454 (2007). [2.4](#)
- [77] R. Shan, H. Sukegawa, W. H. Wang, M. Kodzuka, T. Furubayashi, T. Ohkubo, S. Mitani, K. Inomata, und K. Hono, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 246601 (2009). [2.4](#), [5.2.2](#), [6.5](#), [6.5](#)
- [78] N. Tezuka, N. Ikeda, F. Mitsuhashi, und S. Sugimoto, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 162504 (2009). [2.4](#)
- [79] M. Zhang, Z. Liu, H. Hu, G. Liu, Y. Cui, J. Chen, G. Wu, X. Zhang, und G. Xiao, *J. Magn. Magn. Mater.* **277**, 130 (2004). [2.3](#)
- [80] K. H. J. Buschow und P. G. van Engen, *J. Magn. Magn. Mater.* **25**, 90 (1981). [2.3](#)
- [81] K. Kobayashi, R. Y. Umetsu, R. Kainuma, K. Ishida, T. Oyamada, A. Fujita, und K. Fukamichi, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4684 (2004). [2.3](#), [2.3](#), [2.5](#), [2.6](#)
- [82] I. Galanakis, *J. Phys. Condens. Matter* **14**, 6329 (2002). [2.3](#), [2.3.1](#)
- [83] I. Galanakis, *J. Phys. Condens. Matter* **16**, 8007 (2004). [2.3](#), [2.3.1](#)
- [84] K. Nagao, M. Shirai, und Y. Miura, *J. Phys. Condens. Matter* **16**, S5725 (2004). [2.3](#)
- [85] Y. Miura, H. Uchida, Y. Oba, K. Abe, und M. Shirai, *Phys. Rev. B* **78**, 064416 (2008). [2.3](#)
- [86] A. Conca, M. Jourdan, C. Herbort, und H. Adrian, *Journal of Crystal Growth* **299**, 299 (2007). [2.3.1](#), [3.2.3](#), [4.1](#), [4.3](#), [4.2](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [A.4](#)
- [87] S. Okamura, R. Goto, S. Sugimoto, N. Tezuka, und K. Inomata, *J. Appl. Phys.* **96**, 6561 (2004). [2.3.1](#)
- [88] K.-i. Matsuda, T. Kasahara, T. Marukame, T. Uemura, und M. Yamamoto, *Journal of Crystal Growth* **286**, 389 (2006). [2.3.1](#), [4.1](#), [4.2.2](#)

- [89] A. Conca, M. Jourdan, und H. Adrian, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1534 (2007). [2.3.1](#), [4.1](#), [4.1](#), [4.2](#), [4.2.1](#), [4.2.1](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [4.20](#), [5.2.3](#), [6.4](#)
- [90] R. Kelekar und B. M. Clemens, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 232501 (2005). [2.3.1](#)
- [91] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, und H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 082508 (2008). [2.3.1](#), [5.1](#), [7](#)
- [92] T. Block, S. Wurmehl, C. Felser, und J. Windeln, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 202504 (2006). [2.3.1](#)
- [93] M. Cinchetti, J. P. Wustenberg, M. S. Albaneda, F. Steeb, A. Conca, M. Jourdan, und M. Aeschlimann, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1544 (2007). [2.3.1](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#)
- [94] R. Hölzle, *Dynamik und Strukturbildung in kondensierter Materie: Vorlesungsmanuskripte: 28. IFF-Ferienkurs 1997*, Band 28 von *Vorlesungsmanuskripte des 28. IFF-Ferienkurses* (Forschungszentrum Jülich, Jülich) (1997). [1](#)
- [95] R. Hölzle, *Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung: Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF-Ferienkurses*, Band 2 von *Schriften des Forschungszentrums Jülich Materie und Material* (Forschungszentrum Jülich, Jülich) (1999). [1](#), [3.2.2](#), [2](#), [3.4](#)
- [96] H. Zabel und S. D. Bader, *Magnetic Heterostructures: Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*, Band 227 von *Springer Tracts in Modern Physics* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg) (2008). [1](#)
- [97] H. R. Koenig und L. I. Maissel, *IBM J. Res. Dev.* **44**, 106 (2000). [3](#)
- [98] AJA International, www.ajaint.com. [3.2.2](#)
- [99] Hauner Metallische Werkstoffe, www.hmw-hauner.de. [3.2.3](#)

- [100] AG Felser, www.superconductivity.de. [3.2.3](#)
- [101] A. Zangwill, *Physics at surfaces* (Cambridge Univ. Press, Cambridge), 1. publ., repr. Ausgabe (1992). [6](#), [4.2.1](#)
- [102] J.-P. Wüstenberg, J. Fischer, C. Herbort, M. Jourdan, M. Aeschlimann, und M. Cinchetti, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 084016 (2009). [6](#), [3.3.2](#), [4.2.2](#), [4.15](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [4](#), [A.4](#)
- [103] M. P. Raphael, B. Ravel, Q. Huang, M. A. Willard, S. F. Cheng, B. N. Das, R. M. Stroud, K. M. Bussmann, J. H. Claassen, und V. G. Harris, *Phys. Rev. B* **66**, 104429 (2002). [3.3.2](#)
- [104] D. Yu, C. Math, M. Meier, M. Escher, G. Rangelov, und M. Donath, *Surf. Sci.* **601**, 5803 (2007). [3.3.2](#)
- [105] J. Hamrle, S. Blomeier, O. Gaier, B. Hillebrands, R. Schäfer, und M. Jourdan, *J. Appl. Phys.* **100**, 103904 (2006). [3.3.2](#), [4.2.2](#)
- [106] J. Stöhr, *J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.* **75**, 253 (1995). [8](#)
- [107] J. Stöhr, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 470 (1999). [3.3.2](#), [8](#)
- [108] T. J. Regan, H. Ohldag, C. Stamm, F. Nolting, J. Lüning, J. Stöhr, und R. L. White, *Phys. Rev. B* **64**, 214422 (2001). [8](#)
- [109] H. J. Elmers, G. H. Fecher, D. Valdaitsev, S. A. Nepijko, A. Gloskovskii, G. Jakob, G. Schönhense, S. Wurmehl, T. Block, C. Felser, P. C. Hsu, W. L. Tsai, und S. Cramm, *Phys. Rev. B* **67**, 104412 (2003). [3.3.2](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#)
- [110] M. Kallmayer, H. Schneider, G. Jakob, H. J. Elmers, K. Kroth, H. C. Kandpal, U. Stumm, und S. Cramm, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 072506 (2006). [3.3.2](#), [4.2.2](#), [5](#)
- [111] M. Kallmayer, A. Conca, M. Jourdan, H. Schneider, G. Jakob, B. Balke, A. Gloskovskii, und H. J. Elmers, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1539 (2007). [3.3.2](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#)

- [112] M. Jourdan, A. Conca, C. Herbort, M. Kallmayer, H. J. Elmers, und H. Adrian, *J. Appl. Phys.* **102**, 093710 (2007). [3.3.2](#), [4.2.2](#), [4.17](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [6.10](#), [6.4](#), [A.4](#)
- [113] M. Kallmayer, P. Klaer, H. Schneider, E. A. Jorge, C. Herbort, G. Jakob, M. Jourdan, und H. J. Elmers, *Phys. Rev. B* **80**, 020406 (2009). [3.3.2](#), [A.4](#)
- [114] M. Jourdan, E. A. Jorge, C. Herbort, M. Kallmayer, P. Klaer, und H.-J. Elmers, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 172504 (2009). [3.3.2](#), [4.18](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [4.3](#), [6.5](#), [6.5](#), [A.4](#)
- [115] P. Gütlich, *Chem. unserer Zeit* **4**, 133 (1970). [3.3.2](#)
- [116] D. B. Williams und C. B. Carter, *Transmission electron microscopy: A textbook for materials science* (Plenum Press, New York, NY) (1996). [3.3.2](#), [11](#)
- [117] A. Garulli, A. Armigliato, und M. Vanzi, *J. Microsc. Spectrosc. Electron.* **10**, 135 (1985). [3.3.2](#), [A.4](#)
- [118] T. Uemura, T. Yano, K. Matsuda, und M. Yamamoto, *Thin Solid Films* **515**, 8013 (2007). [4.1](#)
- [119] G. Jakob, F. Casper, V. Beaumont, S. Falk, N. Auth, H. J. Elmers, C. Felser, und H. Adrian, *J. Magn. Magn. Mater.* **290-291**, 1104 (2005). [4.1](#)
- [120] V. Ksenofontov, C. Herbort, M. Jourdan, und C. Felser, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 262501 (2008). [4.1](#), [4.2.2](#), [4.2.2](#), [4.21](#), [4.2.2](#), [4.22](#), [A.4](#)
- [121] M. Klasson, J. Hedman, A. Berndtsson, R. Nilsson, C. Nordling, und P. Melnik, *Phys. Scr.* **5**, 93 (1972). [5](#)
- [122] P. Scherrer, *Göttinger Nachrichten* **2** (1918). [4.2.2](#)
- [123] E. Sasioglu, L. M. Sandratskii, P. Bruno, und I. Galanakis, *Phys. Rev. B* **72**, 184415 (2005). [4.2.2](#)

- [124] K. Inomata, N. Ikeda, N. Tezuka, R. Goto, S. Sugimoto, M. Wojcik, und E. Jedryka, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **9**, 014101 (2008). [4.3](#)
- [125] P. LeClair, H. J. M. Swagten, J. T. Kohlhepp, R. J. M. de van Veerdonk, und W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2933 (2000). [5.1](#)
- [126] P. Fulde, *Adv. Phys.* **22**, 667 (1973). [5.2](#), [5.2.3](#)
- [127] I. I. Oleinik, E. Y. Tsybal, und D. G. Pettifor, *Phys. Rev. B* **62**, 3952 (2000). [5.2.2](#)
- [128] M. Hehn, O. Lenoble, D. Lacour, C. Féry, M. Piécuch, C. Tiusan, und K. Ounadjela, *Phys. Rev. B* **61**, 11643 (2000). [5.2.2](#)
- [129] N. D. Telling, G. van der Laan, S. Ladak, und R. J. Hicken, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3803 (2004). [5.2.2](#)
- [130] J. Schmalhorst, M. Sacher, A. Thomas, H. Bruckl, G. Reiss, und K. Starke, *J. Appl. Phys.* **97**, 123711 (2005). [5.2.2](#)
- [131] L. Fei-Fei, J. Li-Xian, S. Rehana, Z. Xie-Qun, F. Yu-Qing, und H. Xiu-Feng, *Chin. Phys. Lett.* **22**, 2043 (2005). [5.2.2](#)
- [132] Y. Sakuraba, M. Hattori, M. Oogane, H. Kubota, Y. Ando, A. Sakuma, N. D. Telling, P. Keatley, G. v. d. Laan, E. Arenholz, R. J. Hicken, und T. Miyazaki, *J. Magn. Soc. Jpn.* **31**, 338 (2007). [5.2.2](#)
- [133] C. de Buttet, M. Hehn, F. Montaigne, C. Tiusan, G. Malinowski, A. Schuhl, E. Snoeck, und S. Zoll, *Phys. Rev. B* **73**, 104439 (2006). [5.2.2](#), [4](#)
- [134] C. Tiusan, T. Dimopoulos, K. Ounadjela, M. Hehn, H. A. M. van den Berg, V. da Costa, und Y. Henry, *Phys. Rev. B* **61**, 580 (2000). [5.2.3](#)
- [135] N. C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997). [5.10](#), [5.2.3](#)
- [136] T. C. Schulthess und W. H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998). [5.10](#), [5.2.3](#)

- [137] W. H. Meiklejohn und C. P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956). [5.2.3](#)
- [138] J. Nogués und I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999). [5.2.3](#), [5.2.3](#), [5.1](#)
- [139] M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001). [5.2.3](#)
- [140] M. D. Stiles und R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **60**, 12950 (1999). [5.2.3](#)
- [141] M. Gruyters und D. Riegel, *J. Appl. Phys.* **88**, 6610 (2000). [5.2.3](#)
- [142] M. Gruyters und D. Riegel, *Phys. Rev. B* **63**, 052401 (2000). [5.2.3](#)
- [143] F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, und H. Zabel, *Physica B* **335**, 63 (2003). [5.2.3](#)
- [144] D. J. Monsma und S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 720 (2000). [5.2.3](#), [7](#)
- [145] A. Conca, *Deposition CCFA-basierter Tunnelkontakte: Gesprächsnotiz* (2007). [5.2.3](#)
- [146] R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCartney, D. J. Smith, S. Gider, B. U. Runge, und S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **85** (1999). [5.2.3](#)
- [147] E. Strasser, *Simulation von Topographieprozessen in der Halbleiterfertigung*, Dissertationen der Technischen Universität Wien (Österreichischer Kunst und Kulturverlag, Wien) (1995). [5.3.1](#), [5.15](#), [A.3](#)
- [148] A. Thomas, V. Drewello, M. Schäfers, A. Weddemann, G. Reiss, G. Eilers, M. Münzenberg, K. Thiel, und M. Seibt, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 152508 (2008). [5.3.2](#)
- [149] M. Schäfers, V. Drewello, G. Reiss, A. Thomas, K. Thiel, G. Eilers, M. Münzenberg, H. Schuhmann, und M. Seibt, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 232119 (2009). [5.3.2](#)
- [150] R. N. Hall, J. H. Racette, und H. Ehrenreich, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 456 (1960). [6](#)

- [151] A. G. Chynoweth, G. H. Wannier, R. A. Logan, und D. E. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 57 (1960). [6](#)
- [152] Y. Xu, D. Ephron, und M. R. Beasley, *Phys. Rev. B* **52**, 2843 (1995). [6.1](#), [6.1](#), [6.5](#)
- [153] R. Stratton, *J. Phys. Chem. Solids* **23**, 1177 (1962). [6.1](#), [6.5](#)
- [154] J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **35**, 2655 (1964). [6.1](#)
- [155] C. M. Choi und S. R. Lee, *Phys. Status Solidi A* **201**, 1704 (2004). [6.2](#)
- [156] J. S. Bae, K. H. Shin, und H. M. Lee, *J. Appl. Phys.* **91** (2002). [1](#)
- [157] J. Du, W. T. Sheng, L. Sun, B. You, M. Lu, A. Hu, Q. Y. Xu, Y. G. Wang, Z. Zhang, und J. Q. Xiao, *Phys. Status Solidi A* **199**, 289 (2003). [1](#)
- [158] A. H. Davis und J. M. MacLaren, *J. Appl. Phys.* **87** (2000). [6.4](#), [6.4](#)
- [159] S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley, und S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3744 (1997). [6.4](#)
- [160] L. Sheng, D. Y. Xing, und D. N. Sheng, *Phys. Rev. B* **70**, 094416 (2004). [6.4](#)
- [161] J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 238 (1963). [6.6](#)
- [162] Q. Y. Xu, Y. G. Wang, Z. Zhang, B. You, J. Du, und A. Hu, *J. Magn. Magn. Mater.* **263**, 83 (2003). [6.4](#)
- [163] J. A. Appelbaum, *Phys. Rev.* **154**, 633 (1967). [6.4](#)
- [164] P. LeClair, H. J. M. Swagten, J. T. Kohlhepp, und W. J. M. de Jonge, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3783 (2000). [6.4](#)
- [165] P. LeClair, J. T. Kohlhepp, C. H. de van Vin, H. Wieldraaijer, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge, A. H. Davis, J. M. MacLaren, J. S. Moo-dera, und R. Jansen, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 107201 (2002). [6.4](#), [6.4](#)

- [166] Y. Sakuraba, M. Hattori, M. Oogane, Y. Ando, H. Kato, A. Sakuma, T. Miyazaki, und H. Kubota, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 192508 (2006). [6.4](#), [6.5](#)
- [167] H. C. Kandpal, G. H. Fecher, und C. Felser, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1507 (2007). [6.4](#)
- [168] D. Ebke, J. Schmalhorst, N. N. Liu, A. Thomas, G. Reiss, und A. Hutten, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 162506 (2006). [6.5](#)
- [169] T. Ishikawa, T. Marukame, H. Kijima, K. i. Matsuda, T. Uemura, M. Arita, und M. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 192505 (2006). [6.5](#)
- [170] B. Oliver, Q. He, X. Tang, und J. Nowak, *J. Appl. Phys.* **94**, 1783 (2003). [6.5](#)
- [171] C. H. Shang, J. Nowak, R. Jansen, und J. S. Moodera, *Phys. Rev. B* **58**, R2917 (1998). [6.5](#), [6.5](#), [6.5](#), [6.5](#)
- [172] J. Mathon und S. B. Ahmad, *Phys. Rev. B* **37**, 660 (1988). [6.5](#), [6.5](#)
- [173] R. Meservey, D. Paraskevopoulos, und P. M. Tedrow, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 858 (1976). [6.5](#)
- [174] A. H. MacDonald, T. Jungwirth, und M. Kasner, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 705 (1998). [6.5](#)
- [175] J. Wingbermuehle, S. Stein, und H. Kohlstedt, *J. Appl. Phys.* **92**, 7261 (2002). [6.5](#), [6.5](#)
- [176] P. Wisniewski, T. Stobiecki, M. Czapkiewicz, J. Wrona, M. Rams, C. G. Kim, C. O. Kim, Y. K. Hu, M. Tsunoda, und M. Takahashi, *Phys. Status Solidi A* **201**, 1648 (2004). [6.5](#), [6.3](#)
- [177] T. Hagler, R. Kinder, und G. Bayreuther, *J. Appl. Phys.* **89**, 7570 (2001). [6.3](#)
- [178] L. Yuan, S. H. Liou, und D. Wang, *Phys. Rev. B* **73**, 134403 (2006). [6.5](#)

- [179] D. Mauri, D. Scholl, H. C. Siegmann, und E. Kay, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 758 (1988). [6.5](#)
- [180] D. T. Pierce, R. J. Celotta, J. Unguris, und H. C. Siegmann, *Phys. Rev. B* **26**, 2566 (1982). [6.5](#)
- [181] T. Ishikawa, N. Itabashi, T. Taira, K.-i. Matsuda, T. Uemura, und M. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 092503 (2009). [6.5](#)
- [182] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989). [6.6](#)
- [183] A. M. Bratkovsky, *Phys. Rev. B* **56**, 2344 (1997). [6.6](#)
- [184] NEC Electronics Corporation, www.necel.com. [7](#)
- [185] C. Technology, www.crocus-technology.com. [7](#)
- [186] S. Matsunaga, K. Hiyama, A. Matsumoto, S. Ikeda, H. Hasegawa, K. Miura, J. Hayakawa, T. Endoh, H. Ohno, und T. Hanyu, *Appl. Phys. Express* **2**, 023004 (2009). [7](#)
- [187] micro resist technology GmbH, www.microresist.de. [A.3](#), [A.3](#), [A.3](#), [A.3](#)
- [188] MicroChem Crop., www.microchem.com. [A.3](#)
- [189] T. C. Isabell, P. E. Fischione, C. O'Keefe, M. U. Guruz, und V. P. Dravid, *Microsc. Microanal.* **5**, 126 (1999). [A.4](#)
- [190] H. Schneider, C. Herbort, G. Jakob, H. Adrian, S. Wurmehl, und C. Felser, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1548 (2007). [A.4](#)
- [191] M. Foerster, M. Jourdan, A. Zakharov, C. Herbort, und H. Adrian, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 346 (2007). [A.4](#)
- [192] M. Gacic, G. Jakob, C. Herbort, H. Adrian, T. Tietze, S. Bruck, und E. Goering, *Phys. Rev. B* **75**, 205206 (2007). [A.4](#)
- [193] O. Gaier, J. Hamrle, S. Trudel, A. C. Parra, B. Hillebrands, E. Arbelo, C. Herbort, und M. Jourdan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 084004 (2009). [A.4](#)

Danksagung

Aufgrund von Datenschutzrichtlinien entfernt
Vielen Dank!

