

Tunneln durch einkristalline Galliumarsenid-Barrieren



DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Marcus Zenger
aus Oberndorf

November 2005

Promotionsgesuch eingereicht am: 28.11.2005

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss

Datum des Promotionskolloquiums: 10.03.2006

Prüfungsausschuss: Vorsitzender: Prof. Dr. John Schliemann

Erstgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss

Zweitgutachter: Prof. Dr. Werner Wegscheider

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Alfons Penzkofer

HAGAR the Horrible

WHAT IS THE KEY
TO HAPPINESS?

319/450

SPIN
ELECTRONICS...

By Dik Browne

IS THERE SOMEONE ELSE
UP THERE I COULD
TALK TO?

2-7 PHARAOH

Dik Browne

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Spinpolarisiertes Tunneln	7
1.1 Tunneln im freien Elektronenmodell	7
1.2 Spinpolarisiertes Tunneln in einen Supraleiter	10
1.2.1 Erste Experimente von Giaever	10
1.2.2 Meservey-Tedrow-Methode	12
1.3 Magnetische Tunnelkontakte	16
1.3.1 Erste Experimente	17
1.3.2 Das Jullière-Modell und seine Erweiterungen	17
1.3.3 TMR in Abhängigkeit von der Spannung	19
1.3.4 TMR in Abhängigkeit von der Temperatur	20
1.3.5 Grenzflächensensitivität des TMR	22
1.3.6 Epitaktische Tunnelkontakte	23
2 Probenpräparation und Messtechnik	29
2.1 Probenpräparation	29
2.2 Messtechnik	34
3 Messergebnisse und Diskussion	37
3.1 Vorarbeiten	38
3.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik	38
3.1.2 Magnetowiderstandseffekt	40
3.2 Fe/GaAs/Fe-Kontakte - erste Messungen	41
3.2.1 Grenzflächenrauigkeit	41
3.2.2 Kristallorientierung	46
3.2.3 Andere ferromagnetische Kontaktmaterialien	48
3.2.4 Hochtemperaturschritte	50

3.2.5	Winkelabhängigkeit des TMR	57
3.3	Magnetische Tunnelemente mit Argon-Ionen-Vorbehandlung	60
3.3.1	Optimierung des Vorsputterns	60
3.3.2	Co-Pinning-Schicht	63
3.3.3	Temperaturabhängigkeit des TMR	65
3.3.4	Spannungsabhängigkeit des TMR	66
3.3.5	Einfügen von Schichten an der Grenzfläche	69
3.4	Hochfeld-Magnetowiderstand	71
3.4.1	Nichtmagnetische Kontakte	71
3.4.2	Magnetische Kontakte	74
3.4.3	Diskussion	80
3.5	Tunnelkontakte mit supraleitender Gegenelektrode	89
3.5.1	Inverser Proximity-Effekt	90
3.5.2	Messungen in Tunnelgeometrie	93
Zusammenfassung		97
A Prozessierung der Tunnelkontakte		101
B Verwendete Materialien		109
Literaturverzeichnis		111

Abbildungsverzeichnis

1	Elektronenspin und damit verknüpftes magnetisches Moment	1
2	Schematischer Aufbau eines MRAM-Chips	3
1.1	Wellenfunktion Ψ eines Elektrons in einer Metall-Isolator-Metall-Struktur	8
1.2	Fowler-Nordheim-Tunneln schematisch	10
1.3	Tunneln Supraleiter/Isolator/Normalleiter	11
1.4	Tunneln Supraleiter/Isolator/Normalleiter im äußeren Magnetfeld	13
1.5	Zustandsdichten von Fe, Co, Ni und Cu	15
2.1	Halbleiterheterostruktur zur Präparation der Tunnelkontakte	30
2.2	Prozessierung der Tunnelkontakte	31
2.3	Lichtmikroskopaufnahme eines fertig prozessierten Tunnelelements	32
2.4	Aufbau zur Messung des differentiellen Widerstands	35
3.1	Tunnelkennlinien für unterschiedliche Barrierendicken – Exponentielle Dickenabhängigkeit	39
3.2	Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms	40
3.3	Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 4 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe bei 4,2 K	42
3.4	AFM-Aufnahme des alten 8 nm-Materials	43
3.5	Orange-Peel-Kopplung zweier magnetischer Schichten über eine raue Zwischenschicht	44
3.6	Tunnelkennlinie für 4 nm Fe/10 nm GaAs(110)/20 nm Fe bei 4,2 K	46
3.7	Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 4 nm Fe/10 nm GaAs(110)/20 nm Fe bei 4,2 K	47
3.8	Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 25 nm Fe/8 nm GaAs/ 25 nm NiFe bei 4,2 K	49

3.9	Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 4 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe bei 4,2 K unter Vermeidung von Hochtemperaturschritten	51
3.10	Einfluss von Temper-Schritten auf den Tunnelmagnetowiderstand	52
3.11	TEM-Querpräparat einer bei 200°C für 2 h getemperten Fe-Schicht	55
3.12	TEM-Querpräparat einer bei 80°C für 4 h getemperten Fe-Schicht	56
3.13	Abhängigkeit des Widerstands eines magnetischen Tunnelkontakte vom relativen Winkel zwischen den Magnetisierungen	58
3.14	Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 4 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe mit Ar ⁺ -Ionen-Vorbehandlung	62
3.15	Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 20 nm Co/10 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe mit Ar ⁺ -Ionen-Vorbehandlung	64
3.16	TMR und Spinpolarisation in Abhängigkeit von der Temperatur	65
3.17	Tunnelwiderstand in (anti-)paralleler Magnetisierungsausrichtung und TMR in Abhängigkeit von der Spannung	68
3.18	Hochfeld-Magnetowiderstand für Au/GaAs/Au- und Cu/GaAs/Cu-Tunnelkontakte – Dicken-, Temperatur- und Spannungsabhängigkeit	72
3.19	Hochfeld-Magnetowiderstand für einen Cr/GaAs/Cr-Tunnelkontakt bei parallel und senkrecht zur Barriere angelegtem Magnetfeld	73
3.20	Hochfeld-Magnetowiderstand für Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit unterschiedlich dicker GaAs-Barriere	74
3.21	Hochfeld-Magnetowiderstand für einen Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakt bei unterschiedlichen Temperaturen und Spannungen	76
3.22	Hochfeld-Magnetowiderstand für einen Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakt bei unterschiedlichen Temperaturen und Spannungen und senkrecht zur Barriere angelegtem Magnetfeld	77
3.23	Hochfeld-Magnetowiderstand für den Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakt mit Argon-Ionen-Vorbehandlung	79
3.24	Hochfeld-Magnetowiderstand für die getemperten Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte	79
3.25	Linearer negativer Hochfeld-Magnetowiderstand für magnetische Tunnelkontakte	82
3.26	Steigung des linearen negativen Hochfeld-Magnetowiderstands und Temperaturabhängigkeit der Besetzung des Grundzustands φ einer Fe ³⁺ -Verunreinigung in GaAs	84

3.27 Einfluss eines Magnetfelds auf die spinpolarisierten Bänder eines Ferromagneten	87
3.28 Supraleitung eines $\text{Al}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ -Streifens – Kritisches Magnetfeld .	91
3.29 Supraleitung eines $\text{Al}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ -Streifens – Kritische Stromdichte .	91
3.30 Widerstand einer 130 nm dicken Al-Schicht bei zwei verschiedenen Stromstärken in Abhängigkeit vom Magnetfeld	94
3.31 Widerstand eines 130 nm Al/5,5 nm GaAs/20 nm Fe-Tunnelkontakte in Abhängigkeit von der Bias-Spannung	94

Tabellenverzeichnis

1.1	Tunnel-Spinpolarisation von ferromagnetischen Metallen und deren Legierungen	14
3.1	Widerstands- und TMR-Werte mit Argon-Ionen vorbehandelter Proben	60

Liste der verwendeten Abkürzungen und Symbole

Symbole

A	$\sqrt{8m}/\hbar$
$A_{\uparrow,\downarrow}$	$= T_{\uparrow,\downarrow} / \exp(-2\kappa d)$
α	materialabhängige Konstante im Blochschen $T^{3/2}$ -Gesetz
B	Magnetfeld
β	$= e^2 d^3 \kappa / (6m\phi)$
χ	Hochfeld-Suszeptibilität
d	Dicke der Tunnelbarriere
D	Zustandsdichte
$D(E_F)$	Zustandsdichte bei der Fermi-Energie
$D_{i,j}, i = l, r, j = \uparrow, \downarrow$	spinaufgespaltene Zustandsdichte für die linke (rechte) Elektrode
D_n	Zustandsdichte im normalleitenden Zustand
D_s	Zustandsdichte im supraleitenden Zustand
Δ	Energielücke im supraleitenden Zustand
$\Delta_j E_F$	Verschiebung der Zustandsdichten in den Spinbändern eines Ferromagneten
e	Elementarladung
E	Energie
E_G	Bandlücke von GaAs
E_F	Fermi-Energie
$f(E)$	Fermi-Dirac-Verteilung
ϕ	Höhe der Tunnelbarriere
$\overline{\phi}$	mittlere Höhe der Tunnelbarriere
g	Elektron-g-Faktor

g^*	Elektron-g-Faktor in GaAs
G	Leitfähigkeit
G_{el}	Leitfähigkeit des elastischen spinerhaltenden Kanals
G_{SI}	Leitfähigkeit des inelastischen Kanals
$G_{ap,p}$	Leitfähigkeit bei antiparalleler (paralleler) Magnetisierungsausrichtung
$G_{\uparrow\uparrow,\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}$	Leitfähigkeit in den jeweiligen Spinkanälen
h	$= \hbar \cdot 2\pi$ auch: Amplitude der Rauigkeit
\hbar	Planksches Wirkungsquantum
H_M	magnetostatisches Kopplungsfeld
H_N	Orange-Peel-Kopplungsfeld
I	Strom
$I(B)$	Tunnelstrom in Abhängigkeit vom Magnetfeld
I_0	Tunnelstrom bei Magnetfeld 0
I_{th}	thermischer Anteil des Tunnelstroms
j	Stromdichte
$k_{ }$	Komponente des Wellenvektors parallel zur Tunnelbarriere
$k_{\uparrow,\downarrow}$	Wellenvektor für Majoritäts- bzw. Minoritätselektronen bei der Fermi-Energie
k_B	Boltzmann-Konstante
$K(E)$	Ableitung der Fermi-Dirac-Verteilung nach der Energie E
κ	Dämpfungskonstante
$\kappa_{\uparrow,\downarrow}$	Dämpfungskonstante für Majoritäts- bzw. Minoritäts-elektronen
λ	Wellenlänge der Rauigkeit
λ_F	Fermi-Wellenlänge
m	Elektronenmasse
m_0	Masse eines freien Elektrons
m_{eff}	effektive Masse eines Bandelektrons
M	Tunnelmatrixelement
M_S	Magnetisierung der freien ferromagnetischen Schicht
$M_{\uparrow,\downarrow}$	Tunnelmatrixelement für Majoritäts- bzw. Minoritäts-elektronen
μ	magnetisches Moment des Elektrons

μ_B	Bohrsches Magneton
P	Spinpolarisation
P_0	Spinpolarisation bei 0 K
$P_{eff,SL}$	effektive Spinpolarisation nach dem Slonczewski-Modell
$P_{eff,BR}$	effektive Spinpolarisation nach dem Bratkovsky-Modell
$P_{l,r}$	Spinpolarisation der linken (rechten) Elektrode
P_T	Spinpolarisation des Tunnelstroms
Ψ	Elektronen-Wellenfunktion
\wp	Besetzungswahrscheinlichkeit des Grundzustands eines Fe ³⁺ -Ions in GaAs
R	Tunnelwiderstand
$R_{ap,p}$	Tunnelwiderstand bei antiparalleler (paralleler) Magnetisierungsausrichtung
R_\perp	Widerstand in senkrechter Magnetisierungskonfiguration
R_V	Vorwiderstand
S_z	z-Komponente des Spins
σ_i	Peakhöhen in der Leitfähigkeitsmessung nach Tedrow und Meservey
t_F	Dicke der freien ferromagnetischen Schicht
t_S	Dicke der Tunnelbarriere
T	Temperatur
T_C	Curietemperatur
$T_{\uparrow,\downarrow}$	Transmissionswahrscheinlichkeit für Majoritäts- bzw. Minoritätselektronen
θ	Winkel zwischen den Magnetisierungen der beiden Elektroden
U	Spannung
$V_{1/2}$	Spannungswert, bei dem der TMR auf die Hälfte seines Wertes bei 0 V gefallen ist
ξ_0	Kohärenzlänge im Supraleiter
Z	Kernladungszahl
ζ	Anpassparameter bei der Temperaturabhängigkeit des TMR

Abkürzungen

AFM	Rasterkraftmikroskop (engl.: atomic force microscope)
AMR	anisotroper Magnetowiderstand
BCS	Bardeen-Cooper-Schrieffer
DOS	Zustandsdichte (engl.: density of states)
EBASE	epoxy bond and stop etch-technique
FNT	Fowler-Nordheim-Tunneln
GMR	Riesenmagnetowiderstand (engl.: giant magnetoresistance)
HMR	Hochfeld-Magnetowiderstand (engl.: high-field magnetoresistance)
MIM	Metall-Isolator-Metall
ML	Monolage
MRAM	Magnetische Datenspeicher (engl.: magnetic random access memories)
OC	Optokoppler
PMMA	Polymethylmetacrylat
Py	Permalloy
RMS	quadratischer Mittelwert (engl.: root mean square)
SQUID	Superconducting quantum interference device
TAMR	anisotroper Tunnelmagnetowiderstand (engl.: tunneling anisotropic magnetoresistance)
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
TMR	Tunnelmagnetowiderstand (engl.: tunneling magnetoresistance)
VTI	engl.: variable temperature insert
ZBA	Nullpunktsanomalie (engl.: zero bias anomaly)

Einleitung

Die in dieser Dissertation vorgestellten Experimente sind in das rapide wachsende Forschungsgebiet der Spinelektronik (auch Spintronik oder Magnetoelektronik) eingebettet. Während bisherige elektronische Bauteile nur auf der elektrischen Ladung des Elektrons beruhen, verwenden neuere auch den Spin des Elektrons.

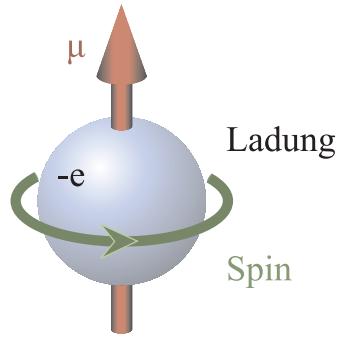


Abbildung 1: Elektronen besitzen neben der elektrischen Ladung $-e$ ein mit ihrem Spin verknüpftes magnetisches Moment μ . Nach [1].

Zusätzlich zu einem elektrischen Feld, wie in herkömmlichen Bauteilen, kann hier mittels eines Magnetfelds der Stromtransport in den Strukturen beeinflusst werden. William Thomson fand bereits im Jahre 1857, dass der Widerstand eines magnetischen Materials vom Winkel zwischen der Magnetisierung und der Stromrichtung abhängt [2]. Dies ist der sogenannte anisotrope Magnetowiderstand (AMR) mit einer Effektgröße von etwa 3-4%. Mehr als 100 Jahre später, im Jahre 1988, war die eigentliche Geburtsstunde der Spinelektronik. Gleichzeitig fanden zwei Forschergruppen um Albert Fert [3] und um Peter Grünberg [4] eine deutlich größere Änderung des Widerstands in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld. Der sogenannte Riesenmagnetowiderstand (*giant magnetoresistance*, GMR) zeigt sich in ferromagnetischen Schichten, die durch eine dünne, nicht-magnetische Metallschicht getrennt sind. Dieser Effekt beruht auf einer vom Ma-

gnetisierungszustand der Probe abhängigen Streuung der Leitungselektronen und erreicht in Viellagenschichten Effekte von bis zu 100%. Der GMR-Effekt wurde bereits 10 Jahre nach seiner Entdeckung in Festplattenleseköpfen eingesetzt, was eindrucksvoll das Anwendungspotential spinabhängiger Effekte illustriert.

Der Tunnelmagnetowiderstand

Ersetzt man die metallische Zwischenschicht der GMR-Elemente durch eine isolierende Barriere, so gelangt man zum sogenannten Tunnelmagnetowiderstand (*tunneling magnetoresistance*, TMR). Auch der Widerstand eines Ferromagnet/Isolator/Ferromagnet-Kontakts hängt von der relativen Orientierung der Magnetisierung der beiden Kontakte ab. Bereits 1975 konnte Jullière diesen Effekt in Fe/Ge/Co-Tunnelkontakte nachweisen [5], aber erst 20 Jahre später war der Herstellungsprozess so weit fortgeschritten, dass man reproduzierbare Ergebnisse mit deutlich höheren TMR-Effekten auch bei Zimmertemperatur fand [6].

TMR-Sensoren haben ein ähnliches Anwendungsspektrum wie GMR-Sensoren, wobei die TMR-Elemente prinzipbedingt hochohmiger sind. Dieser höhere Widerstand führt dazu, dass bereits bei kleineren Strömen höhere Spannungen am TMR-Element abfallen und deshalb z.B. bei einem Ausleseprozess ein höheres Signal-Rausch-Verhältnis erzielt wird. Auch die Miniaturisierung von GMR-Elementen erweist sich aufgrund der niedrigen Widerstände als problematisch. Auch hier bieten die TMR-Elemente mit ihren höheren Widerständen einen Ausweg.

Ein sehr vielversprechender Anwendungsbereich von TMR-Elementen sind nicht-flüchtige magnetische Datenspeicher, die sogenannten MRAMs (*magnetic random access memories*). Abbildung 2 zeigt den schematischen Aufbau eines MRAM-Chips, der aus einer großen Anzahl magnetischer Tunnelemente besteht. Jedes Tunnelement dient als Speicherzelle für ein Bit, wobei die gespeicherte Information in der relativen Magnetisierungsausrichtung der ferromagnetischen Schichten steckt. Jedes Tunnelement kann mit Hilfe von Word- und Bit-Lines elektrisch ausgelesen werden. Ein magnetisches Streufeld, das durch den Strom durch eine der beiden Leiterbahnen erzeugt wird, kann die Magnetisierung der weichmagnetischen Schicht umdrehen, wenn zeitgleich ein Strom durch die dazu senkrechte Leiterbahn fließt. Die restlichen Tunnelkontakte spüren nur das Magnetfeld einer der beiden Leiterbahnen, so dass die vorhandene Magnetisierungsrichtung

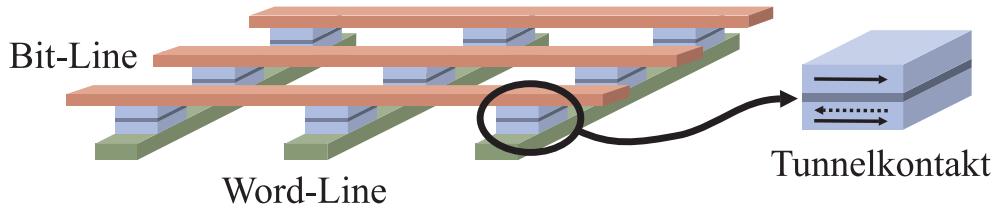


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines MRAM-Chips. An jedem Kreuzungspunkt zwischen Word- und Bit-Line befindet sich ein magnetischer Tunnelkontakt. Die beiden Leiterbahnen ermöglichen das Auslesen des Kontaktwiderstands. Außerdem können sie das zum Umschalten der Magnetisierung eines der beiden ferromagnetischen Schichten erforderliche Magnetfeld erzeugen.

und damit der Speicherzustand nicht geändert wird. Dadurch kann eine einzelne Speicherzelle in einer zweidimensionalen Matrix selektiv beschrieben werden. Ein wesentlicher Vorteil der MRAMs gegenüber herkömmlichen dynamischen Random Access Memories (DRAM) ist, dass keine Energie zur Aufrechterhaltung der Speicherinformation notwendig ist. Die Information ist zudem nicht-flüchtig gespeichert, so dass die Daten auch bei einem Abschalten der Stromversorgung erhalten bleiben.

Für industrielle Anwendungen wird fast ausschließlich isolierendes Aluminium-oxid (Al_2O_3) als Tunnelbarriere verwendet. Für diese wurde der Einfluss der kristallographischen Orientierung eines ferromagnetischen Kontakts auf den TMR-Effekt bereits gezeigt [7]. Bei Verwendung von kristallinen Barrieren kann zusätzlich der Einfluss der Bandstruktur der Barriere untersucht werden. Während die theoretische Behandlung der amorphen Al_2O_3 -Barrieren kaum möglich ist, gibt es zu epitaktischen, halbleitenden Barrieren zahlreiche theoretische Arbeiten.

Erst in den letzten Jahren stieg aufgrund verbesserter Prozesstechniken das Interesse an halbleitenden Barrieren wie ZnSe oder MgO stark an. In den meisten Fällen wird die isolierende Barriere auf einen bereits vorhandenen Metallkontakt aufgebracht, ein zweiter Kontakt vervollständigt schließlich das Tunnelement. Interessante Ergebnisse liefert hier vor allem MgO als Barrierenmaterial. Sowohl mit epitaktischen Fe-Kontakten als auch mit polykristallinen CoFe-Kontakten ergeben sich sehr hohe TMR-Effekte von knapp 200% bei Zimmertemperatur [8, 9]. Die epitaktischen Tunnelkontakte zeigen ferner die vorhergesagte Abhängigkeit des TMR von der Barrierendicke. Messungen von Tiusan et al. [10] belegen den Einfluss der elektronischen Struktur auf den spin-polarisierten Transport. Ferner

zeigt sich an sehr dünnen MgO-Barrieren eine antiferromagnetische Kopplung der beiden Fe-Kontakte aufgrund quantenmechanischen Tunnelns [11]. Die Methode des direkten Aufbringens der Barriere ist sehr vielversprechend. Da die Gitterfehlanpassung der Barriere und des vorhandenen Metallkontakte notwendigerweise sehr gering sein muss, ist die Wahl der möglichen Materialkombinationen aber sehr eingeschränkt.

Inhalt dieser Dissertation

Stephan Kreuzer ging in seiner Doktorarbeit [12] einen anderen Weg. Er vermeidet den Wachstumsschritt von Halbleiter auf Metall, indem zuerst eine dünne Halbleiterschicht aus Galliumarsenid (GaAs) präpariert wird, auf die anschließend Metallkontakte von beiden Seiten aufgebracht werden. Er konnte in seiner Arbeit durch TMR-Messungen nachweisen, dass spinpolarisierter Transport über die Fe/GaAs-Grenzfläche möglich ist. Der Transport wird dabei dominiert durch quantenmechanisches Tunneln. Die GaAs-Barriere könnte prinzipiell durch komplexere Schichtsysteme, wie z.B. eine resonante Tunneldiode, ersetzt werden.

Der Halbleiter GaAs ist dabei aufgrund vieler Aspekte interessant. GaAs wird in der Halbleiterindustrie im Rahmen des Materialsystems Aluminium-Gallium-Arsenid zur Herstellung von Halbleiter-Heterostrukturen verwendet. Neuartige Spintronik-Bauelemente auf GaAs-Basis könnten deshalb wohl sehr schnell implementiert werden. Ähnlich wie bei MgO-Barrieren [13–16] und ZnSe-Barrieren [17, 18] sind auch für GaAs-Barrieren sehr große TMR-Effekte vorhergesagt [18]. Für ein vollepitaktisches Fe/GaAs/Fe-System mit sauberen, glatten Grenzflächen erwartet man eine Spinpolarisation des Tunnelstroms von annähernd 100% [19] und damit extrem hohe TMR-Effekte. Tunnelexperimente ermöglichen es außerdem, die Spinpolarisation des Tunnelstroms rein elektrisch zu vermessen. Interessant ist hier ein Vergleich mit der aus Spin-LED-Messungen ermittelten Spinpolarisation [20, 21].

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die Grundlagen des Tunneltransports in Metall-Isolator-Metall-Kontakten erläutert. Aufbauend auf wichtigen Experimenten zum spinpolarisierten Tunneln werden die wichtigsten Konzepte zum Verständnis magnetischer Tunnelkontakte präsentiert. Besonderes Augenmerk wird dabei auf den Einfluss von Grenzfläche, Temperatur und angeleg-

ter elektrischer Spannung auf den Tunnelmagnetowiderstands-Effekt gelegt. Im kurz gehaltenen zweiten Kapitel wird die Probenpräparation und die verwendete Messtechnik beschrieben. Der erste Abschnitt in Kapitel 3 fasst kurz die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit von Stephan Kreuzer zusammen. Anschließend werden erste Messungen an magnetischen Tunnelkontakteen vorgestellt, die auf die Grenzflächensensitivität des TMR hindeuten. Es zeigt sich im speziellen der entscheidende Einfluss von Hochtemperaturschritten während der Prozessierung. Ein Unterabschnitt ist der Abhängigkeit des Tunnelwiderstands vom relativen Winkel zwischen den Magnetisierungen der ferromagnetischen Kontakte gewidmet. Ein Vorsputtern der Oberfläche der GaAs-Barriere mit Argon-Ionen bei geeigneten Parametern führt zu höheren TMR-Werten. An so prozessierten Proben wird die Spannungs- und die Temperaturabhängigkeit des TMR gemessen und diskutiert. Das Einfügen von ultradünnen Schichten zwischen Ferromagnet und GaAs-Barriere verändert das Verhalten der Tunnelelemente völlig und zeigt ebenfalls, wie empfindlich der Tunnelprozess von der Grenzfläche abhängt. Bereits Stephan Kreuzer fand in seiner Arbeit neben dem eigentlichen TMR-Effekt einen negativen Magnetowiderstand bei hohen Magnetfeldern. Dieser Hochfeldmagnetowiderstand (*high-field magnetoresistance*, HMR) zeigt sich auch in dieser Arbeit und wird mit verschiedenen Modellen in einem eigenen Abschnitt erläutert. Der letzte Abschnitt ist schließlich Messungen an Tunnelkontakteen mit einer supraleitenden Elektrode gewidmet, mit denen es prinzipiell möglich ist, die Spinpolarisation des Tunnelstroms einer zweiten ferromagnetischen Elektrode direkt zu vermessen.

Kapitel 1

Spinpolarisiertes Tunneln

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die verschiedenen Aspekte des Tunneltransports in Metall-Isolator-Metall-Strukturen (MIM-Strukturen). Quantenmechanisches Tunneln ist eines der ältesten Quantenphänomene und wird trotzdem in vielen Forschungsgebieten auch heute noch intensivst erforscht. Ein Zitat von Richard Feynman umschreibt das Tunneln passend:

„It is possible in quantum mechanics to sneak quickly across a region which is illegal energetically“ [22].

Spinpolarisiertes Tunneln zwischen zwei ferromagnetischen Schichten wurde als erstes von Jullière im Jahre 1975 beobachtet [5]. Erst 20 Jahre später fanden Moodera et al. mit Hilfe verbesserter Prozess-Techniken auch bei Zimmertemperatur einen großen Tunnelmagnetowiderstands-Effekt von 11,8% [6]. Seit dieser Entdeckung ist die Forschung auf dem Gebiet des TMR wegen möglicher industrieller Anwendungen sprunghaft angestiegen. Auch heute noch beschäftigen sich viele wissenschaftliche Arbeiten, sowohl theoretischer als auch experimenteller Art, mit den Eigenschaften magnetischer Tunnelkontakte und der grundlegenden Physik dahinter.

1.1 Tunneln im freien Elektronenmodell

Sehr detaillierte Ausführungen zum Tunneln von Elektronen findet man in [1, 12, 23–25]. Der Tunneleffekt ist ein Quantenphänomen und eine unmittelbare Konsequenz der Wellennatur sehr kleiner Teilchen. Ein Elektron kann deshalb

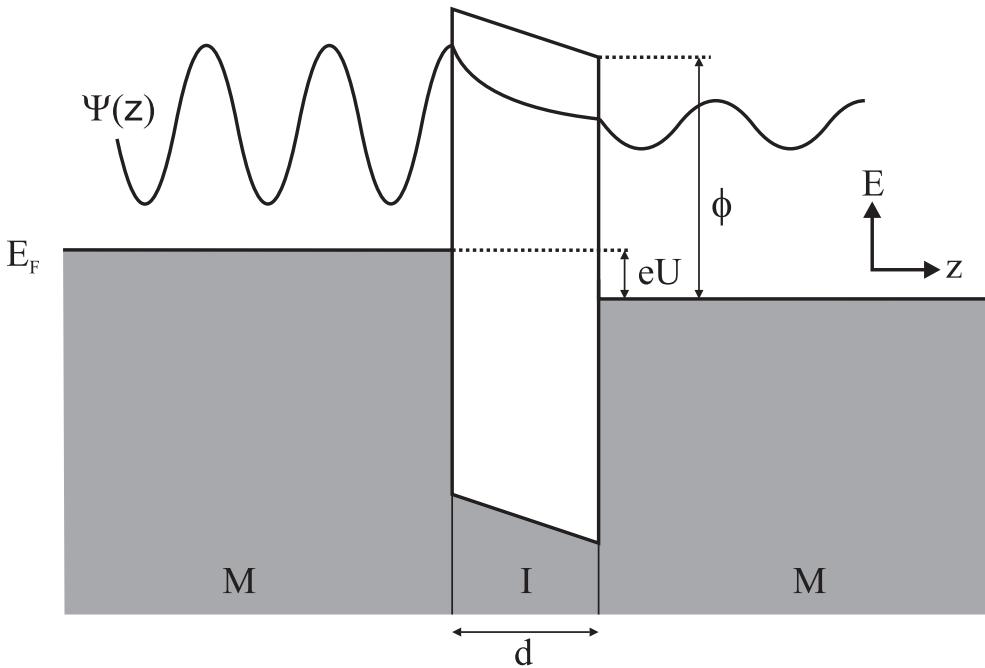


Abbildung 1.1: Elektronen-Wellenfunktion in einer Metall-Isolator-Metall-Struktur mit einer Barriehöhe ϕ , einer Barriereförderbreite d und einer angelegten Spannung U . Die Wellenfunktion klingt in der Barriere exponentiell ab.

von einem Metallkontakt durch eine klassisch unüberwindbare Barriere in einen zweiten Metallkontakt gelangen (siehe Abbildung 1.1).

Der größte Teil der auf die Barriere treffenden Intensität wird an dieser reflektiert, ein kleiner Teil transmittiert. Die Amplitude der Wellenfunktion klingt exponentiell in die Barriere ab. Bei genügend dünnen Barrieren (typischerweise einige nm) haben die Elektronen deshalb eine gewisse Wahrscheinlichkeit, auf die andere Seite der Potentialbarriere zu gelangen.

Der Tunnelstrom von einer Elektrode zur anderen ist gegeben durch das Produkt der Zustandsdichten $D_{l,r}(E)$ (*density of states*, DOS), multipliziert mit dem Quadrat des Tunnelmatrixelements M , welches die Tunnelwahrscheinlichkeit beschreibt. Mit l wird die linke Elektrode bezeichnet, mit r die rechte. Im Folgenden soll eine positive Spannung U die Elektronen-Energie in der rechten Elektrode gegenüber denen in der linken um den Betrag eU absenken. Zusätzlich muss mit den Wahrscheinlichkeiten multipliziert werden, mit der die Zustände in der linken Elektrode besetzt sind, $f(E)$, und mit der die entsprechenden Zustände in der rechten Elektrode frei sind, $1 - f(E - eU)$. $f(E)$ ist dabei die Fermi-Dirac-

Funktion. Der Gesamt-Tunnelstrom berechnet sich nach [26] zu

$$I(U) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} D_l(E - eU) D_r(E) |M|^2 [f(E - eU) - f(E)] dE . \quad (1.1)$$

Simmons benutzte die Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung (siehe [24]), um die Matrixelemente M zu bestimmen [27]. Hierfür führte er eine mittlere Barriehöhe $\bar{\phi}$ über dem Fermi-Niveau der linken Elektrode ein. Unter der Annahme eines freien Elektronenmodells und der Näherung der Fermi-Dirac-Funktion als Stufenfunktion ($T = 0$), erhält Simmons für die Stromdichte

$$j = \frac{e}{4\pi^2 \hbar d^2} \left\{ \bar{\phi} \exp(-A\bar{\phi}^{\frac{1}{2}}d) - (\bar{\phi} - eU) \exp(-A(\bar{\phi} - eU)^{\frac{1}{2}}d) \right\} , \quad (1.2)$$

mit $A = \sqrt{8m}/\hbar$ und m der Elektronenmasse. Folgende Näherungen erweisen sich als nützlich:

- Für sehr kleine Spannungen U , d.h. $eU \ll \bar{\phi}$, ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des Tunnelstroms von der angelegten Bias-Spannung. Außerdem hängt der Tunnelstrom exponentiell von der Barrierendicke und von der Wurzel der mittleren Barriehöhe ab.
- Bei mittleren Spannungen kommt es zu einer parabolischen Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der angelegten Spannung [1]:

$$G(U) = dI/dU = G(0) + G(0) \left(\frac{e^2 m d^2}{4 \hbar^2 \bar{\phi}} \right) U^2 , \quad (1.3)$$

Die Messung von $G(U)$ liefert Informationen über die Höhe ϕ und Breite d einer Tunnelbarriere und wird oft zu deren Charakterisierung herangezogen. Das Modell von Simmons gilt nur für zwei gleiche Metallelektroden. Für unterschiedliche Kontakte gilt die Näherung von Brinkman et al. [28].

- Für sehr große Spannungen $U > \phi/e$ nimmt nicht nur die effektive Barriehöhe ab, sondern auch die Barrierenbreite. Man spricht in diesem Fall von Fowler-Nordheim-Tunneln (FNT). Die Abbildung 1.2 zeigt ein schematisches Bild für FNT.

Der große Nachteil der Modelle von Simmons [27] und Brinkman [28] ist, dass sie den Einfluss der elektronischen Struktur der Kontakte völlig vernachlässigen. Die folgenden Abschnitte werden zeigen, dass dies oft eine zu starke Vereinfachung ist.

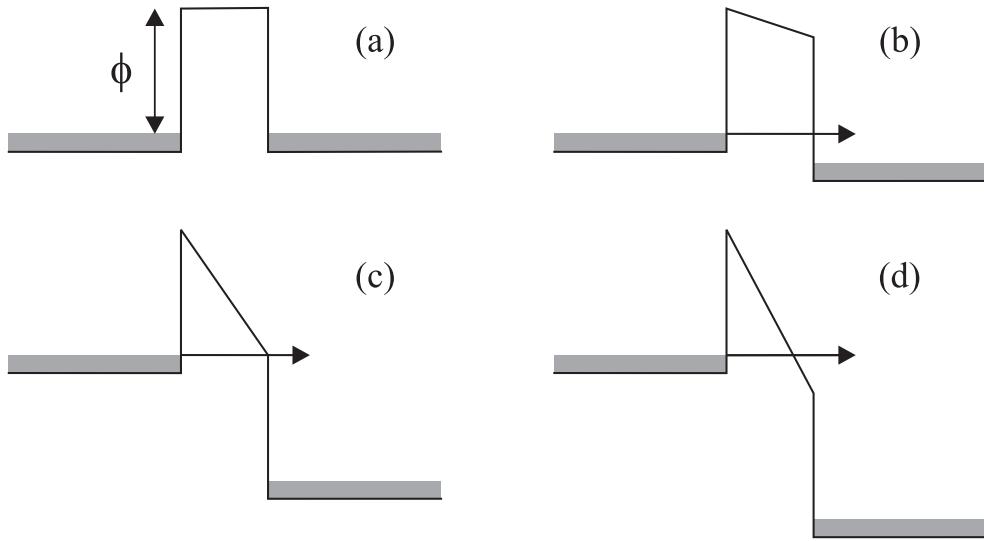


Abbildung 1.2: *Anschauliches Bild für Fowler-Nordheim-Tunneln (FNT): (a) Tunnelkontakt ohne angelegte Spannung, (b) Spannung $U < \phi/e$ am Kontakt, (c) Beginn des FNT bei $U = \phi/e$, (d) FNT mit $U > \phi/e$. Nach [12].*

1.2 Spinpolarisiertes Tunneln in einen Supraleiter

1.2.1 Erste Experimente von Giaever

Im Jahre 1960 führte Giaever [29] Tunnelexperimente mit supraleitenden Blei(Pb)-Kontakten durch. Dabei fand er, dass der Tunnelstrom eines Al/Al₂O₃/Pb-Tunnelelements linear mit der Spannung steigt, wenn der Pb-Kontakt normalleitend ist, während er für supraleitendes Pb bei kleinen Spannungen sehr stark reduziert ist. Dies war der erste experimentelle Beweis, dass die elektronische Struktur der Kontakte eines Tunnelelements einen entscheidenden Einfluss auf den Tunnelstrom hat.

Im supraleitenden Zustand tritt eine Energiefülle von 2Δ auf, in deren Mitte sich die Fermi-Energie E_F befindet. Bei $T = 0$ kann erst dann ein Strom fließen, wenn die angelegte Spannung U größer wird als Δ/e . Bei einer endlichen Temperatur sind einige Elektronen im Supraleiter über die Energiefülle angeregt, so dass auch bei niedrigen Spannungen ein kleiner Strom fließen kann. Die Leitfähigkeitsmessungen von Giaever spiegelten annähernd die BCS (Bardeen-

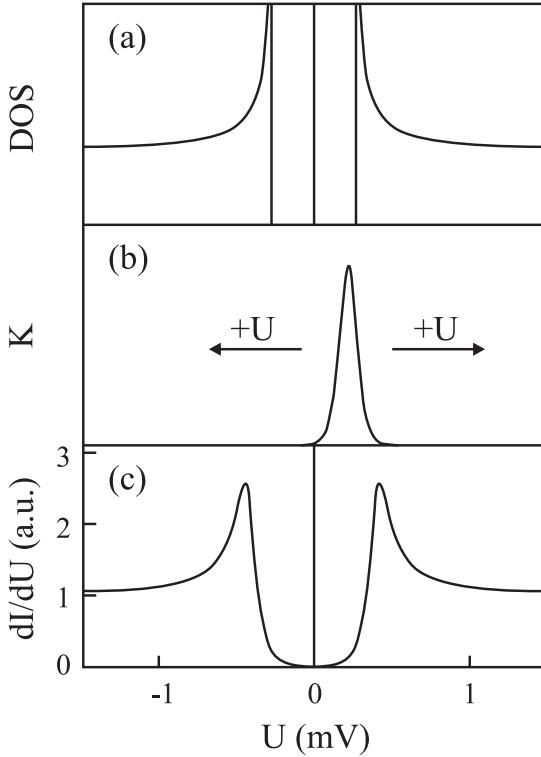


Abbildung 1.3: Tunneln von einem Supraleiter in einen Nicht-Ferromagneten ohne externes Magnetfeld: (a) BCS-Zustandsdichte im Supraleiter, (b) $K(E + eU) = df(E + eU)/dU$ für einen bestimmten Wert U , im Grenzfall $T \rightarrow 0$ entspricht dies einer δ -Funktion, (c) Leitfähigkeit dI/dU . Nach [31].

Cooper-Schrieffer)-Grundzustandsdichte des Supraleiters wider [30]:

$$D_s(E) = \begin{cases} \frac{D_n(E) \cdot E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} & \text{für } |E| > \Delta \\ 0 & \text{für } |E| < \Delta \end{cases} \quad (1.4)$$

Dabei bezeichnet $D_s(E)$ die Zustandsdichte im supraleitenden Zustand, $D_n(E)$ die Zustandsdichte im normalleitenden Zustand (siehe Abbildung 1.3 (a)).

Für die in diesen Experimenten verwendeten Spannungen von wenigen mV wird sowohl das Tunnelmatrixelement als auch die Zustandsdichte der normalleitenden Elektrode als konstant angenommen. Mit diesen Näherungen ergibt sich für den Tunnelstrom

$$I(U) \propto D_l \int_{-\infty}^{+\infty} D_{r,s}(E) [f(E + eU) - f(E)] dE. \quad (1.5)$$

Für die differentielle Leitfähigkeit ergibt sich damit:

$$G(U) = \frac{dI}{dU}(U) \propto D_l \int_{-\infty}^{+\infty} D_{r,s}(E) K(E + eU) dE. \quad (1.6)$$

Die Funktion $K(E + eU) = df(E + eU)/dU$ besitzt ein Maximum bei U (Abbildung 1.3 (b)). Für $T \rightarrow 0$ geht diese Funktion in eine Delta-Funktion über. In diesem Grenzfall zeigt die Leitfähigkeitsmessung denselben funktionalen Verlauf wie die supraleitende Zustandsdichte

$$G(U) \propto D_{r,s}(eU). \quad (1.7)$$

Bei $T > 0$ sieht man eine entsprechende thermische Verbreiterung (siehe Abbildung 1.3 (c)).

Die Leitfähigkeitsmessungen von Giaever [29] konnten also direkt mit den supraleitenden Eigenschaften der Kontakte in Verbindung gebracht werden. Für diese Entdeckung erhielt Giaever im Jahre 1973 den Nobelpreis. Der Tunnelstrom kann in den meisten Fällen nicht befriedigend mit dem freien Elektronenmodell erklärt werden, sondern es muss immer die tatsächliche elektronische Struktur der Metallkontakte betrachtet werden.

1.2.2 Meservey-Tedrow-Methode

Im Jahr 1971 entwickelten Meservey und Tedrow ein Tunnelexperiment, mit dessen Hilfe man die Spinpolarisation eines ferromagnetischen Kontakts direkt bestimmen kann [32]. Wie bei den Versuchen von Giaever benutzt man hierfür eine supraleitende Elektrode, um die Spinpolarisation der tunnelnden Elektronen eines zweiten, ferromagnetischen Kontakts in der unmittelbaren Nähe des Fermi-Niveaus zu vermessen. Dieses Experiment stellte die Grundlage dar für die späteren Untersuchungen an magnetischen Tunnelkontakten. Einen sehr detaillierten Überblick über die Meservey-Tedrow-Methode gibt [31].

Zeeman-Aufspaltung der supraleitenden Zustandsdichte

Für bulk Aluminium erwartet man ein kritisches Magnetfeld von 10,5 mT [33]. Verwendet man aber sehr dünne Al-Schichten (≈ 5 nm) und legt das Magnetfeld parallel zur Schichtebene an, wird der Abschirmstrom im Supraleiter sehr klein und man erreicht kritische Felder von mehreren Tesla. Der Elektronenspin wechselwirkt mit dem äußeren Magnetfeld und es kommt zur Zeeman-Aufspaltung der Al-Zustandsdichte [34] um $\pm \mu_B B$ (siehe Abbildung 1.4 (a)).

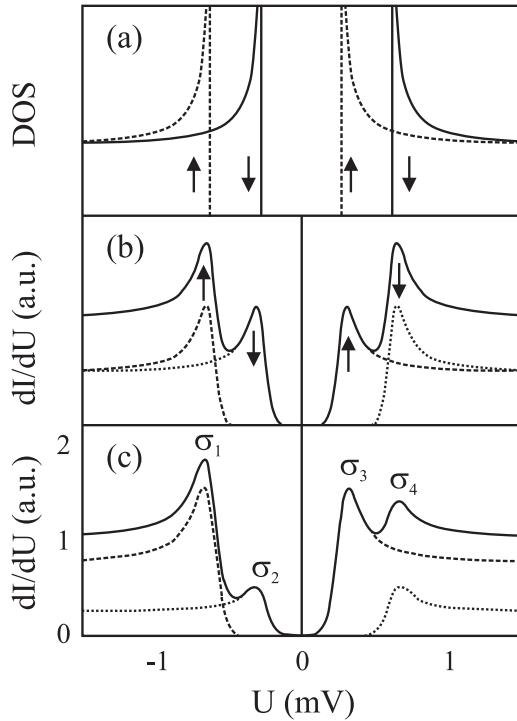


Abbildung 1.4: Tunneln zwischen einem supraleitenden und einem normalleitendem Metall in einem äußeren Magnetfeld: (a) Zeeman-Aufspaltung der supraleitenden Zustandsdichte; Spin- \uparrow -Leitfähigkeit (gestrichelt), Spin- \downarrow -Leitfähigkeit (gepunktet) und Gesamt-Leitfähigkeit (durchgezogen) für (b) ein nichtmagnetisches Metall und (c) ein ferromagnetisches Metall mit Tunnel-Spinpolarisation von 50%. Nach [25].

Da der Spin im Tunnelprozess erhalten bleibt [35], ergibt sich die Leitfähigkeit als Summe der beiden Spinkanäle. Ist der zweite Kontakt ein nichtmagnetisches Metall, ergibt sich eine symmetrische Leitfähigkeitskurve, wie in Abbildung 1.4 (b) gezeigt. Die 4 Peaks entsprechen dabei den gegeneinander verschobenen BCS-Zustandsdichte-Peaks für die beiden Spinkanäle.

Hat hingegen der zweite Kontakt für die beiden Spinkanäle unterschiedliche Zustandsdichten an der Fermi-Energie, kommt es aufgrund unterschiedlicher Leitfähigkeiten für die beiden Spinkanäle zu einer Asymmetrie in der Gesamt-Leitfähigkeit. Abbildung 1.4 (c) zeigt dies für den Fall $D_{\uparrow}(E_F) = 3D_{\downarrow}(E_F)$. Aus der Höhe dieser Peaks kann direkt auf die Spinpolarisation des Tunnelstroms P_T geschlossen werden [31]:

$$P_T = \frac{D_{\uparrow}(E_F) - D_{\downarrow}(E_F)}{D_{\uparrow}(E_F) + D_{\downarrow}(E_F)} = \frac{(\sigma_4 - \sigma_2) - (\sigma_1 - \sigma_3)}{(\sigma_4 - \sigma_2) + (\sigma_1 - \sigma_3)}, \quad (1.8)$$

wobei $D_{\uparrow,\downarrow}(E_F)$ die Zustandsdichte bei der Fermi-Energie E_F ist und σ_i , $i=1-4$, die Höhe der Leitfähigkeits-Peaks. Für die Kurve in Abbildung 1.4 (c) ergibt sich eine Tunnel-Spinpolarisation von 50%. Für eine exakte Bestimmung der Spinpolarisation muss der Einfluss der Spin-Bahn-Streuung berücksichtigt werden [31]. Tabelle 1.1 zeigt Tunnel-Spinpolarisations-Werte für verschiedene ferromagnetische Metalle und deren Legierungen. Die Isolatorschicht ist in allen Fällen Al_2O_3 .

Material	Spinpolarisation
Ni	33%
Co	42%
Fe	44%
Ni ₈₀ Fe ₂₀	48%
Co ₅₀ Fe ₅₀	55%
Co ₈₄ Fe ₁₆	55%

Tabelle 1.1: Tunnel-Spinpolarisation von ferromagnetischen Metallen und deren Legierungen. Nach [36].

Zustandsdichte und Spinpolarisation im Ferromagneten

Abbildung 1.5 zeigt die Zustandsdichten, aufgespalten nach Majoritäts- und Minoritäts-Elektronen, in ferromagnetischem Fe, Co und Ni im Vergleich zu nicht-magnetischem Cu. Die Bänder der ferromagnetischen Metalle sind aufgrund der Austauschwechselwirkung gegeneinander verschoben. Dadurch sind mehr Elektronen in der Magnetisierungsrichtung (Majoritätsspins) als in der Gegenrichtung (Minoritätsspins) orientiert. Wie die Tabelle 1.1 zeigt, ergibt sich für die ferromagnetischen Übergangsmetalle immer eine positive Tunnel-Spinpolarisation, d.h. die Majoritätselektronen tragen den Hauptteil des Tunnelstroms. Dies scheint im Widerspruch zu stehen mit den Bandstrukturen dieser Metalle, die für Co und Ni einen größeren Beitrag der Minoritätselektronen erwarten lassen, da diese an der Fermi-Kante dominieren. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron durch eine Barriere tunneln kann, hängt aber zusätzlich von dessen effektiver Masse ab [37]. Die Elektronen aus dem $3d$ -Band, die für die Spinpolarisation an der Fermi-Kante verantwortlich sind, haben eine große effektive Masse und sind deshalb stark lokalisiert. Deshalb beruht der Ladungstransport vorwiegend auf den beweglichen $4s$ -Elektronen, die aufgrund der s-d-Hybridisierung ebenfalls polarisiert sind. Durch diese Hybridisierung ergibt sich für die s -Bänder eine Spinpolarisation mit umgedrehtem Vorzeichen zu den $3d$ -Bändern, was die positive Tunnel-Spinpolarisation erklären kann. Dieses Modell gilt streng nur für Vakuumbarrieren. Berücksichtigt man den Einfluss einer isolierenden Barriere, so hängt das Vorzeichen der Tunnel-Spinpolarisation beispielsweise auch von der Bindungsart zwischen Ferromagnet und isolierender Barriere ab [38]. Die Zustandsdichten, die man mit Hilfe der Meservey-Tedrow-Methode ermittelt, sind also nicht die tatsächlichen Zustandsdichten, sondern müssen zusätzlich mit dem Quadrat des jeweiligen Tunnelmatrixelements $|M_{\uparrow,\downarrow}|^2$ gewichtet werden [25].

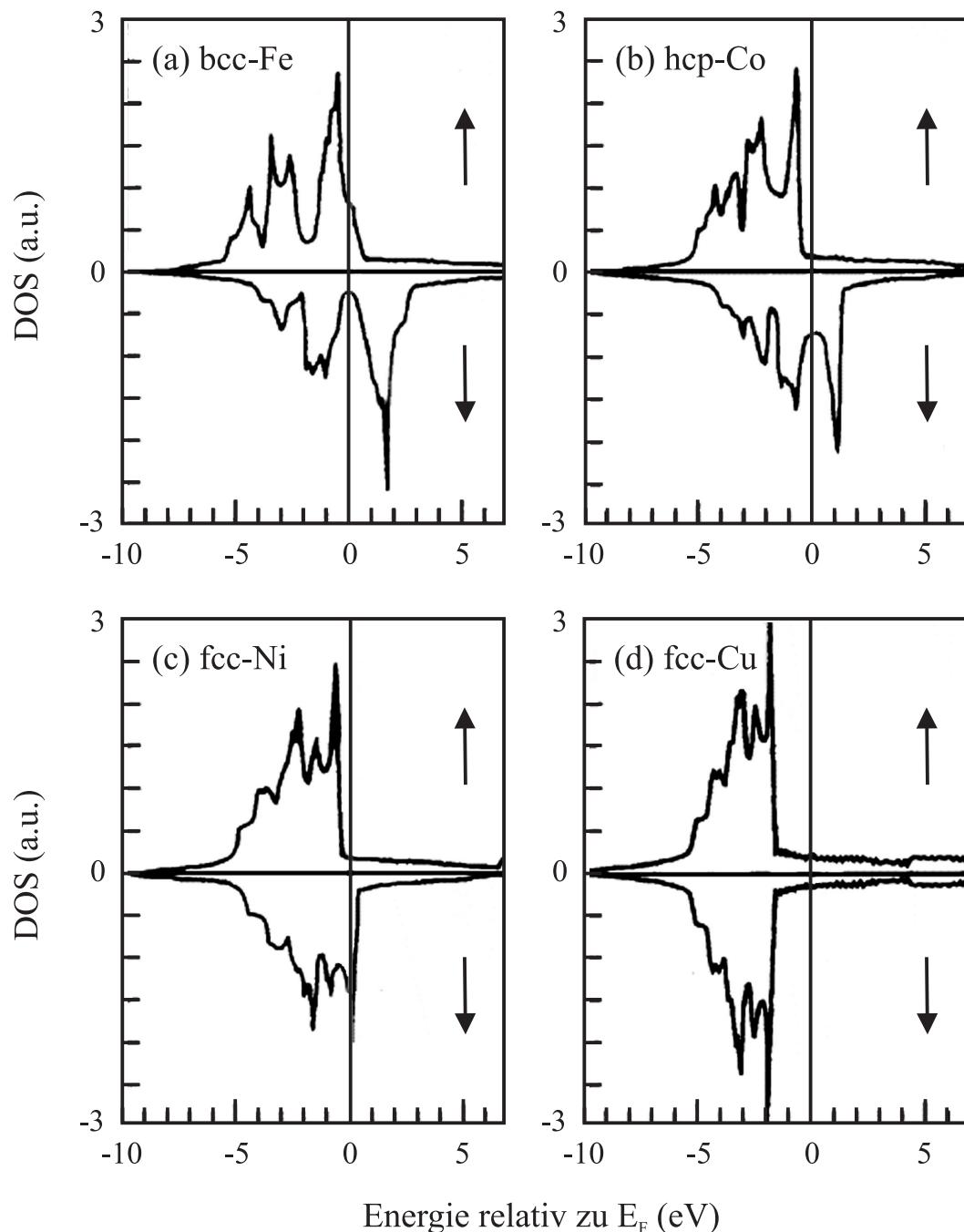


Abbildung 1.5: Zustandsdichten von Majoritäts- und Minoritäts-Elektronen in ferromagnetischem (a) Fe, (b) Co und (c) Ni; im Vergleich dazu nichtmagnetisches (d) Cu. Nach [36].

Mazin ersetzt den Ausdruck (1.8) für die Tunnel-Spinpolarisation durch den genaueren Ausdruck [39]:

$$P_T|_{U=0} = \frac{D_\uparrow(E_F)|M_\uparrow|^2 - D_\downarrow(E_F)|M_\downarrow|^2}{D_\uparrow(E_F)|M_\uparrow|^2 + D_\downarrow(E_F)|M_\downarrow|^2}. \quad (1.9)$$

Für endliche Spannungen muss sowohl die Energieabhängigkeit von $|M|^2$ als auch von $D_{\uparrow,\downarrow}$ berücksichtigt werden. In Tunnelexperimenten spielt also neben den Zustandsdichten des ferromagnetischen Kontakts auch das Tunnelmatrixelement eine entscheidende Rolle. Diese Überlegungen sollten auch für Tunnelemente mit zwei ferromagnetischen Kontakten weitreichende Konsequenzen haben.

Grenzflächensensitivität

Meservey und Tedrow konnten in weiteren Experimenten zeigen, dass nicht die bulk-Zustandsdichte entscheidend ist für die Spinpolarisation des Tunnelstroms, sondern die Zustandsdichte an der Grenzfläche Ferromagnet/Isolator [31, 40]. Hierfür wurden die Spinpolarisationen sehr dünner ferromagnetischer Fe- und Co-Schichten (0-3 nm) vermessen. Bereits bei einer Monolage (ML) ferromagnetischem Material ergab sich eindeutig eine Spinpolarisation des Tunnelstroms. Ab einer Schichtdicke von etwa 1 nm (etwa 3-5 ML) ergaben sich ähnliche Werte wie für dicke ferromagnetische Schichten. Dieses Ergebnis zeigt, dass Tunnels sehr sensitiv von der Grenzfläche abhängt und die 3-5 ML an der Grenzfläche Ferromagnet/Isolator entscheidend sind für den Tunneltransport. Es zeigt auch, dass sich die Qualität der Grenzfläche stark auf die Eigenschaften von magnetischen Tunnelkontakten auswirken wird.

1.3 Magnetische Tunnelkontakte

Anstelle des supraleitenden Kontakts in der Meservey-Tedrow-Methode kann auch ein zweiter ferromagnetischer Kontakt verwendet werden, um die Spinpolarisation des Tunnelstroms zu bestimmen. Hier wird nicht mehr die spinaufgespaltene supraleitende Zustandsdichte als Spin-Detektor verwendet, sondern die spinabhängige Zustandsdichte des zweiten Ferromagneten. Der Tunnelstrom sollte hier abhängig sein von der relativen Magnetisierungsrichtung der beiden ferromagnetischen Kontakte.

1.3.1 Erste Experimente

Die beiden wichtigsten Experimente auf dem Gebiet der magnetischen Tunnelkontakte wurden von Jullière im Jahre 1975 und von Moodera et al. 20 Jahre später durchgeführt.

Jullière fand in seinen Experimenten mit Fe/Ge/Co-Tunnelkontakteen einen TMR-Effekt von knapp 14% bei 4,2 K, der stark mit der Bias-Spannung abnahm [5]. Er führte diese starke Spannungsabhängigkeit auf Spin-Flip-Streuung an paramagnetischen Verunreinigungen in der Barriere zurück. Außerdem führte er in dieser Arbeit bereits ein einfaches Modell zur Berechnung der Tunnel-Spinpolarisation ein, das sich auch heute noch, trotz vieler Unzulänglichkeiten, großer Beliebtheit erfreut. Dieses Modell wird im folgenden Abschnitt erläutert. Die Experimente von Jullière waren der erste Meilenstein auf dem Gebiet des TMR, konnten aber trotz einiger Anstrengungen bis zum heutigen Tag nicht reproduziert werden.

Im Jahre 1995, 20 Jahre nach den Experimenten von Jullière, fanden Moodera et al. auch bei Zimmertemperatur einen großen TMR-Effekt von etwa 12% in CoFe/Al₂O₃/Co-Tunnelkontakteen [6]. Seit dieser Entdeckung sind die Forschungsanstrengungen auf dem Gebiet des TMR sprunghaft angestiegen.

1.3.2 Das Jullière-Modell und seine Erweiterungen

Jullière führte bereits 1975 das erste Modell zur Erklärung des TMR-Effekts ein [5]. Die Zustandsdichten $D(E)$ der ferromagnetischen Kontakte entsprechen dabei denen freier Elektronen ($D(E) \propto \sqrt{E}$). Bleibt der Spin im Tunnelprozess erhalten, können die Elektronen nur zwischen den jeweiligen Spinzuständen tunneln. Im Jullière-Modell wird ferner angenommen, dass die Tunnelmatrixelemente in (1.9) konstant sind. Die Tunnelwahrscheinlichkeit wird also als unabhängig von der Spinrichtung angenommen. Nach Abschnitt 1.1 ist die Tunnelleitfähigkeit für einen Spinkanal proportional zum Produkt der Zustandsdichten für diese Spinrichtung in den beiden Elektroden. Für die Leitfähigkeit in paralleler Magnetisierungsausrichtung G_p ergibt sich bei $T = 0$:

$$G_p = G_{\uparrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow} \propto D_{l,\uparrow}D_{r,\uparrow} + D_{l,\downarrow}D_{r,\downarrow}, \quad (1.10)$$

wobei $G_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)}$ die Leitfähigkeit in den jeweiligen Spinkanälen ist. $D_{i,j}$ mit $i = l, r$ und $j = \uparrow, \downarrow$ beschreibt die spinaufgespaltenen Zustandsdichten des linken und rechten Kontakts an der Fermi-Kante.

Dreht sich die Magnetisierungsrichtung in einem Kontakt um, müssen nun die Elektronen von einem Majoritätsband in ein Minoritätsband tunneln und umgekehrt. Für die antiparallele Ausrichtung ergibt sich folglich:

$$G_{ap} = G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow} \propto D_{l,\uparrow}D_{r,\downarrow} + D_{l,\downarrow}D_{r,\uparrow} . \quad (1.11)$$

Es zeigt sich, dass die Leitfähigkeiten für die beiden Magnetisierungsrichtungen unterschiedlich sind. Für die relative Änderung des Tunnelwiderstands ergibt sich [5]

$$TMR \equiv \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{2P_l P_r}{1 - P_l P_r} . \quad (1.12)$$

R_p und R_{ap} ist der Tunnelwiderstand in paralleler bzw. antiparalleler Magnetisierungsausrichtung der Kontakte. Haben die beiden Ferromagnete das gleiche Vorzeichen der Spinpolarisation, ergibt sich ein maximaler Widerstand für die antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen.

Die Spinpolarisationswerte, die mit Hilfe magnetischer Tunnelkontakte und dem Jullière-Modell ermittelt werden, stimmen recht gut mit den Werten überein, die mittels der Meservay-Tedrow-Methode erhalten werden. Sehr große TMR-Werte erwartet man für die sogenannten Halbmetalle, bei denen nur ein Spinband an der Fermi-Kante besetzt ist [41].

Das Jullière-Modell nimmt an, dass die Tunnelleitfähigkeit nur von der Dichte der Anfangs- und Endzustände abhängt. Das Tunnelmatrixelement wird als unabhängig vom Spin angenommen. Diese Annahmen liefern für sehr hohe oder sehr dicke Barrieren vernünftige Ergebnisse [1]. Für transparentere Barrieren kann der Überlapp der Wellenfunktionen auf beiden Seiten der Barriere nicht mehr vernachlässigt werden. Slonczewski berechnete eine effektive Spinpolarisation [42]

$$P_{eff,SL} = P \cdot \frac{\kappa^2 - k_{\uparrow}k_{\downarrow}}{\kappa^2 + k_{\uparrow}k_{\downarrow}} , \quad (1.13)$$

wobei $k_{\uparrow,\downarrow}$ den Wellenvektor der Elektronen an der Fermi-Kante und $\kappa = \sqrt{2m\phi}/\hbar$ die Dämpfungskonstante der Elektronen im Isolator bezeichnet. Die zentrale Aussage dieses Modells ist, dass nun die effektive Spinpolarisation von der Barriehöhe ϕ abhängig ist. Für sehr niedrige Barrieren ($\kappa \rightarrow 0$) wird der zweite Faktor in (1.13) -1, für diesen Extremfall dreht sich also das Vorzeichen der Spinpolarisation um. Für hohe Barrieren ($\kappa \rightarrow \infty$) wird der Faktor +1, so dass hier die einfache Jullière-Formel reproduziert wird.

Bratkovsky konnte zusätzlich zeigen, dass durch die Berücksichtigung der effektiven Masse der Elektronen in der Barriere Bandstruktureffekte besser beschrieben werden [43]:

$$P_{eff,BR} = P \cdot \frac{\kappa^2 - (m_{eff}/m_0)k_\uparrow k_\downarrow}{\kappa^2 + (m_{eff}/m_0)k_\uparrow k_\downarrow}, \quad (1.14)$$

Die vorgestellten Modelle basieren auf dem Modell freier Elektronen, eine Erweiterung auf komplexere Bandstrukturen ist nur schwer möglich. Neuere Theorien verwenden zur Berechnung der Leitfähigkeit für realistische Bandstrukturen die Kubo-Landauer-Formel [44].

1.3.3 TMR in Abhängigkeit von der Spannung

Magnetische Tunnelkontakte zeigen immer eine mehr oder weniger starke Reduktion des TMR mit zunehmender Bias-Spannung. Die Stärke der Reduktion wird meist mit der Qualität der Tunnelbarriere in Verbindung gebracht. Der Gütefaktor für einen magnetischen Tunnelkontakt ist der Spannungswert $U_{1/2}$, bei dem der TMR auf die Hälfte seines Wertes bei 0 V gefallen ist. Jullière erhielt in seinen ersten Experimenten ein sehr kleines $U_{1/2}$ von etwa 3 mV [5]. Dies wurde auf Spin-Flip-Streuung an Verunreinigungen in der Barriere zurückgeführt. Verbesserte Kontrolle über die Barriereneigenschaften führte zu einer Erhöhung dieses Wertes auf über 500 mV [7].

Es gibt verschiedene Modelle zur Erklärung der Spannungsabhängigkeit. Eine mögliche Ursache bezieht sich auf die Änderung der Zustandsdichte mit der angelegten Bias-Spannung [45]. Da die DOS von Ferromagneten energieabhängig ist, sollte auch die Leitfähigkeit energieabhängig sein, was sich in einer Spannungsabhängigkeit des TMR auswirkt. Verschiedene Experimente belegen den Einfluss der elektronischen Struktur auf die Spannungsabhängigkeit des TMR [46–49]. Außerdem führt eine angelegte Spannung effektiv zu einer Verkleinerung der Tunnelbarriere und damit zu einer Reduktion des TMR nach dem Bratkovsky-Modell [43].

Zhang et al. [50] und Bratkovsky [51] schlugen ein Modell vor, dass die inelastische Streuung aufgrund von Magnonenanregung an der Ferromagnet-Isolator-Grenzfläche für die Spannungsabhängigkeit verantwortlich macht. Dieses Modell wird auch zur Erklärung der Nullpunktsanomalie (*zero bias anomaly*, ZBA) in Leitfähigkeitsmessungen herangezogen. Misst man die Leitfähigkeit magnetischer Tunnelkontakte bei tiefen Temperaturen, ergibt sich abweichend von der nach

Simmons vorhergesagten parabolischen Spannungsabhängigkeit (siehe Abschnitt 1.1) ein mehr oder weniger stark ausgeprägter Dip um 0 V [12, 52]. Heiße Elektronen, die bei einer endlichen Spannung in den zweiten Ferromagneten injiziert werden, können dort ihre Energie durch Aussendung eines Magnons verlieren und müssen dabei ihren Spin umdrehen. Obwohl dieses Modell einige Experimente gut erklären konnte [50, 52], scheint ein neueres Experiment von Wulfhekel et al. [53] mit diesem Modell nicht vereinbar zu sein. Experimente mit einem spinpolisierten Rastertunnelmikroskop auf einer Co(0001)-Oberfläche, in der Vakuum als Tunnelbarriere dient, zeigten keinerlei Abhängigkeit des TMR von der Spannung. Da Grenzflächenmagnonen auch in diesem System angeregt werden können, sollte die Spannungsabhängigkeit des TMR andere Ursachen haben. Da in ihrem Experiment eine perfekte Barriere (Vakuum) verwendet wird, folgern Wulfhekel et al., dass die Spannungsabhängigkeit des TMR in anderen Experimenten hauptsächlich von lokalisierten Defektzuständen in der Barriere herrühren. So wohl einige theoretische Arbeiten [51, 54, 55] als auch Experimente von Jansen und Moodera [56–58] belegen diese These. So zeigen beispielsweise dotierte Barrieren eine starke Reduktion des TMR. Dies deutet darauf hin, dass die starke Reduktion mit einem Mehrstufentunneln über Defektzustände in der Barriere zusammenhängt. Bratkovsky weist außerdem auf den Einfluss von Phononen-assistiertem Tunneln auf die Reduktion des TMR hin [51].

Allgemein wird angenommen, dass alle vorgestellten Mechanismen zumindest eine gewisse Rolle bei der Erklärung der Reduktion des TMR mit steigender Spannung spielen und keiner davon vernachlässigt werden kann.

1.3.4 TMR in Abhängigkeit von der Temperatur

Im Modell von Shang et al. [59] wird das Jullière-Modell um einen zusätzlichen, spinunabhängigen Kanal G_{SI} aufgrund inelastischen Tunnelns* erweitert. Die Leitfähigkeit ergibt sich dann zu

$$G(\theta) = G_{el}(1 + P_l P_r \cos(\theta)) + G_{SI}, \quad (1.15)$$

wobei θ der Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden Elektro-

*Beim inelastischen Tunneln gewinnt oder verliert das Elektron beim Tunnelprozess Energie durch Absorption oder Anregung von elementaren Anregungen im Festkörper wie Phononen oder Magnonen. Beim elastischen Tunneln ändert sich die Energie des Elektrons beim Tunnelprozess nicht.

den ist. G_{el} ist der elastische Tunnelbeitrag, der in unserem Fall hauptsächlich über die Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke von der Temperatur abhängt [12].

Für die parallele und antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen gilt $G_{el}^p = G_{el}(1 + P_l P_r)$ und $G_{el}^{ap} = G_{el}(1 - P_l P_r)$. Damit erhält man den TMR zu

$$TMR = \frac{2P_l P_r}{(1 - P_l P_r)} \frac{G_{el}^{ap}}{G_{el}^{ap} + G_{SI}}. \quad (1.16)$$

Wenn der spinunabhängige Kanal G_{SI} gleich Null ist, ergibt sich die Jullière-Formel. Bei endlichem spinunabhängigem Kanal kommt es entsprechend zu einer Reduktion des TMR. Die Temperaturabhängigkeit des TMR kann nun auf zwei verschiedene Mechanismen zurückgeführt werden, erstens auf die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung und zweitens auf die Temperaturabhängigkeit des spinunabhängigen Kanals G_{SI} .

Der erste Mechanismus ist eine Folge thermisch angeregter Spinwellen, welche die Oberflächenmagnetisierung reduzieren. Nimmt man an, dass die Magnetisierung proportional zur Tunnel-Spinpolarisation ist, so ergibt sich für Temperaturen weit unterhalb von T_C (Curietemperatur) der wohlbekannte $T^{3/2}$ -Bloch-Term:

$$P(T) = P_0(1 - \alpha T^{3/2}). \quad (1.17)$$

Dieser Zusammenhang wurde für die Oberflächenmagnetisierung experimentell bestätigt. Aufgrund einer Schwächung der Austauschkopplung an der Oberfläche ist die materialabhängige Konstante α hier meist deutlich größer als in bulk [60, 61]. Dies bedeutet auch, dass T_C an der Grenzfläche deutlich reduziert ist. Sowohl die Spinpolarisation P_0 bei 0 K als auch α reagieren zusätzlich sehr empfindlich auf Verunreinigungen an der Grenzfläche [62]. Eine stärkere Verunreinigung führt zu einem größeren α und damit zu einer stärkeren Abnahme der Spinpolarisation an der Grenzfläche. Da ein Tunnelexperiment sehr sensitiv von den Eigenschaften der Grenzflächen abhängt, kann die Tunnel-Spinpolarisation somit eine deutlich stärkere Abhängigkeit von der Temperatur zeigen als man es von der Magnetisierung des bulk-Materials erwarten würde.

Neben der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung kann auch die Temperaturabhängigkeit des spinunabhängigen Kanals $G_{SI}(T)$ den TMR bei höheren Temperaturen reduzieren. Da inelastische Tunnelprozesse mit zunehmender Temperatur wahrscheinlicher werden, wächst in der Regel der Anteil des

inelastischen Kanals am Gesamtstrom überproportional mit der Temperatur im Vergleich zum elastischen, spinerhaltenden Kanal [59]

$$G_{SI}(T) \propto T^\gamma. \quad (1.18)$$

Die Theorie sagt für nicht allzu hohe Defektdichten und nicht allzu dicken Barrieren ein γ von $4/3$ voraus [63]. Dieser Wert wurde auch im Experiment bestätigt [59]. Ist der inelastische Beitrag zum Tunnelstrom klein, so ergibt sich folgende Temperaturabhängigkeit für den TMR [1]:

$$TMR(T) \propto 1 - \zeta T^{4/3}, \quad (1.19)$$

wobei ζ ein Anpassparameter ist.

1.3.5 Grenzflächensensitivität des TMR

Wie bereits im Abschnitt 1.2.2 dargestellt, hängen die Eigenschaften eines Tunnellements stark von der elektronischen Struktur an den Grenzflächen ab. Diese Grenzflächensensitivität zeigt sich auch bei magnetischen Tunnelkontakten und hat großen Einfluss auf den TMR. Neuere Theorien zeigen, dass nicht die bulk-Zustandsdichte entscheidend ist für den Tunneltransport, sondern die lokale Zustandsdichte an der Grenzfläche zwischen Metallkontakt und Barriere [38, 64–66]. Diese Grenzflächensensitivität sollte nach [25] entscheidend davon abhängen, ob der Kontakt normalleitend oder supraleitend sind. Dieser Unterschied wird bestimmt von den unterschiedlichen Längenskalen, über welche die Zustandsdichte im Tunnelprozess gemittelt wird.

Sowohl die ferromagnetische Ordnung als auch die Supraleitung sind quantenmechanische Vielteilcheneffekte. Während die charakteristische Länge bei ferromagnetischen Materialien von der Größenordnung weniger Fermi-Wellenlängen λ_F (einige Å) ist, sollte die entscheidende Länge in Supraleitern, die Kohärenzlänge ξ_0 , sehr groß sein. Die Kohärenzlänge ist ein Maß für die Entfernung, innerhalb derer sich die Konzentration supraleitender Elektronen nicht wesentlich ändert. Sie liegt beispielsweise für Aluminium bei $1,60 \mu\text{m}$ [33]. Folglich sollte für Tunnelkontakte mit supraleitender Elektrode die supraleitende Wellenfunktion aufgrund der Grenzfläche im Wesentlichen unverändert sein.

Bei nicht supraleitenden Kontakten spielt die Grenzfläche hingegen eine entscheidende Rolle. Da die elektronische Struktur des magnetischen Kontakts aufgrund

der Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Barriere in deren Nähe stark gestört ist, kann mit einem grenzflächensensitiven Tunnelexperiment nur die Zustandsdichte in diesem gestörten Bereich gemessen werden. Außerdem werden aufgrund dieser Sensitivität die Eigenschaften eines Tunnelelements sowohl von den Kontakten als auch von der verwendeten Barriere abhängen.

DeTeresa et al. [47, 48] fanden im Jahr 1999, dass die Tunnel-Spinpolarisation tatsächlich von der verwendeten Barriere abhängt. Für Co/Al₂O₃/La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃-kontakte ergibt sich ein positiver TMR, ersetzt man die Al₂O₃-Barriere durch eine SrTiO₃-Barriere, so ergibt sich ein negativer TMR und eine starke Spannungsabhängigkeit des TMR. Die Spinpolarisation an der Grenzfläche Co/SrTiO₃ muss folglich negativ sein. Dieses Ergebnis lässt sich mit einer unterschiedlichen Bindungsart an der Co/Al₂O₃- bzw. der Co/SrTiO₃-Grenzfläche erklären [38]. Sharma et al. [46] fanden in Tunnelexperimenten mit unterschiedlichen Barrieren ebenfalls eine negative Spinpolarisation an der NiFe/Ta₂O₅-Grenzfläche.

Yuasa et al. [7] untersuchten Fe(100,110,211)/Al₂O₃/CoFe-Tunnelemente, in denen der Fe-Kontakt epitaktisch ist. Dabei fanden sie eine starke Abhängigkeit des TMR von der kristallographischen Orientierung des Fe-Kontaktes. Die höchsten TMR-Werte wurden für die (211)-Orientierung des Fe-Kontakts gefunden, die niedrigsten Werte für die (100)-Orientierung (etwa Faktor 3 kleiner). Auch dieses Ergebnis zeigt, dass die Bandstruktur der Kontakte im Normalfall nicht zu vernachlässigen ist.

1.3.6 Epitaktische Tunnelkontakte

Während die Berechnung der Eigenschaften eines Tunnelkontakte mit einer amorphen Al₂O₃-Barriere nur sehr schwer durchzuführen ist, gibt es zahlreiche theoretische Arbeiten zu epitaktischen Tunnelkontakten. Im Speziellen sind hier Arbeiten zu MgO(100)-Barrieren [13–16], ZnSe(100)-Barrieren [17, 18] und GaAs(100)-Barrieren [18, 19, 67] zu nennen. Diese Arbeiten sagen meist sehr große TMR-Werte aufgrund von Symmetrieverlegungen voraus.

Majoritäts- und Minoritätsspins gehören in den ferromagnetischen Kontakten Bändern unterschiedlicher Symmetrie an. Auch in der Bandlücke des Halbleiters kommt es zu einer Vielzahl komplexer Bänder [68]. Elektronen aus dem Ferromagneten tunnen dabei durch komplexe Bänder der ihnen entsprechenden Symmetrie. Für Tunnelexperimente ist wegen der exponentiellen Dämpfung nur das Band mit dem kleinsten κ entscheidend. Dieses Band befindet sich bei Fe(100)-

Kontakten für die Minoritätselektronen oberhalb der Fermi-Energie, während das entsprechende Band für die Majoritätselektronen die Fermi-Energie schneidet. Für Fe(100) auf MgO(100), ZnSe(100) und GaAs(100) kommt es folglich zu einem bevorzugten Tunneln der Majoritätselektronen. Dies sollte vor allem für dickere Barrieren zu sehr hohen TMR-Effekten führen, weil Elektronen mit unterschiedlicher Symmetrie immer weniger zum Stromtransport beitragen und der Beitrag des am geringsten gedämpften Bands immer dominanter wird. Für andere Kristallorientierungen zeigt sich die bei der (100)-Orientierung gefundene Symmetrie-Fehlanpassung nicht [69].

Eine sehr detaillierte Darstellung des Einflusses der Bandstruktur auf den Tunneltransport findet man in [12]. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die bisherigen Experimente mit epitaktischen Tunnelbarrieren geben werden.

SrTiO₃(100)-Barriere

Vollepitaktische La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃/SrTiO₃/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃-Tunnelkontakte zeigen einen maximalen TMR-Effekt von 1800% bei 4 K [70]. Dies entspricht im Jullière-Modell einer Spinpolarisation von wenigstens 95% und bestätigt den halbmetallischen Charakter von La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃. Voraussetzung für diesen großen Effekt waren hochwertige Grenzflächen. Wie bereits im Abschnitt 1.3.5 dargestellt, zeigen Co/SrTiO₃/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃-Tunnelkontakte einen negativen TMR-Effekt, der auf eine negative Spinpolarisation an der Co/SrTiO₃-Grenzfläche zurückgeführt wird.

ZnSe(100)-Barriere

Gustavsson et al. [71] fanden mit epitaktischen Fe/ZnSe(100)/FeCo-Tunnelkontakten einen maximalen TMR-Effekt von 16% bei 10 K. Die verwendeten Proben zeigten nur unterhalb von 50 K typisches Tunnelverhalten. Bei diesen Temperaturen frieren Ladungsträger in der Barriere aus, d.h. die thermische Energie reicht nicht mehr aus, um Elektronen in das Leitungsband des Halbleiters zu heben. Weiterführende Untersuchungen der gleichen Gruppe ergaben einen erheblichen Einfluss resonanten Tunnelns über Defektzustände in der ZnSe-Barriere [72]. Es ergaben sich sowohl positive als auch negative TMR-Werte für unterschiedliche Tunnelemente und manchmal zeigte sich auch ein Vorzeichenwechsel in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Tsymbal et al. [73] weisen für Tun-

nelkontakte mit sehr kleiner Fläche auf den entscheidenden Einfluss resonanter Defektzustände in der Barriere hin.

Die Fe/ZnSe/Fe-Tunnelkontakte in der Arbeit von Martin Dumm [74] zeigten hauptsächlich diffusiven Transport. Als Ursachen wurden Pinholes in der Barriere, Dotierung der halbleitenden Barriere mit Fe-Atomen und Leckströme am Rand der Probe angeführt. Als Folge ergab sich nur ein sehr kleiner Magnetowiderstandseffekt von maximal 0,24% bei 50 K.

Jiang et al. fanden in Fe/ZnSe/Co₇₀Fe₃₀-Tunnelementen einen TMR-Effekt von 10% bei Raumtemperatur und 20% bei 15 K [75]. Im Gegensatz zu [74] zeigen deren Proben direktes Tunneln als dominanten Transportmechanismus. Dünne Zn-Schichten an der Grenzfläche Ferromagnet/Halbleiter reduzieren eventuell ein Durchmischen der Materialien und könnten für die verbesserten Eigenschaften verantwortlich sein.

MgO(100)-Barriere

Erste Messungen an vollepitaktischen Fe/MgO/FeCo(100)-Tunnelkontakten zeigten einen TMR-Effekt von etwa 60% bei einer Temperatur von 30 K und 27% bei Zimmertemperatur [76]. Theoretisch würde man deutlich höhere Werte erwarten. Die Proben zeigten ein ähnliches Verhalten wie die Proben mit polykristallinen Kontakten und amorphen Barrieren. Eine mögliche Ursache für den reduzierten TMR könnte die Ausbildung einer FeO_x-Schicht an der Fe/MgO-Grenzfläche sein [77]. Diese oxidierte Schicht hat erhebliche Auswirkungen auf den TMR, wie Berechnungen von Zhang et al. zeigen [78].

Aktuelle Messungen von Yuasa et al. [8] an epitaktischen Fe/MgO/Fe(100)-Tunnelkontakten versuchen diese Oxidation zu vermeiden und es ergibt sich ein sehr hoher TMR-Effekt von 180% bei Zimmertemperatur (247% bei 20 K). Der TMR-Effekt zeigt ferner die prognostizierte Dickenabhängigkeit. Je dicker die Barriere ist, desto größer ist der TMR-Effekt. Zusätzlich ist eine oszillierende Abhängigkeit mit einer Periode von 0,3 nm überlagert, welche durch kohärentes Tunneln erklärt wird.

Messungen von Tiusan et al. [10] zeigen die Auswirkungen der elektronischen Struktur auf den spin-polarisierten Transport in einem Fe/MgO/Fe-Tunnelkontakt. Die Spannungsabhängigkeit der Leitfähigkeit deutet auf den Einfluss einer Grenzflächenresonanz im Minoritätsband hin. Wird diese mit Hilfe einer

angelegten Spannung aktiviert, kommt es zu einer Erhöhung der Minoritäts-Zustandsdichte und damit zu einem Vorzeichenwechsel des TMR. Bei Tunnelkontakten mit einer stärkeren Grenzflächenrauigkeit tritt dieser Vorzeichenwechsel nicht auf.

Experimente an sehr dünnen ($d = 0,5\text{-}1 \text{ nm}$) MgO-Barrieren zeigen, dass es aufgrund spinpolarisierten quantenmechanischen Tunnelns zu einer antiferromagnetischen Kopplung der beiden Fe-Kontakte kommt [11]. Für dünner Barrieren kommt es aufgrund von Pinholes, für dickere Barrieren aufgrund der Orange-peel-Wechselwirkung zu einer ferromagnetischen Kopplung.

Arbeiten von Parkin et al. [9] und Djayaprawira et al. [79] zeigen ferner, dass es zur Erzielung hoher TMR-Effekte nicht zwingend erforderlich ist, dass das gesamte Tunnelement epitaktisch aufgebaut ist. In den beiden Arbeiten liegen sowohl die CoFe-Kontakte [9] bzw. CoFeB-Kontakte [79] als auch die MgO-Barriere in polykristalliner Form vor. Die MgO-Barriere weist aber eine starke (001)-Textur auf. Die sehr hohen TMR-Effekte von über 200% bei Zimmertemperatur ($\sim 300\%$ bei tiefen Temperaturen) werden hauptsächlich auf die richtige Kristallorientierung der Barriere und eine sehr scharfe Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Halbleiter zurückgeführt.

GaAs(100)-Barriere und AlAs(100)-Barriere

Ein großer Magnetowiderstands-Effekt von etwa 70% bei 8 K wurde von Tanaka und Higo im Jahr 2001 in epitaktisch gewachsenen GaMnAs/GaAs/AlAs/GaAs/GaMnAs-Tunnelkontakten [80] gefunden. Die GaAs-Schichten wurden dabei eingeführt, um die Mn-Diffusion in die AlAs-Barriere zu unterbinden. Die Temperaturabhängigkeit des TMR-Effekts wurde zum ersten Mal beim Durchgang durch die Curietemperatur der Kontakte gemessen und zeigte eine gute Übereinstimmung mit dem Modell von Shang et al. [59]. Der Effekt zeigte zudem eine nichtmonotone Dickenabhängigkeit mit einem Maximum bei 1,5 nm.

Neuere Messungen von der Molenkamp-Gruppe aus Würzburg [81, 82] deuten aber darauf hin, dass bei Verwendung von GaMnAs-Kontakten nicht der normale TMR-Effekt die entscheidende Rolle spielt, sondern der sogenannte TAMR-Effekt (*tunneling anisotropic magnetoresistance*). Dieser wird verursacht durch die starke Abhängigkeit der Zustandsdichte von der Magnetisierungsrichtung in der GaMnAs-Elektrode, so dass auch bei Tunnelstrukturen mit nur einer magne-

tischen Elektrode „TMR-Effekte“ zu finden sind [81]. GaMnAs/GaAs/GaMnAs-Strukturen zeigen extrem hohe TAMR-Werte von bis zu 150000% [82].

Frühe Messungen an metallischen MnAs-Kontakten zeigten beim Tunneln durch AlAs-Barrieren nur einen sehr kleinen TMR-Effekt von weniger als 2% [83] und beim Tunneln durch GaAs-Barrieren keinen Effekt [84]. Neuere Messungen von Garcia et al. [85] ergaben für AlAs- und GaAs-Barrieren einen TMR-Effekt von maximal 12%. Die untersuchten Tunnelemente zeigten meist eine sehr starke Abhängigkeit des TMR von der Bias-Spannung. Diese Spannungsabhängigkeit wird mit resonantem Tunneln über ein Defektband in der Mitte der Bandlücke erklärt. Mit dem von Ihnen vorgeschlagenen Modell erhielten Sie eine Spinpolarisation von 60% für MnAs an der Grenzfläche zu GaAs.

Epitaktische Tunnelkontakte zeigen gegenüber Tunnelkontakten mit amorpher Al_2O_3 -Barriere eine Vielzahl neuer Effekte und zu den oben genannten Resultaten werden aufgrund verbesserter Prozesstechniken in nächster Zeit gewiß noch viele neue Phänomene hinzukommen.

Kapitel 2

Probenpräparation und Messtechnik

Dieses Kapitel ist in zwei Teile gegliedert. Der erste Teil beschreibt die Probenpräparation, die in großen Teilen der in der Arbeit von Stephan Kreuzer beschriebenen Prozessierung der Tunnelkontakte entspricht [12]. Der zweite Teil stellt kurz die verwendete Messtechnik vor.

2.1 Probenpräparation

Prinzipiell kann man einen Tunnelkontakt auf zwei verschiedene Arten erzeugen. Die erste und in den meisten Arbeiten verwendete Möglichkeit ist das Aufbringen der isolierenden Barriere auf einen bereits vorhandenen Metallkontakt. Der zweite Kontakt wird anschließend auf die Barriere aufgebracht und vervollständigt das Tunnelement. Diese Methode wird bei Al_2O_3 -Barrieren und mittlerweile auch bei halbleitenden Materialien als Barrieren verwendet, wie z.B. ZnSe [71] oder vor allem auch MgO. Letztere liefern sehr hohe TMR-Werte, egal ob es sich um vollepitaktische Systeme handelt [8] oder ob der Tunnelkontakt polykristallin ist [9, 79]. Diese Methode ist sehr vielversprechend, die Wahl der möglichen Materialkombinationen ist aber bei epitaktischen Kontakten aufgrund der erforderlichen sehr geringen Gitterfehlanpassung zwischen den Materialien sehr eingeschränkt. In dieser Arbeit wird die von Stephan Kreuzer entwickelte Prozessierung verwendet [12]. Sie basiert auf der epoxy bond and stop-etch (EBASE)-Technik [86, 87] und vermeidet den Wachstumsschritt von Halbleiter auf Metallkontakt. Zuerst wird mittels Molekularstrahl-Epitaxie eine dünne GaAs-Barriere gewachsen, auf

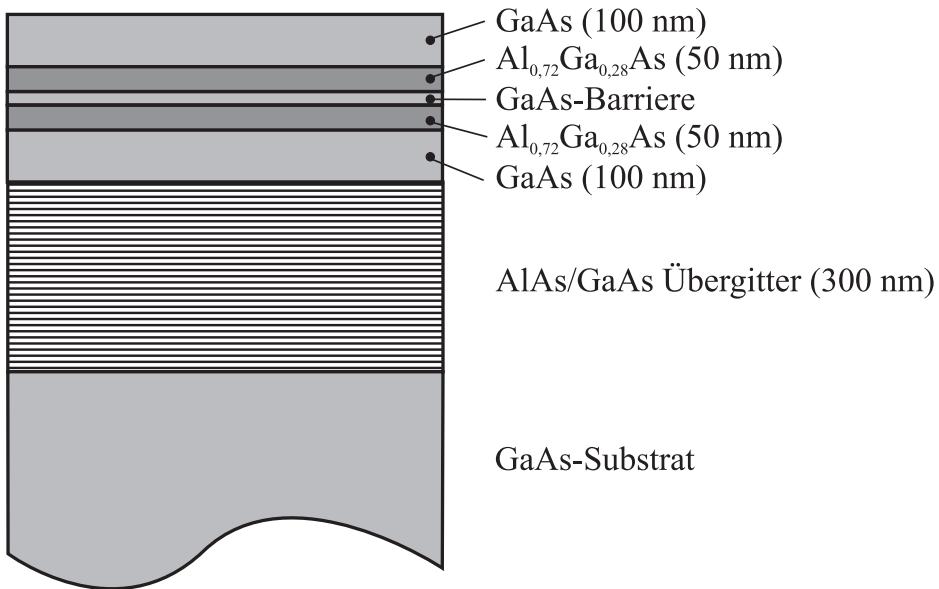


Abbildung 2.1: Halbleiterheterostruktur zur Präparation der Tunnelkontakte. Die GaAs-Barriere ist zwischen 50 nm dicke Al_{0,72}Ga_{0,28}As- und 100 nm dicke GaAs-Schichten eingeschlossen. Das 300 nm dicke AlAs/GaAs-Übergitter dient als Ätzstopp-Schicht.

die nach entsprechender Prozessierung von beiden Seiten die Metallkontakte aufgebracht werden. Die Kontaktmaterialien können hier praktisch beliebig gewählt werden. Für eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Prozess-Schritte sei hier auf die Arbeit von Stephan Kreuzer [12] und Anhang A verwiesen, in dem die Prozessierung für einen Tunnelkontakt exemplarisch dargestellt ist. In der Folge soll nur ein kurzer Überblick über die Prozessfolge gegeben werden.

Ausgangspunkt der Prozessierung ist eine GaAs/AlGaAs-Halbleiterheterostruktur, die mittels Molekularstrahl-Epitaxie bei einer Temperatur von 630°C auf semiisolierende GaAs(001)- oder GaAs(110)-Wafer gewachsen wird. Die eigentliche GaAs-Tunnelbarriere mit einer Dicke von 5-10 nm ist eingebettet in 50 nm dicke Al_{0,72}Ga_{0,28}As- und 100 nm dicke GaAs-Schichten. Diese Schichten befinden sich auf einem 300 nm dicken Übergitter aus jeweils 2,26 nm AlAs und 0,57 nm GaAs, das nominell einer Al_{0,8}Ga_{0,2}As-Legierung entspricht. Die endgültige Schichtfolge zeigt Abbildung 2.1. Die Heterostrukturen wurden von Max Bichler und Dr. Dieter Schuh bei Prof. Werner Wegscheider am Walter-Schottky-Institut der TU München und an der Universität Regensburg gewachsen.

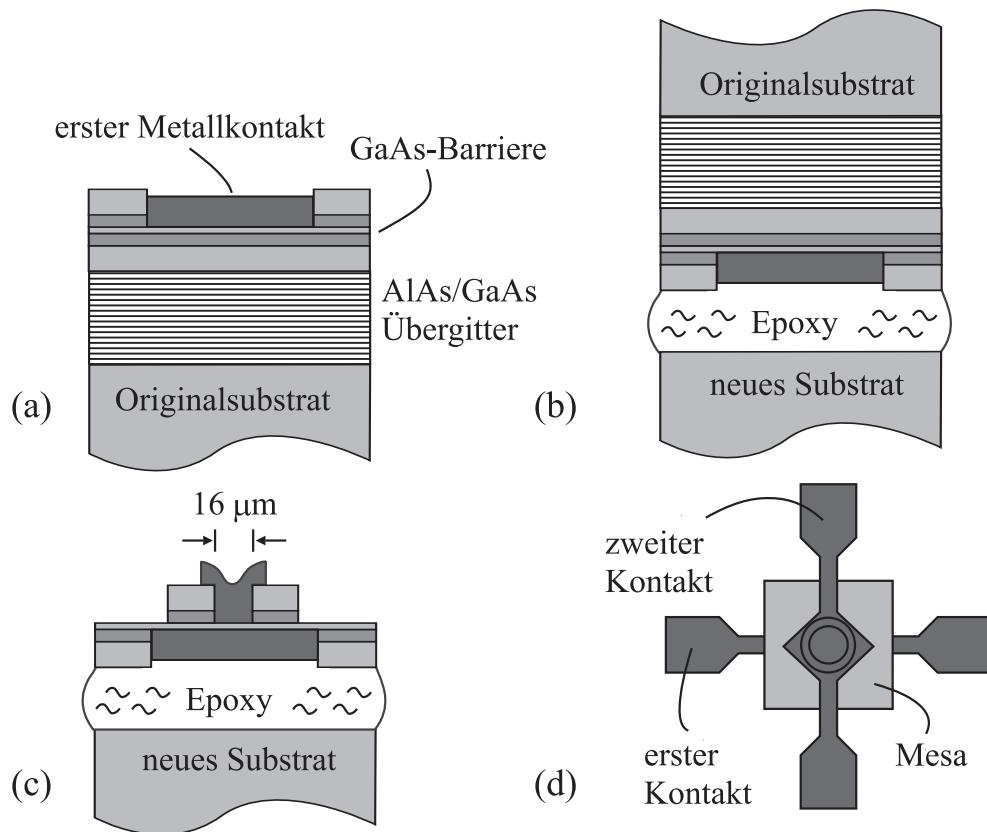


Abbildung 2.2: Prozessierung der Tunnelkontakte mit der epoxy bond and stop etch (EBASE)-Technik: (a) nach dem Aufbringen des ersten Metallkontakte wird die Probe (b) umgedreht und mit einem Epoxy-Kleber auf ein neues Trägersubstrat geklebt; (c) und (d) zeigen den Tunnelkontakt in Seitenansicht und in Draufsicht.

Die Probenprozessierung ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Die Strukturen werden mittels Photolithographie definiert. Mittels hochselektiver Ätzlösungen (Citronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 10 : 1$ für GaAs und 1% HF für $\text{Al}_{0,72}\text{Ga}_{0,28}\text{As}$) werden die beiden Opferschichten entfernt und der erste Metallkontakt aufgebracht (Abbildung 2.2(a)). Anschließend wird die Probe umgedreht und mittels eines Epoxy-Klebers auf ein neues semiisolierendes GaAs-Substrat geklebt (Abbildung 2.2(b)). Das Originalsubstrat und die 300 nm dicke Ätzstopp-Schicht werden danach selektiv nasschemisch entfernt. Um die erste Metallschicht kontaktieren zu können, wird eine Mesa präpariert. Die zweite Metallschicht wird nach dem selektiven Ätzen eines 16 μm großen Kontaktloches in die isolierenden Schichten aufgebracht (Abbildung 2.2(c)). Abbildung 2.2(d) zeigt das fertige Tunnelele-

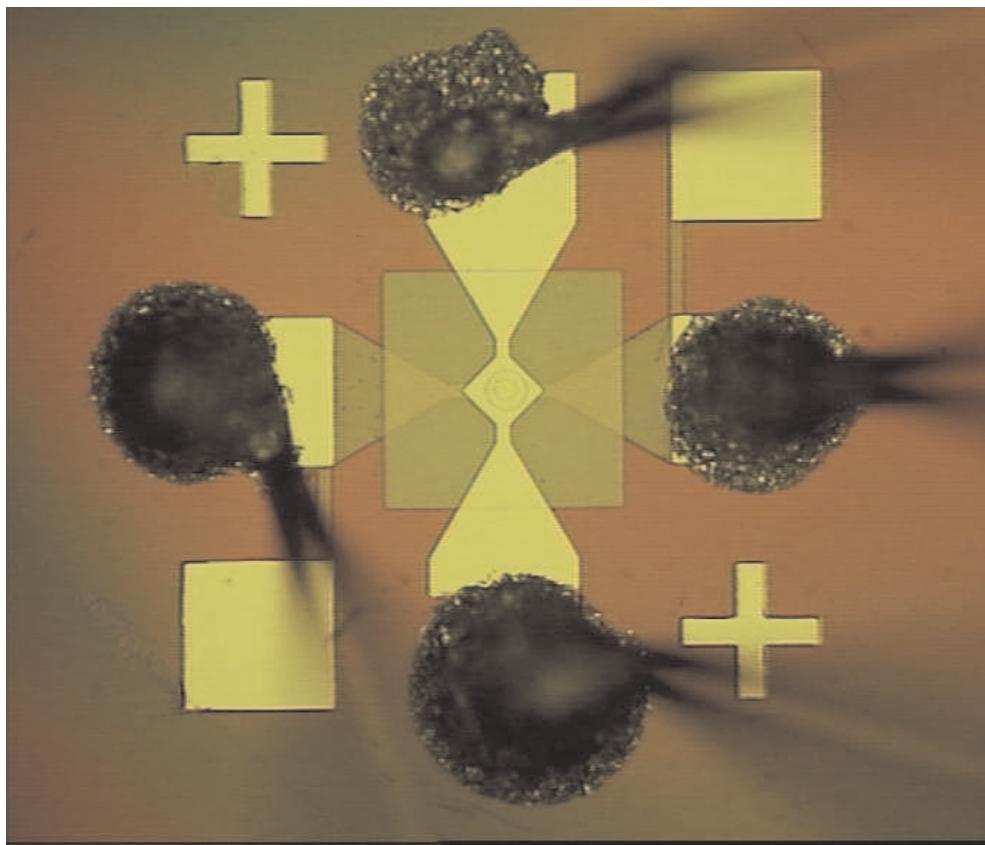


Abbildung 2.3: Lichtmikroskopaufnahme eines fertig prozessierten Tunnellements. Der kleinere runde Kontakt in der Mitte der Struktur ist der eigentliche Tunnelkontakt. Durch die Mesa (großes Quadrat) sind die Leiterbahnen von einander isoliert. Die Au-Bonddrähte werden zusätzlich mit Zweikomponenten-Leitsilber fixiert.

ment von oben. Die verwendete Geometrie erlaubt eine Vier-Punkt-Messung des Widerstands. Abbildung 2.3 zeigt die Lichtmikroskop-Aufnahme eines fertig prozessierten Tunnelkontakte.

Um den TMR-Effekt beobachten zu können, braucht man zwei magnetische Schichten mit unterschiedlichen Schaltfeldern. Dies kann durch ungleiche Koerzitivfelder realisiert werden. Das Koerzitivfeld wird beispielsweise bestimmt durch die Art des verwendeten Materials (hartmagnetisches Co - weichmagnetisches Ni-Fe) oder die Schichtdicke. In dieser Arbeit werden verschiedene dicke Fe-Schichten verwendet, die bei niedrigen Temperaturen unterschiedliche Schaltfelder zeigen, während sich die Schaltfelder bei höheren Temperaturen angleichen.

In Abschnitt 3.3 wird eine der beiden Fe-Schichten mit Hilfe einer hartmagnetischen Co-Schicht gepinnt, so dass TMR-Messungen bis Raumtemperatur möglich sind. Unterschiedliche Schaltfelder können prinzipiell auch durch Ankoppeln einer der beiden Schichten an einen Antiferromagneten realisiert werden [88].

Ein Problem bei der vorgestellten Prozessierungstechnik ist die unvermeidliche Oxidation der GaAs-Barriere nach dem letzten HF-Ätzschritt. In Abschnitt 3.3 wird versucht, die GaAs-Barriere vor dem Aufdampfen der Fe-Kontakte mit Argon-Ionen-Sputtern zu reinigen und die Oxidschicht zumindest zum Teil zu entfernen.

Vermeiden von Hochtemperaturschritten

In der Arbeit von Stephan Kreuzer [12] wurde der Vorschlag gemacht, dass die geringe Größe des dort gefundenen TMR-Effekts ein Resultat von Difusionsprozessen an der Fe/GaAs-Grenzfläche ist. Diese könnten durch das Vermeiden höherer Temperaturen während der Prozessierung verringert werden. Hierfür wurden bei den Proben ab Abschnitt 3.2.4 alle Prozess-Schritte über 90°C grundsätzlich vermieden. Im einzelnen wurden folgende Veränderungen vorgenommen:

- Aushärten des Epoxy-Klebers MBond 600 E bei 80°C für 4 h anstatt bei 120°C für 2 h
- Epoxy-Reste mit dem Skalpell entfernen und nicht mit O₂-Plasma
- Aufkleben der Probe beim Zurückätzen des Originalsubstrats nicht mit Gatan-Wachs bei 150°C, sondern mit Polyester-Wachs bei 56°C
- Fixieren der Bonddrähte mit Zweikomponenten-Leitsilber, das innerhalb eines Tages bei Zimmertemperatur aushärtet (anstatt bei 120°C für 30 min)

In Anhang A ist die Prozessfolge detailliert beschrieben. Die verwendeten Materialien mit ihren Bezugsquellen sind in Anhang B aufgelistet. Versuche, den Epoxy-Kleber MBond 600 E durch den bereits bei 60°C aushärtenden Epoxy-Kleber G1 von Gatan zu ersetzen, zeigten keinen Erfolg. Der Epoxy scheint nicht genügend resistent gegen Lösungsmittel zu sein. Gleiches gilt für die Epoxy-Kleber von UHU (plus endfest, plus sofortfest).

2.2 Messtechnik

Der Großteil der Messungen wurde mit dem Semiconductor Parameter Analyzer 4155A von Hewlett Packard in Vierpunkt-Geometrie durchgeführt. Die Tieftemperaturmessungen erfolgten in einem kommerziellen ^4He -Kryostaten der Firma Oxford (Teslatron 10/12/64/13). Dieser ist mit einem *variable temperature insert* (VTI) ausgestattet, der es erlaubt, die Probentemperatur in einem Bereich von 1,4 K bis 200 K einzustellen. Temperaturen unter 4,2 K erreicht man durch Erniedrigen des Dampfdrucks über dem ^4He -Bad, höhere Temperaturen durch Heizen des VTI, so dass die Probe vom warmen ^4He -Gas umströmt wird.

Für die in Abschnitt 3.5 vorgestellten Messungen bei 400 mK wurde ein ^3He -Probenstab verwendet. Dieser wird zusammen mit dem zugehörigen ^3He -Pumpstand in [89] detailliert beschrieben. Der ^3He -Probenstab wird in das VTI eingeführt und durch das flüssige ^4He gekühlt. Leitet man nun das ^3He , das sich zuvor in einem Vorratsbehälter befindet, in den abgeschlossenen ^3He -Probenstab, so kondensiert es dort aus. Anschließend wird der Dampfdruck über dem ^3He -Bad mit Hilfe einer Turbopumpe erniedrigt. Da die Dampfdruckkurve für ^3He flacher verläuft als für ^4He , kann mit diesem System eine minimale Temperatur von 300 mK erzielt werden.

Zur Messung des differentiellen Widerstands wurde der in Abbildung 2.4 gezeigte Messaufbau verwendet. Hierfür überlagert man einen kleinen Wechselstrom (Oszillatortaustgang des Lock-In I) mit einem Gleichstrom (Yokogawa 7651). Die entsprechenden Stromstärken werden mit einem Vorwiderstand R_V eingestellt, der im Vergleich zum Widerstand des Tunnelelements sehr groß ist. Zeichnet man das resultierende Wechselspannungs-Signal an der Probe mit Hilfe eines zweiten Lock-In auf, so erhält man daraus den differentiellen Widerstand. Zusätzlich kann mit Hilfe eines parallel zum Lock-In II betriebenen Multimeters das Gleichspannungs-Signal an der Probe aufgezeichnet werden. Der in [12] entwickelte Aufbau zur Messung der Leitfähigkeit konnte nur bei Proben mit niedrigen Widerständen ($R < 1\text{k}\Omega$) vernünftig eingesetzt werden.

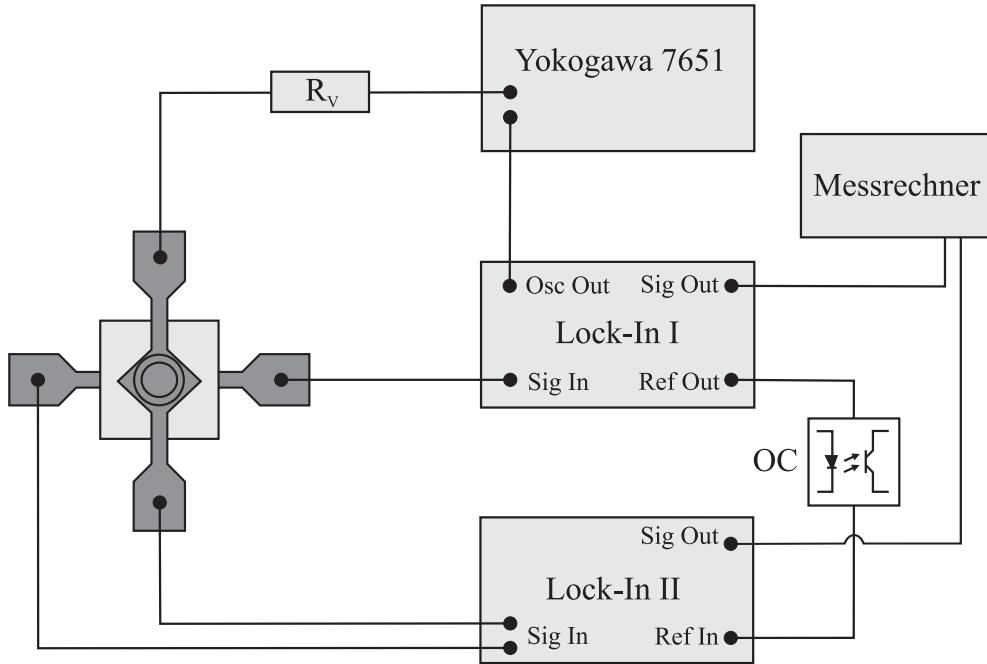


Abbildung 2.4: Aufbau zur Messung des differentiellen Widerstands. Die Geräte sind über Trenntransformatoren von der Netzerde getrennt. Eine zusätzliche galvanische Trennung der Lock-In-Verbindungen über Optokoppler (OC) ermöglicht die Erdung der verwendeten Geräte an einem zentralen Punkt. Ein kleiner Wechselstrom (Oszillatortaustgang des Lock-In I) wird für die Messung mit einem Gleichstrom (Yokogawa 7651) überlagert. Für kleine Gleichströme kann das Wechselstromsignal mit dem Lock-In I aufgezeichnet werden, bei höheren Gleichströmen muss der entsprechende Kontakt geerdet werden. Die Stromstärken werden mit einem im Vergleich zum Widerstand des Tunnelelements sehr großen Vorwiderstand R_V eingestellt. Nimmt man das resultierende Wechselspannungs-Signal an der Probe mit dem Lock-In II auf, so erhält man daraus den differentiellen Widerstand des Tunnelkontakte. Ein parallel zum Lock-In II betriebenes Multimeter kann zusätzlich das Gleichspannungs-Signal an der Probe aufzeichnen.

Kapitel 3

Messergebnisse und Diskussion

Dieses Kapitel gliedert sich in fünf Abschnitte. Der erste erläutert kurz die Ergebnisse der Arbeiten von Stephan Kreuzer [12] und Jürgen Moser [90], auf denen die vorliegende Arbeit direkt aufbaut. In diesen wurde gezeigt, dass der dominierende Transportmechanismus durch die GaAs-Halbleiter-Barrieren quantenmechanisches Tunneln ist. Außerdem konnte an Eisen-GaAs-Eisen-Tunnelkontakte ein maximaler Tunnelmagnetowiderstands-Effekt von 0,56% gemessen werden. Im zweiten Abschnitt werden weiterführende Experimente zu Tunnelementen mit ferromagnetischen Kontakten vorgestellt. Die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des TMR-Effekts von Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakten mit Argon-Ionen-Vorbehandlung wird im dritten Abschnitt diskutiert. Dabei zeigt sich, dass die Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Halbleiter einen entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften des Tunnelkontakte hat. Der vierte Teil zeigt Hochfeld-Magnetowiderstands-Messungen an magnetischen und nichtmagnetischen Tunnelementen. Verschiedene Modelle zur Erklärung dieses Effekts werden vorgestellt und diskutiert. Der letzte Abschnitt widmet sich Messungen an Ferromagnet-GaAs-Supraleiter-Tunnelkontakte, mit denen es prinzipiell möglich ist, die Spinpolarisation des Ferromagneten direkt zu bestimmen.

3.1 Vorarbeiten

3.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

In den Arbeiten von Kreuzer [12] und Moser [90] wurde die Strom-Spannungs-Charakteristik der Tunnelemente intensiv untersucht. Hier sollen nur kurz die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst werden. Die Kennlinien der Tunnelemente sind nichtlinear und zeigen bei logarithmischer Auftragung einen deutlichen Knick bei 0,7 bis 0,8 V (Abbildung 3.1 (a)). Dieser Knick wird auf Fowler-Nordheim-Tunneln zurückgeführt, das in Abschnitt 1.1 theoretisch behandelt wurde. FNT setzt dann ein, wenn die angelegte Spannung größer wird als die Barrierenhöhe. Da die Fermi-Energie auf GaAs-Oberflächen nahezu unabhängig vom Kontaktmetall in der Mitte der Bandlücke E_G pinnt, erwartet man eine Barrierenhöhe $\phi = E_G/2 = 0,76$ eV bei 0 K, was in guter Übereinstimmung mit dem Einsetzen des FNT bei 0,7 bis 0,8 V ist. Abbildung 3.1 (b) zeigt zusätzlich, dass der Tunnelstrom exponentiell von der Barrierendicke d abhängt, $I \propto \exp(-2\kappa d)$. Von den komplexen Bändern in GaAs bestimmt dasjenige mit der kleinsten Dämpfungskonstante κ den Tunneltransport. Diese berechnet Mavropoulos et al. [18] zu $\kappa = 1,1 \text{ nm}^{-1}$, welche in guter Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Wert von $(0,9 \pm 0,1) \text{ nm}^{-1}$ ist. In einfacherster Näherung ist die Dämpfungskonstante gegeben durch $\sqrt{2m\phi}/\hbar$ mit der effektiven Elektronenmasse m in GaAs. Mit diesem einfachen Ausdruck erhält man für $\kappa \approx 1,15 \text{ nm}^{-1}$.

Neben der exponentiellen Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Barrierendicke ist die Temperaturabhängigkeit ein weiteres wichtiges Kriterium zur Bestimmung des Transportmechanismus. Der Strom zeigt einen annähernd quadratischen Anstieg mit steigender Temperatur (Abbildung 3.2). Das Inset zeigt den thermischen Anteil des Stroms $I_{th} = I(T) - I(2,5K)$ gegen T^2 aufgetragen. Dieser Anstieg kann sehr gut mit der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke E_G von GaAs erklärt werden [12], die quadratisch mit der Temperatur von 1,52 eV bei 4,2 K auf 1,42 eV bei Zimmertemperatur fällt [91]. Wäre der Transport dominiert von Pinholes, sollte es zu einer Reduktion des Tunnelstroms mit steigender Temperatur kommen [92]. Die Temperaturabhängigkeit der Strom-Spannungs-Charakteristik zusammen mit der exponentiellen Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Barrierendicke lässt darauf schließen, dass der dominierende Transportmechanismus durch die GaAs-Barrieren quantenmechanisches Tunneln ist.

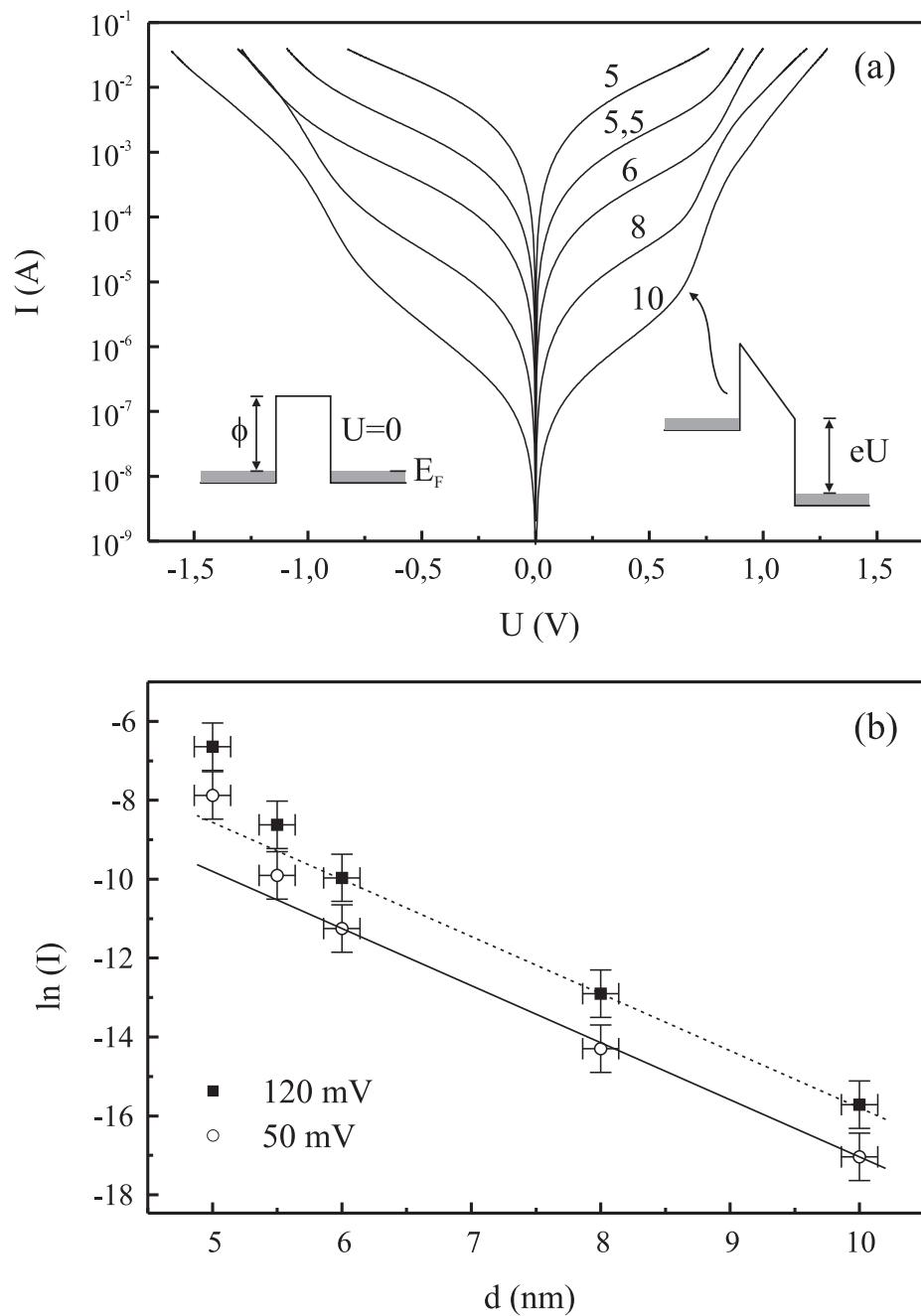


Abbildung 3.1: U - I -Kennlinien von $Fe/GaAs/Fe$ -Tunnelkontakte bei $4,2\text{ K}$ nach [12]; (a) Abhängigkeit des Stroms von der Bias-Spannung für unterschiedliche Barrierendicken (in nm). Das Inset skizziert die Barriere für $U = 0$ und für das Regime des Fowler-Nordheim-Tunnelns; (b) Exponentielle Abhängigkeit des Tunnelstroms (in Ampere) von der Barrierendicke für zwei unterschiedliche Bias-Spannungen. Nur für dünne Barrieren kommt es zu einer Abweichung von der exponentiellen Dickenabhängigkeit.

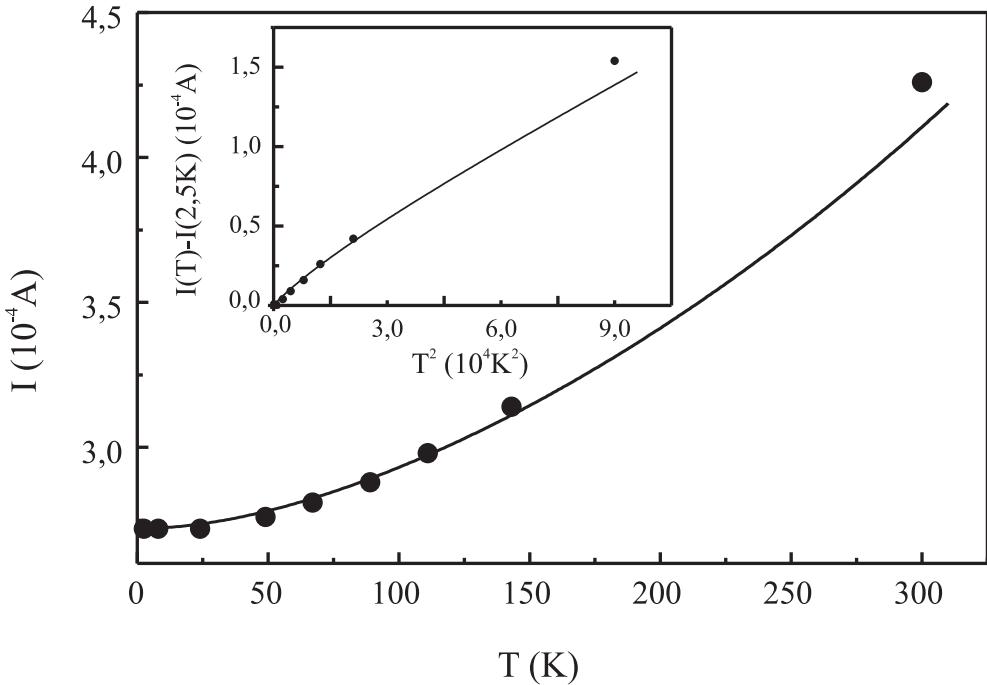


Abbildung 3.2: Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms für ein Fe/GaAs/Fe-Tunnelelement mit einer 6 nm dicken Barriere nach [12]. Das Inset zeigt den thermischen Anteil des Stroms $I_{th} = I(T) - I(2,5\text{K})$ gegen T^2 aufgetragen. Die eingezeichneten Linien entsprechen dem Anstieg des Tunnelstroms aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs.

3.1.2 Magnetowiderstandseffekt

Magnetfeldabhängige Messungen von Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte ergaben einen maximalen Magnetowiderstandseffekt von 0,56% bei 5,5 nm dicker Barriere, einer Temperatur von 4,2 K und 5 mV Bias-Spannung [12]. Aus dem Jullière-Modell kann daraus eine Spinpolarisation des Tunnelstroms von 5,3% abgeleitet werden. Bei hohen Magnetfeldern nahm der Widerstand der Tunnelemente auch nach Sättigung der Fe-Kontakte weiter ab. Als Ursache wurde Spin-Flip-Streuung an paramagnetischen Fe-Atomen diskutiert. Diese könnten aufgrund von Hochtemperaturschritten während der Prozessierung isoliert an der Grenzfläche sitzen oder in die Barriere diffundiert sein und dort als Spin-Flip-Zentren agieren [12].

3.2 Fe/GaAs/Fe-Kontakte - erste Messungen

Es ist bekannt, dass der Tunnelmagnetowiderstand sehr sensitiv auf Veränderungen an der Grenzfläche reagiert. Dieser Abschnitt soll den Einfluss verschiedener Faktoren wie Grenzflächenrauigkeit, Kristallorientierung der GaAs-Barriere und der Hochtemperaturschritte während der Prozessierung beleuchten. Ein Unterabschnitt ist der Abhängigkeit des TMR vom Winkel zwischen den Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Kontakte gewidmet. Wenn nicht anders angegeben, liegt die GaAs-Tunnelbarriere in der (001)-Orientierung vor.

3.2.1 Grenzflächenrauigkeit

In der Arbeit von Kreuzer [12] zeigte die Größe des TMR keine Korrelation zur Barrierendicke. Bemerkenswert war, dass die 8 nm dicken Barrieren systematisch keinen TMR-Effekt zeigten. Es wurde diskutiert, dass es aufgrund der Variation von κ mit der Barrierendicke laut dem Bratkovsky-Modell (siehe 1.1) zu einer Abhängigkeit des TMR von der Dicke der GaAs-Barriere kommt und der TMR-Effekt gerade für 8 nm dicke Barrieren unterdrückt sein könnte. Um dies zu überprüfen, wurde neues Halbleitermaterial mit einer 8 nm dicken GaAs-Barriere gewachsen und Tunnelkontakte mittels der in [12] entwickelten Prozessierung hergestellt. Im Gegensatz zu den aus dem alten Halbleitermaterial prozessierten Tunnelkontakten zeigten die neuen Proben einen Tunnelmagnetowiderstandseffekt (siehe Abbildung 3.3). Wertet man den Widerstand unmittelbar vor und nach dem Sprung aus und benutzt man die Definition

$$TMR = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} \quad (3.1)$$

(R_p = Widerstand für parallele Orientierung der Magnetisierungsrichtungen, R_{ap} = Widerstand für antiparallele Orientierung der Magnetisierungsrichtungen), so erhält man einen TMR-Effekt von 0,84% bei einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K. Aus dem Jullière-Modell lässt sich daraus eine Spinpolarisation des Tunnelstroms von 6,5% ableiten. Eine systematische Unterdrückung des TMR-Effekts aufgrund des in [12] vorgeschlagenen Modells ist damit auszuschließen. Es müssen folglich andere Mechanismen für den verschwindenden TMR-Effekt beim alten Proben-Material verantwortlich sein. Eine vergleichende Untersuchung der beiden 8 nm-Materialien soll Aufschluss darüber geben.

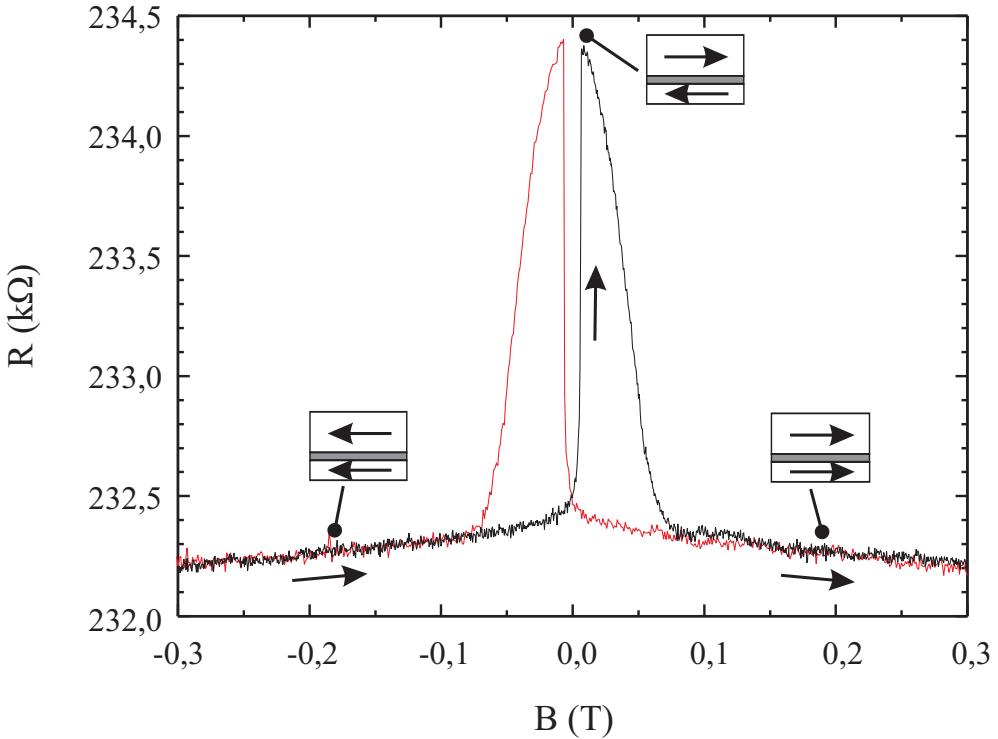


Abbildung 3.3: Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 3,5 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe bei einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K. Die Pfeile zeigen die Sweep-Richtung des Magnetfelds für eine der beiden Messungen an.

Mittels Rasterkraftmikroskopie (*Atomic Force Microscope*, AFM) wurden die Grenzflächen der entsprechenden Barrieren untersucht, da bereits unter dem Lichtmikroskop im Dunkelfeld-Modus eine starke Rauigkeit der alten 8 nm-Barriere im Vergleich zu der neuen Barriere zu erkennen war. Für die Untersuchung wurden die GaAs-Barrieren mit Hilfe der in 2.1 vorgestellten selektiven nasschemischen Ätzverfahren freigelegt. Abbildung 3.4 zeigt die Oberfläche des alten 8 nm-Materials. Im Gegensatz zum neuen 8 nm-Material zeigt sich eine deutliche Welligkeit der Probenoberfläche mit einer Amplitude von etwa 15 nm und einem peak-to-peak-Abstand von etwa 2-3 μm . Alle anderen untersuchten Barrieren zeigen diese langreichweitige Welligkeit nicht. Abgesehen von dieser Eigenart weist das alte 8 nm-Material eine Oberflächen-RMS-Rauigkeit (*root mean square*, RMS) von etwa 0,5 nm auf, die auf ähnlichem Niveau liegt wie die Rauigkeiten der anderen untersuchten Barrieren. Das Verschwinden des TMR und die Wel-

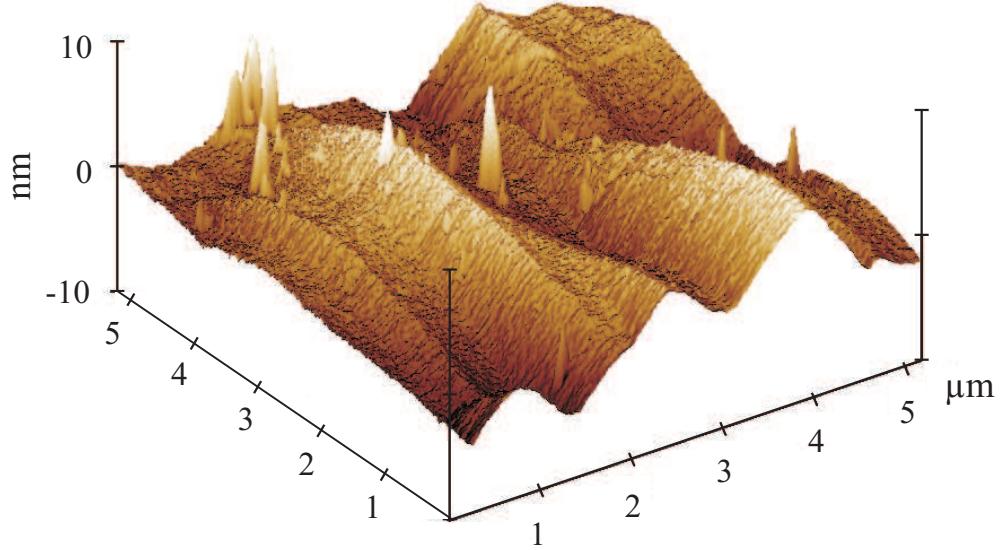


Abbildung 3.4: AFM-Aufnahme des alten 8 nm-Materials. Das Bild zeigt die nasschemisch freigelegte Oberfläche der GaAs-Barriere.

ligkeit des Probenmaterials scheinen korreliert zu sein, da beides zusammen nur bei diesem Material zu finden war.

Theoretische Arbeiten sagen für ungeordnete Grenzflächen eine erhebliche Unterdrückung des TMR voraus. Dies kann einerseits von der Streuung an der Grenzfläche herrühren [93, 94], oder auch aus Symmetrieverlegungen abgeleitet werden [95]. Der negative Einfluss von rauen Grenzflächen auf den TMR [96] und die lineare Abnahme der Spininjektions-Effizienz mit zunehmender Zahl von Grenzflächendefekten im ZnMnSe/AlGaAs-System [97] belegen diesen Sachverhalt von experimenteller Seite. Verstärkte Grenzflächenstreuung könnte auch beim alten 8 nm-Material zumindest zu einer Reduktion des TMR führen. Inwieweit eine langreichweite Welligkeit über die Spin-Bahn-Wechselwirkung einen Einfluss auf den TMR hat, bleibt zu klären.

Eine weitere Erklärung für den verschwindenden TMR beim alten 8 nm-Material wäre, dass die beiden ferromagnetischen Schichten dort nicht getrennt voneinander schalten, so dass es zu keiner antiparallelen Ausrichtung der Kontakte kommt. Eine magnetische Kopplung zwischen den beiden ferromagnetischen Schichten in einem magnetischen Tunnelkontakt kann aufgrund ihrer räumlichen Nähe bedeutsam werden. Eine Zwischenschichtaustauschkopplung aufgrund spinpolarisierten quantenmechanischen Tunnelns, wie es in [11] für das Fe/MgO/Fe-System gefun-

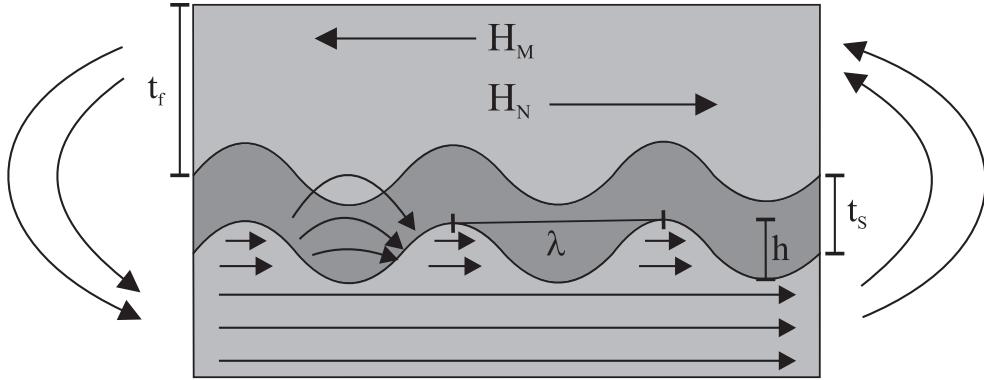


Abbildung 3.5: Orange-Peel-Kopplung zweier magnetischer Schichten über eine raue Zwischenschicht. Die Rauigkeit führt bei einer in-plane-Magnetisierung zu einer bevorzugten parallelen Magnetisierungsausrichtung. Details siehe Text. Nach [99].

den wurde, kann in unserem Fall aufgrund von Barrieren, die um eine Größenordnung dicker sind, ausgeschlossen werden. Pinholes in der Barriere, die einen direkten Kontakt zwischen den beiden magnetischen Kontakten ermöglichen, führen zu einer ferromagnetischen Kopplung. Pinholes würden aber zu einer Zunahme des Widerstands mit steigender Temperatur führen [92]. Da die beiden 8 nm-Materialien einen ähnlichen Widerstand aufweisen und die in 3.1 dargestellte Temperaturabhängigkeit zeigen, kann auch dieser Mechanismus ausgeschlossen werden.

Die sogenannte Néel- oder auch Orange-Peel-Kopplung [98] führt ebenfalls zu einer ferromagnetischen Kopplung zweier magnetischer Schichten, die durch eine raue Zwischenschicht voneinander getrennt sind (siehe Abbildung 3.5). Die ebenfalls eingezeichnete magnetostatische Kopplung H_M aufgrund von Streufeldern an den Rändern der ferromagnetischen Schichten dürfte bei der Größe der hier verwendeten Kontakte vernachlässigbar sein. Im Néel-Modell wird eine sinusförmige Rauigkeit angenommen und das Kopplungsfeld ist gegeben durch [99]

$$H_N = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \left(\frac{h^2}{\lambda t_F} \right) M_S \exp(-2\pi\sqrt{2}t_S/\lambda) , \quad (3.2)$$

mit h und λ der Amplitude und Wellenlänge des Rauigkeits-Profil, t_F und t_S der Dicke der freien Schicht bzw. der Barriere und M_S der Magnetisierung der freien Schicht. Da die Halbleiterschichten der verwendeten Heterostruktur schichtweise gewachsen werden, kann man von einer korrelierten Rauigkeit der oberen und

unteren Grenzfläche der GaAs-Barriere ausgehen, wie es im Néel-Modell gefordert ist. Ein weiteres Indiz für eine korrelierte Rauigkeit von oberer und unterer Grenzfläche ist der annähernd gleiche Tunnelwiderstand der beiden Halbleiterbarrieren.

Setzt man die beim alten 8 nm-Material gefundenen Rauigkeitswerte in die Gl. (3.2) ein, so ergibt sich ein Austauschfeld von etwa 30 mT. Will man die weichmagnetische, 20 nm dicke Fe-Schicht umschalten, so hält die hartmagnetische Schicht sie zunächst in ihrer ursprünglichen Magnetisierungsrichtung fest. Erst bei einem um 30 mT höheren äußeren Feld (als ohne Orange-Peel-Kopplung) magnetisiert die weichmagnetische Schicht schließlich doch um. Im Gegenzug erfährt nun die hartmagnetische, 4 nm dicke Fe-Schicht ein zusätzliches äußeres Feld von etwa 30 mT, das sie wiederum veranlasst, früher zumumagnetisieren. Betrachtet man Abbildung 3.3, so zeigt sich, dass sich die Koerzitivfelder der beiden Fe-Schichten nur um etwa 40 mT unterscheiden. Aufgrund der Orange-Peel-Kopplung kommt es aber zu einem Angleichen der Koerzitivfelder um jeweils 30 mT, so dass in diesen Tunnelkontakteen die magnetischen Elektroden wohl nicht mehr getrennt voneinander schalten und so das Verschwinden des TMR erklärt werden kann.

Diese ferromagnetische Kopplung sollte prinzipiell auch in Magnetometermessungen nachzuweisen sein. Bei Tunnelementen wird dieser Effekt aber nicht feststellbar sein, da nur eine sehr kleine Fläche* der beiden ferromagnetischen Elektroden in direktem Kontakt über die GaAs-Barriere stehen. Das restliche ferromagnetische Material ist durch dicke Isolatorschichten voneinander getrennt und spürt folglich nichts von der ferromagnetischen Kopplung, so dass eine Magnetometermessung ein unabhängiges Schalten der beiden magnetischen Schichten ergeben würde.

Eine flächige Präparation der magnetischen Kontakte mit dazwischenliegender GaAs-Barriere würde dieses Problem lösen, es zeigt sich aber, dass der Schichtaufbau mechanisch instabil ist und es zu erheblichen Verspannungen und Rissen kommt [100]. Außerdem führt eine flächige Ausführung in den meisten Fällen auch zu Kurzschlüssen zwischen den beiden magnetischen Kontakten, was ebenfalls zu einer ferromagnetischen Kopplung führt. Eventuell können diese Probleme durch Strukturierung von kleineren Feldern umgangen werden. Ein eingehendere Untersuchung war aber nicht Ziel dieser Arbeit.

*Nur die runde Kontaktfläche mit 16 μm Durchmesser.

3.2.2 Kristallorientierung

In diesem Abschnitt soll der Einfluss einer unterschiedlichen Kristallrichtung der GaAs-Barriere auf die Eigenschaften des TMR untersucht werden. Theoretische Arbeiten sagen für die (001)-Orientierung von GaAs eine sehr hohe Spinpolarisation des Tunnelstroms aufgrund von Symmetrieüberlegungen vorher [17, 19]. Diese Überlegungen wurden auch auf die (110)- und die (111)-Orientierung ausgeweitet [69]. Dort gibt es die Symmetrie-Fehlanpassung der Minoritätsspin-Elektronen aber nicht, die bei der (001)-Orientierung für die hohe Spinpolarisation verantwortlich ist. Da diese Berechnungen jedoch von vollepitaktischen Systemen mit sehr sauberen Grenzflächen ausgehen, können die Ergebnisse nur bedingt übertragen werden. Technologisch interessant ist die (110)-Oberfläche, da sie im Gegensatz zu GaAs(001) nichtpolar ist. Ein Ladungstransfer von den Ga- zu den As-Atomen ergibt an der Oberfläche vollständig gefüllte As-Bindungen und vollständig leere Ga-Bindungen. Dies resultiert in einer neutral geladenen Oberfläche, welche chemisch stabiler sein sollte als die GaAs(001)-Oberfläche. Die GaAs(110)-Heterostruktur wurde mit dem gleichen Schichtaufbau gewachsen wie bei den üblicherweise verwendeten (001)-Proben (siehe 2.1). Die Proben zeigten unter dem Lichtmikroskop eine vergleichsweise starke Rauigkeit, die auf ein nicht optimiertes (110)-Wachstum hinweist [101].

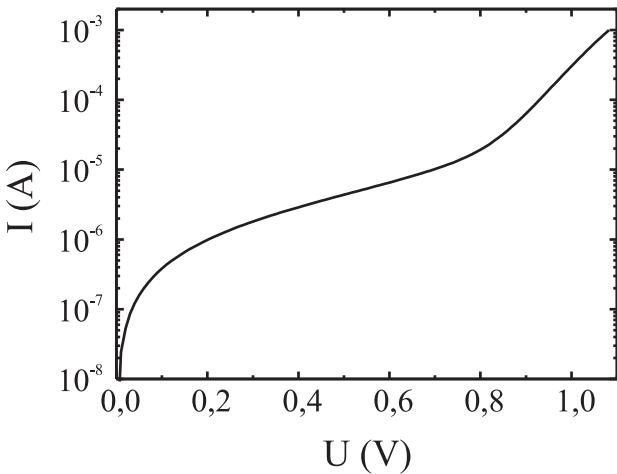


Abbildung 3.6: *U-I-Kennlinie eines Fe/GaAs(110)/Fe-Tunnelkontakte bei 4,2 K. Die Barrierendicke beträgt 10 nm. Bei $U \approx 0,8$ V erkennt man das Einsetzen des Fowler-Nordheim-Tunnelns.*

Abbildung 3.6 zeigt die Kennlinie eines Fe/GaAs(110)/Fe-Tunnelkontakte mit 10 nm dicker Barriere bei einer Temperatur von 4,2 K. Der Widerstand des Tunnelelements liegt auf ähnlichem Niveau wie bei der Probe aus Abbildung 3.3, obwohl deren GaAs(001)-Barriere nur 8 nm dick ist. Der Grund für diese

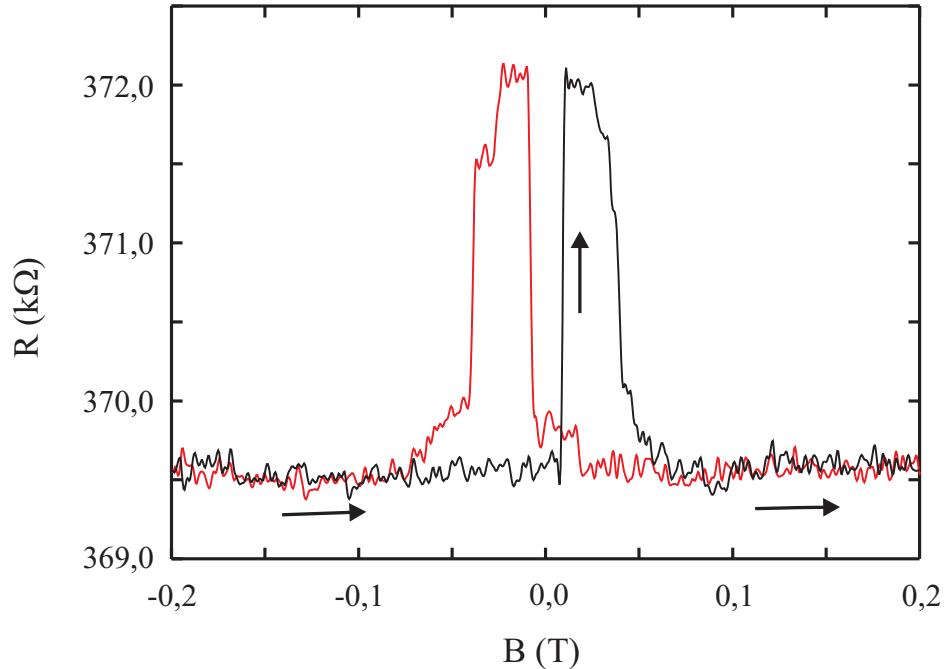


Abbildung 3.7: Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 4 nm Fe/10 nm GaAs(110)/20 nm Fe bei einer Bias-Spannung von 20 mV und 4,2 K. Die Pfeile zeigen die Sweep-Richtung des Magnetfelds für eine der beiden Messungen an. Der TMR-Effekt beträgt etwa 0,67%.

Diskrepanz ist unklar, vielleicht führt die erhöhte Grenzflächenrauigkeit zu einer effektiv dünneren Barriere. Fowler-Nordheim-Tunneln setzt etwa bei einer Bias-Spannung von 0,8 V ein. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem für GaAs(001) gefundenen Wert. Auch die Temperaturabhängigkeit des Widerstands, $R(2,5K)/R(300K)$, unterscheidet sich für die beiden Kristallorientierungen kaum. Der Widerstand steigt bei der (110)-Barriere um einen Faktor 1,67, während sich für die (001)-Orientierung ein Faktor 1,57 ergab [12]. Die beiden Kristallorientierungen scheinen also bis auf die unterschiedlichen Widerstände annähernd gleiche Eigenschaften aufzuweisen.

Abbildung 3.7 zeigt die Magnetowiderstandskurve für das Fe/GaAs/Fe-Tunnellement mit (110)-Orientierung, gemessen bei einer Bias-Spannung von 20 mV und 4,2 K. Die Probe zeigt einen TMR-Effekt von etwa 0,67%. Dieser Wert muss verglichen werden mit dem TMR-Wert des Tunnelkontakte aus 3.2.1, der bei 0,84% liegt. Die mit dem Jullière-Modell ermittelte Spinpolarisation von 5,8% ist im Vergleich zu der bei der (001)-Orientierung um etwa 10% reduziert.

Theoretische Arbeiten sagen für GaAs(110)-Barrieren im Vergleich zu GaAs(001)-Barrieren einen deutlich kleineren TMR voraus [69]. Da unser System aber nicht vollepitaktisch ist und zudem wohl eine stark gestörte Fe/GaAs-Grenzfläche vorliegt, sind diese theoretischen Berechnungen nicht auf unser reales System übertragbar. Auch die vermutete höhere chemische Stabilität der (110)-Orientierung konnte nicht bestätigt werden.

Ein verbessertes Wachstum mit glatteren Grenzflächen könnte eventuell eine Erhöhung des TMR bewirken. Li et al. [102] fanden bei der Injektion spinpolarisierter Elektronen in eine GaAs(110)-Spin-LED eine im Vergleich zur (001)-Orientierung deutlich reduzierte Injektionseffizienz (13% vs. 32%). Sie führen dies auf Spinstreuung an Defekten in der Barriere zurück. Dies wird auch unterstützt von dem Befund, dass sich deren Proben über 50 K nicht mehr im Tunnelregime befinden, sondern der meiste Strom diffusiv über Defekte fließt. Die Defekte in der Barriere werden ebenfalls auf ein nicht optimiertes Wachstum zurückgeführt. Da die GaAs(110)-Barriere keine verbesserten Eigenschaften zeigt, wurden die weiteren Experimente mit GaAs(001)-Barrieren durchgeführt.

3.2.3 Andere ferromagnetische Kontaktmaterialien

In diesem Abschnitt werden Experimente mit anderen ferromagnetischen Kontaktmaterialien als Eisen vorgestellt. Die Eigenschaften des Tunnelkontakte hängen dabei sehr empfindlich von der Wahl des Kontaktmaterials ab. Sowohl Tunnelemente mit thermisch aufgedampften Nickel- als auch solche mit Kobalt-Kontakten zeigten ohmsches Verhalten. Es ist bekannt, dass diese beiden Übergangsmetalle stark mit GaAs reagieren und eine durchmischte Grenzfläche bilden [103]. Im Falle von Nickel erhält man eine etwa 10 Å dicke durchmischte Grenzfläche, wenn das Schichtwachstum bei Zimmertemperatur abläuft [104]. Kobalt neigt bei höheren Temperaturen zur Ausbildung einer amorphen Grenzfläche mit GaAs. Die Co-Atome besetzen dabei Zwischengitterplätze im GaAs-Kristall, der ab einer bestimmten Konzentration an Kobalt-Atomen aufbricht [105, 106]. Die amorphe Grenzfläche hat zusätzlich nichtmagnetischen oder antiferromagnetischen Charakter [107], was die Beobachtung eines Magnetowiderstandsefekts zusätzlich erschwert hätte. Ein Durchmischen der Kontaktmaterialien mit der GaAs-Barriere führt effektiv zu einer Verkleinerung der Barrierendicke. Dies könnte den experimentellen Befund erklären, dass diese Kontakte keine Tunneleigenschaften zeigen. Moser [90] fand bei Tunnelementen mit Co-Kontakten

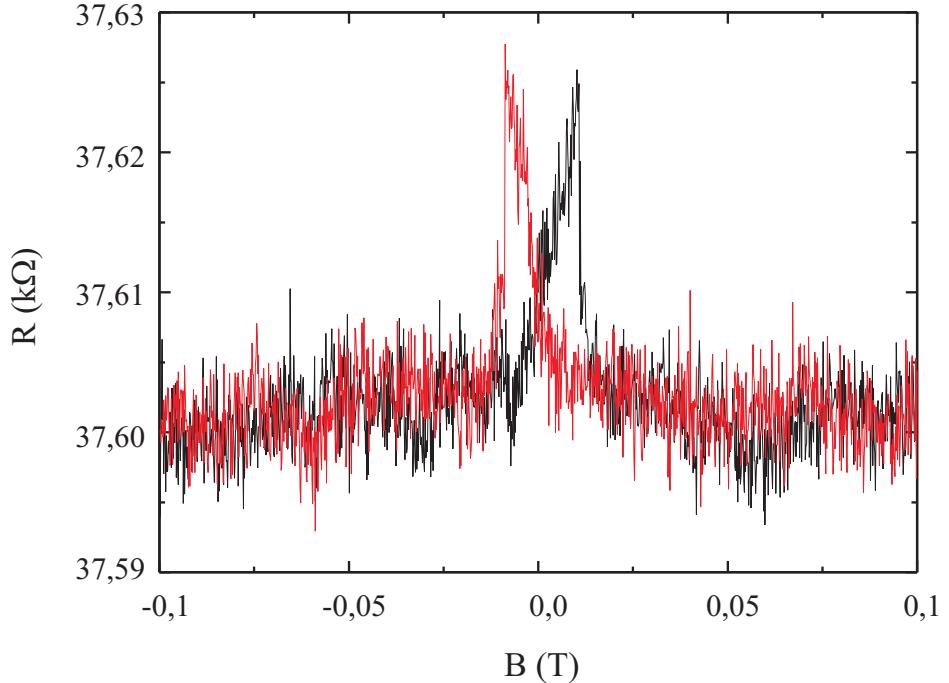


Abbildung 3.8: Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 25 nm Fe/8 nm GaAs/25 nm NiFe bei einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K. Es ergibt sich ein TMR-Effekt von knapp 0,06%. Das fehlende Plateau bei hohen Widerstandswerten deutet darauf hin, dass keine perfekte Antiparallelstellung der Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Schichten erreicht wird.

vorwiegend ohmsches Verhalten, nur ein Element zeigte Tunnelverhalten. Bei diesem war der Widerstand um einen Faktor 200 gegenüber vergleichbaren Proben mit Fe-Kontakten reduziert. Dieser Befund stützt ebenfalls die Annahme, dass Kobalt und GaAs an der Grenzfläche reagieren. Tunnelemente mit aufgesputterten Co-Kontakten zeigen zwar Tunneleigenschaften, aber die Durchmischung der Grenzfläche führt wohl auch hier zu einer völligen Unterdrückung des TMR [108]. Tunnelemente mit einem Fe-Kontakt und einem aus Ni₈₁Fe₁₉ (*Permalloy*, Py) zeigen hingegen Tunnel-Eigenschaften. Die Py-Schicht muss aber als zweiter Kontakt aufgebracht werden, ansonsten ergibt sich wieder nur ohmsches Verhalten. Die Hochtemperaturschritte während der Prozessierung scheinen zu einem verstärkten Durchmischen der Grenzfläche zu führen, wenn sich Nickel oder eine Nickel-Legierung an der Grenzfläche befindet. Die Fe/GaAs/Py-Tunnelkontakte

zeigen gegenüber Tunnelementen mit zwei Fe-Kontakten folglich auch einen um etwa Faktor 6 reduzierten Widerstand. Außerdem zeigen sie deutlich stärkeres Rauschen. Magnetowiderstandsmessungen ergeben einen sehr kleinen TMR-Effekt von maximal 0,06% bei 20 mV Bias-Spannung und einer Temperatur von 4,2 K (siehe Abbildung 3.8). Dies entspricht einer Spinpolarisation von 1,7% im Jullière-Modell. Die Spinpolarisation ist gegenüber vergleichbaren Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte um etwa 75% reduziert. Diese niedrige Polarisation kann wohl hauptsächlich auf die stark durchmischte Py-GaAs-Grenzfläche zurückgeführt werden, da diese Mischphase wahrscheinlich nicht die volle Spinpolarisation von bulk Py aufweist. Wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist, wird bei diesem Tunnelkontakt aber auch keine perfekte Antiparallelstellung der beiden ferromagnetischen Elektroden erreicht. Dies könnte auch einen Teil zur Reduktion des TMR beitragen.

3.2.4 Hochtemperaturschritte

In der Arbeit von Kreuzer [12] wurde vermutet, dass der dort gefundene niedrige TMR-Effekt durch Spin-Flip-Streuung an paramagnetischen Fe-Atomen verursacht wird, die isoliert von der Fe-Schicht an der Grenzfläche oder in der Barriere sitzen. Hochtemperaturschritte während der Prozessierung (Aushärtungen des Epoxidklebers und des Zwei-Komponenten-Leitsilbers) können zu einer verstärkten Diffusion der Fe-Atome führen. Temperaturen über 100°C sind im Fe/GaAs-System als kritisch zu betrachten, da sie zu einer verstärkten Durchmischung an der Grenzfläche führen [109].

Um zu klären, inwieweit Temperaturschritte während der Prozessierung die Eigenschaften der Tunnelkontakte beeinflussen, wurde die in [12] entwickelte Prozessierung so abgewandelt, dass Temperaturschritte über 90°C konsequent vermieden werden (siehe 2.1). Abbildung 3.9 zeigt eine Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für einen so prozessierten Kontakt mit dem gleichen Barrierenmaterial wie bei der Probe in Abbildung 3.3. Der TMR-Effekt beträgt etwa 1,50% bei einer Bias-Spannung von 20 mV (1,70% bei 5 mV). Dies entspricht im Jullière-Modell einer Spinpolarisation des Tunnelstroms von 8,6% (9,2% bei 5 mV). Aufgrund der Vermeidung von Hochtemperaturschritten während der Prozessierung konnte der TMR um knapp 80% gesteigert werden und die Spinpolarisation des Tunnelstroms um gut 30% gesteigert werden.

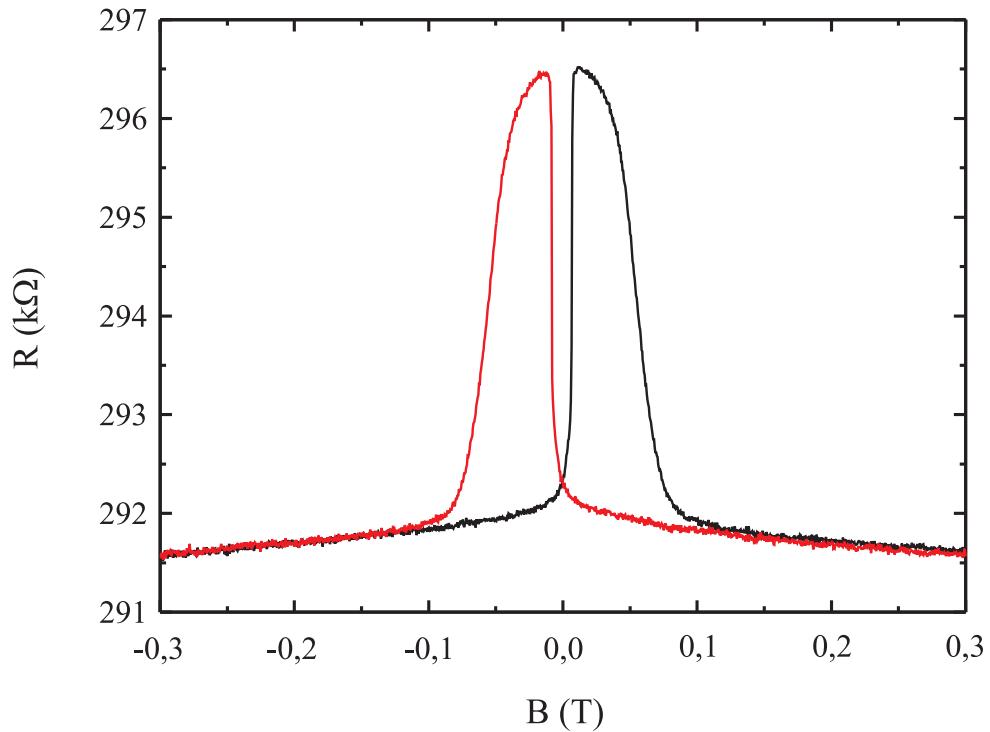


Abbildung 3.9: Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für einen Fe/GaAs(001)/Fe-Tunnelkontakt mit 8 nm dicker Barriere, gemessen bei einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K. Aufgrund der Vermeidung von Hochtemperaturschritten während der Prozessierung kommt es im Vergleich zu der Probe aus Abbildung 3.3 zu einer Erhöhung des TMR-Effekts auf etwa 1,50%.

Nachträgliches Temperiern

Im Folgenden wurde die Probe nachträglich getempert und die Auswirkungen auf den TMR-Effekt und den Widerstand der Probe untersucht. Abbildung 3.10 (a) zeigt die entsprechenden TMR-Kurven für die jeweiligen Temper-Schritte. Das Schaltfeld der hartmagnetischen Schicht verschiebt sich aufgrund der Temper-Schritte zu größeren Magnetfeldern. Anscheinend führt die stärkere Durchmischung an der Fe/GaAs-Grenzfläche zu einem veränderten Magnetisierungsverhalten der 4 nm dicken Fe-Schicht.

Nach dem ersten Temperschritt (120°C für 2 h) reduziert sich der TMR auf 63% seines ursprünglichen Wertes, nach einem zweiten Temperschritt (160°C für 2 h)

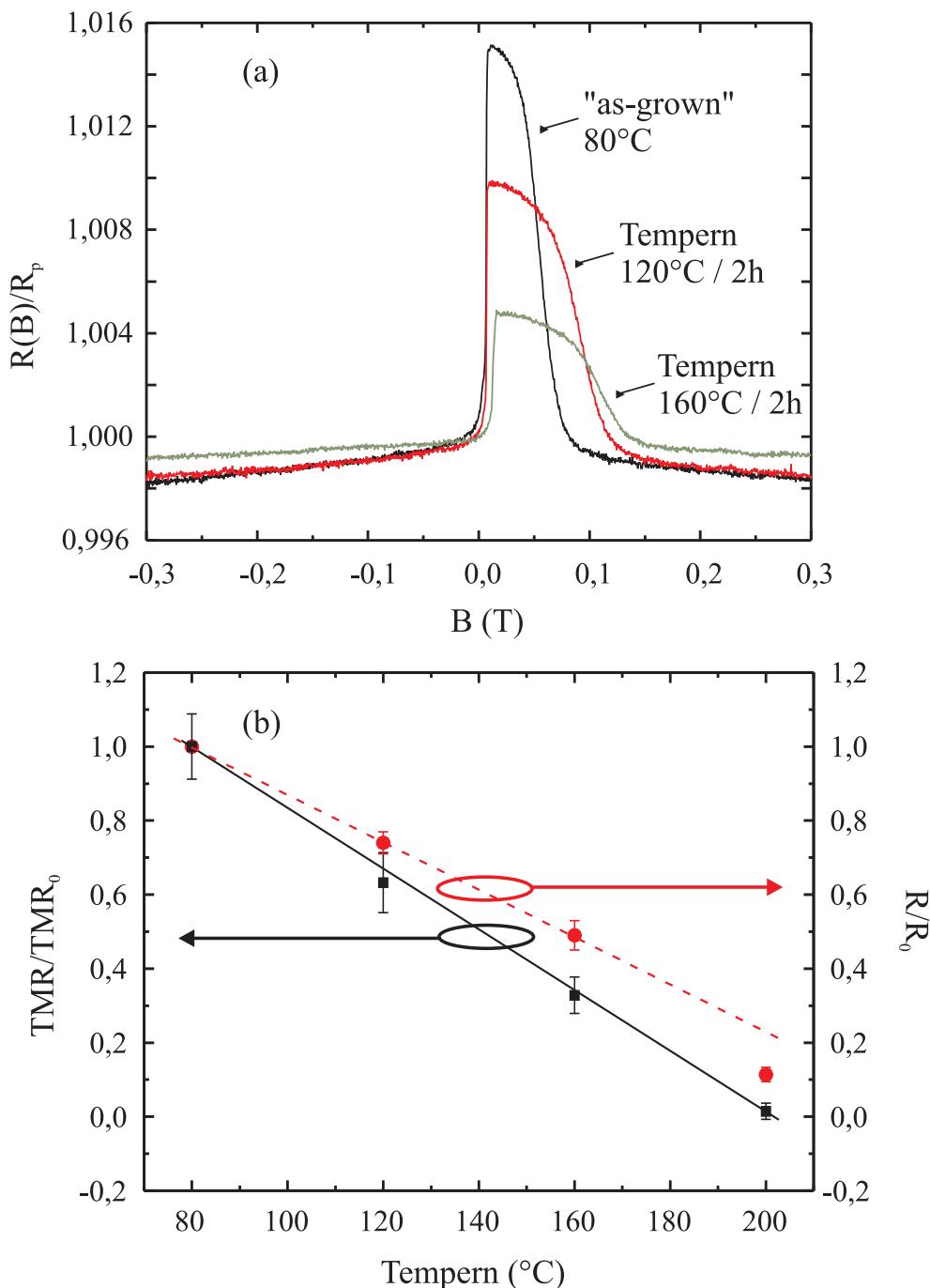


Abbildung 3.10: (a) Magnetowiderstands-Messungen für die gleiche Probe wie in Abbildung 3.9, gemessen nach den jeweiligen Temperschritten bei einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K; (b) Normierter TMR und Widerstand.

fällt er auf 32% und nach einem dritten Temperschritt (200°C für 2 h, nicht eingezeichnet) verschwindet der TMR völlig. Diese starke, annähernd lineare Reduktion des TMR geht einher mit einer ebenfalls linearen Abnahme des Widerstands des Tunnelkontakte (siehe Abbildung 3.10 (b)). Nach den drei Temperschritten beträgt der Widerstand des Tunnelelements nur noch etwa 10% des Ausgangswerts. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstands, $R(2,5K)/R(300K)$, blieb unbeeindruckt von den Temperschritten auf einem annähernd konstanten Wert von etwa 1,9.

Erhöhte Temperaturen können zu einer stärkeren Durchmischung von Fe und GaAs und damit zu einer geringeren Spinpolarisation an der Grenzfläche führen. Diese Reduktion wird oft auf die Bildung von antiferromagnetischen Fe₂As zurückgeführt [110, 111]. Neuere Arbeiten zeigen, dass es an der Fe/GaAs-Grenzfläche zu einer Fe₃Ga_{2-x}As_x-Schicht mit annähernd halber bulk-Magnetisierung kommt [112]. Die Dicke der durchmischten Schicht hängt dabei stark von der Wachstumstemperatur ab. Für eine Temperatur von 50°C ergeben sich 10 Monolagen, für 200°C sogar 60 Monolagen. Wächst man die Fe-Schichten bei Raumtemperatur auf, kann man an der Grenzfläche auch die volle bulk-Magnetisierung erhalten [109, 113, 114]. Als zusätzlicher kritischer Faktor ist die in dieser Arbeit unvermeidliche Oxidation der GaAs-Barriere vor dem Aufbringen der Fe-Kontakte anzusehen. Tunnelexperimente mit Ga₂O₃-Barriere [115] zeigen zwar, dass spinpolarisierter Transport über die Oxid-Barriere möglich ist, inwieweit diese Ergebnisse aber auf eine undefinierte Oxidation von GaAs übertragbar sind, ist unklar. Fe-Schichten auf mit Ozon oxidierten GaAs-Schichten zeigen auch bei höheren Wachstumstemperaturen keine Durchmischung mit GaAs und die volle bulk-Magnetisierung [116]. Die Oxidschicht zwischen Eisen und GaAs könnte also sogar nützlich sein und ein stärkeres Durchmischen an der Grenzfläche verhindern.

Höhere Temperaturen beschleunigen die Diffusion der Fe-Atome in die GaAs-Barriere und machen damit Spin-Flip-Streuung an isolierten Fe-Atomen wahrscheinlicher. Sowohl die Legierungsbildung an der Grenzfläche als auch vermehrter Transport über inelastische Kanäle können die Abnahme des TMR erklären. Die Legierungsbildung zwischen Fe und GaAs führt mit höheren Temperaturen außerdem zu immer dünneren Barrieren, so dass auch die Abnahme des Widerstands zumindest qualitativ erklärt werden kann. Zusätzlich können isolierte Fe-Atome spinunabhängige Kanäle öffnen, die sowohl die Reduktion des TMR als auch die des Widerstands erklären würden. Die unveränderte Temperatu-

Abhängigkeit des Widerstands scheint aber gegen einen vermehrten Transport über inelastische Kanäle zu sprechen (siehe Abschnitt 1.3.4).

Bei Tunnelkontakte mit Aluminiumoxid-Barriere wird durch nachträgliche Tempern ein höherer TMR-Effekt erreicht. Dies wird auf glattere Grenzflächen, eine größere Barrierenhöhe und geringere Variation der Barrierenhöhe zurückgeführt. Erst bei Temperaturen über 350°C kommt es zu einer starken Abnahme des TMR aufgrund von Grenzflächendurchmischung und großen Leckströmen [117]. Nachträgliches Temperiern scheint auch für epitaktische Fe/Ga_{0,9}Al_{0,1}As-Grenzflächen einen positiven Einfluss auf die Spininjektion zu haben [118]. Während das Wachstum von Fe auf GaAs bei möglichst niedrigen Temperaturen (0°C) ablaufen sollte, kommt es durch nachträgliches Temperiern bei Temperaturen von bis zu 250° zu einer Verbesserung der Grenzfläche. Es wird spekuliert, dass eine ternäre Fe₃Ga_{2-x}As_x-Legierung [111] eventuell eine höhere Spininjektions-Effizienz zeigt als eine abrupte Grenzfläche. Diese Ergebnisse lassen sich aber nicht in einfacher Weise übertragen. Die Strukturen in [118] haben aufgrund ihres komplett epitaktischen Wachstums strukturell deutliche Unterschiede zu dem hier untersuchten System.

Zur Untersuchung der Fe/GaAs-Grenzfläche wurden von Professor Lai (National Tsing Hua University, Taiwan) Querpräparate für die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) hergestellt. Eine 5,5 nm dicke GaAs-Barriere wurde, wie in 2.1 beschrieben, nasschemisch freigelegt und darauf anschließend 20 nm dicke Eisen-Kontakte thermisch aufgedampft. Zusätzlich wurde die Fe-Schicht mit einer 50 nm dicken Au-Schicht als Oxidationsschutz abgedeckt. Anschließend wurden die Proben unterschiedlichen Tempern unterzogen.

Abbildung 3.11 zeigt den Querschnitt einer Probe, die bei 200°C für 2 h getempert wurde. Die nominell 5,5 nm dicke Barriere ist effektiv nur noch knapp 4 nm dick, was auf das Verschmelzen von Fe und GaAs an der Grenzfläche zurückzuführen ist. Die Barriere zeigt zudem Dickenfluktuationen (siehe Abbildung 3.11 (b)), wahrscheinlich aufgrund lokal unterschiedlich schneller Legierungsbildung. Auch die Fe- und die Au-Schicht scheinen bei diesen Temperaturen bereits miteinander zu reagieren. Es ergeben sich durchmischte Bereiche, die beinahe bis an die GaAs-Grenzfläche heranreichen. Tunnelkontakte, die einem solchen Tempernschritt ausgesetzt sind, lassen deutlich reduzierte Magnetowiderstandseffekte und deutlich kleinere Tunnelwiderstände erwarten, was experimentell bestätigt wurde.

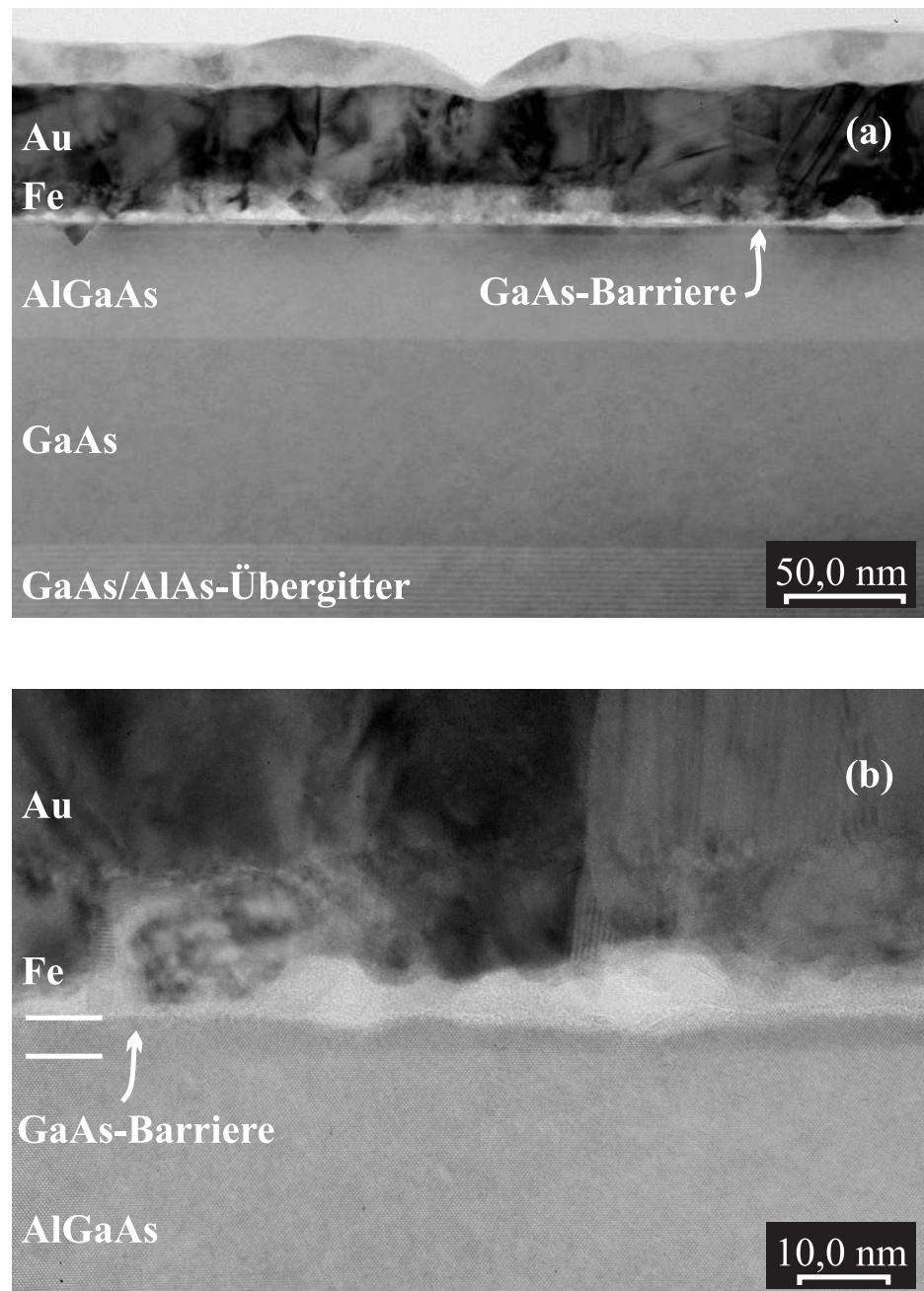


Abbildung 3.11: TEM-Querpräparat einer bei $200^\circ C$ für 2 h getemperten Fe-Schicht auf GaAs. Die GaAs-Barriere wurde zuvor nasschemisch freigelegt und hatte eine Dicke von 5,5 nm. Die Fe-Schicht ist 20 nm dick, darüber befindet sich eine 50 nm dicke Au-Schicht als Oxidationsschutz. Aufgrund des Temperschritts kommt es sowohl zu einer starken Durchmischung des Eisens mit der GaAs-Barriere als auch mit der darüberliegenden Au-Schicht (TEM-Aufnahme: Prof. Chih-Huang Lai).

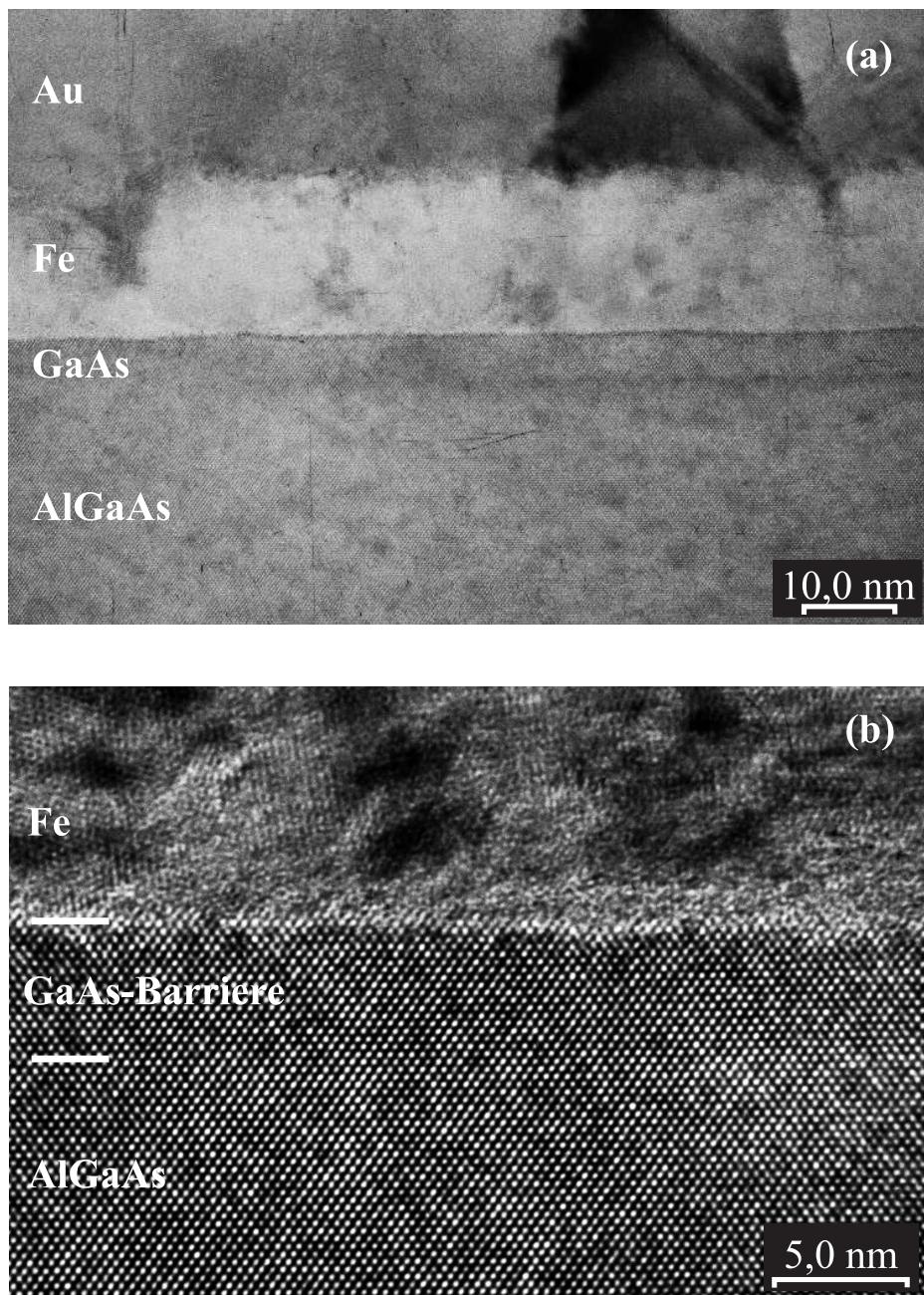


Abbildung 3.12: Ähnliches TEM-Querpräparat wie in Abbildung 3.11 mit unterschiedlichem Temperschritt ($80^\circ C$ für 4 h). An der Fe/GaAs-Grenzfläche zeigt sich eine durchmischte Phase von etwa 8 Å Dicke (TEM-Aufnahme: Prof. Chih-Huang Lai).

Abbildung 3.12 zeigt eine Probe, die bei 80°C für 4 h getempert wurde. Diese entspricht der Probe aus Abbildung 3.3, die einen relativ hohen TMR von 1,7% zeigte. Der Temperschritt entspricht dem Ausheizen des Epoxid-Klebers bei den Tunnelkontakte, welcher dort der dominierende Temperaturschritt ist. Die Dicke der GaAs-Barriere ist nur um etwa 10% auf 5 nm reduziert. Eine Durchmischung von Fe und Au kann bei dieser Probe nicht gefunden werden. Die Probe zeigt auch deutlich schärfere Grenzflächen. Fe und GaAs bilden an der Grenzfläche eine durchmischte Phase von nur etwa 8 Å Dicke, dies entspricht im GaAs-System etwa drei Atomlagen. Diese durchmischte Phase könnte für die reduzierte Tunnel-Spinpolarisation von 9,2% verantwortlich sein. Theoretisch würde man für polykristallines Fe eine Spinpolarisation des Tunnelstroms von 44% erwarten [36]. Es ist bekannt, dass es aufgrund einer Durchmischung an der Fe/GaAs-Grenzfläche zu magnetisch toten Lagen kommen kann [109]. Da der TMR sehr grenzflächen-sensitiv ist (siehe 1.3.5), sollte es aufgrund des stark reduzierten magnetischen Moments an der Grenzfläche auch zu einer starken Reduktion des TMR kommen.

3.2.5 Winkelabhängigkeit des TMR

Die Abhängigkeit des Widerstands eines magnetischen Tunnelelements vom relativen Winkel zwischen den Magnetisierungen der ferromagnetischen Kontakte ist ein wichtiges Kriterium für spinpolarisiertes Tunneln. Der Widerstand als Funktion des Winkels sollte einer cos-Abhängigkeit folgen [119]:

$$R = R_{\perp} [1 - (TMR/2) \cos \theta] , \quad (3.3)$$

mit R_{\perp} dem Widerstand in senkrechter Magnetisierungskonfiguration und θ dem Winkel zwischen den Magnetisierungen.

Für entsprechende Messungen wurde der Tunnelkontakt aus Abbildung 3.9 mittels eines in-plane-Felds von 1 T in einer Richtung gesättigt. Anschließend wurde ein kleines Feld von 15 mT in der Gegenrichtung angelegt. Dieses reicht gerade aus, um den weichmagnetischen, 20 nm dicken Fe-Kontakt zum magnetisieren, nicht aber die dünnere Fe-Schicht mit dem höheren Koerzitiv-Feld. Dreht man nun die Probe mit Hilfe eines drehbaren Probenhalters bezüglich des von außen angelegten Feldes, so bleibt die Magnetisierung der dicken Fe-Schicht in Richtung des von außen angelegten Felds, während sich die Magnetisierung der dünneren Fe-Schicht mit der Probe dreht. Eine Drehung um 180° entspricht einem graduellen Umschalten von einer antiparallelen in eine parallele Orientie-

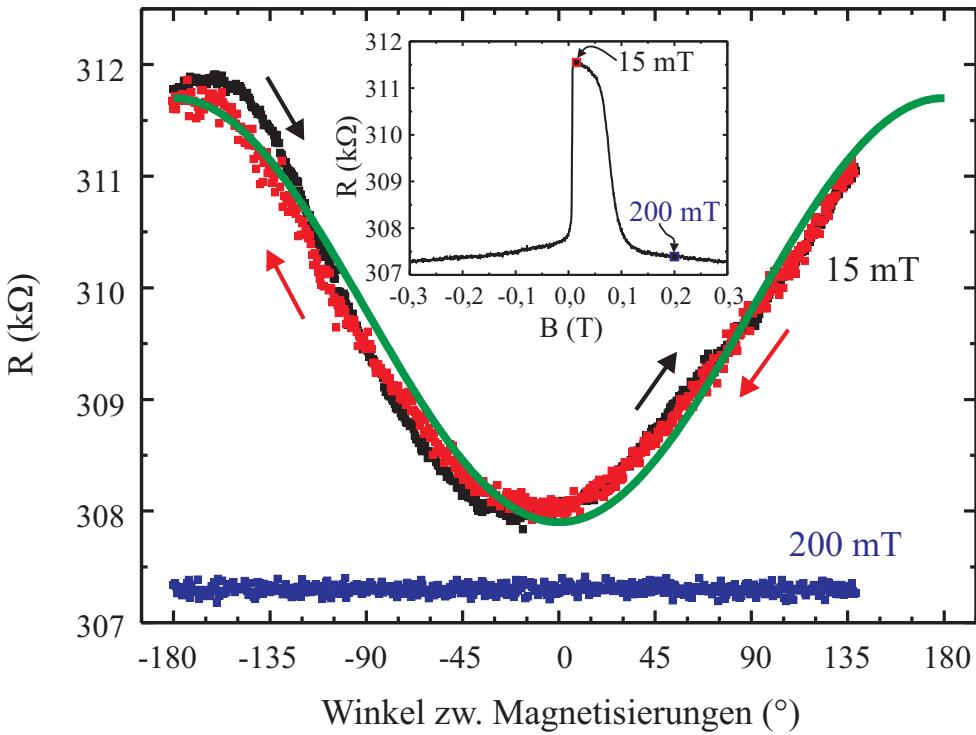


Abbildung 3.13: Winkelabhängigkeit des Widerstands eines Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte, aufgenommen bei 20 mV Bias-Spannung und 4,2 K. Der Widerstand zeigt bei einem Magnetfeld von 15 mT eine cos-förmige Abhängigkeit vom Winkel zwischen den beiden Magnetisierungen. Bei einem höheren Feld von 200 mT bleiben bei einer Drehung der Probe die Magnetisierungen beider ferromagnetischer Schichten in Richtung des äußeren Magnetfelds und es kommt folglich zu keinem Magnetowiderstandseffekt.

rung. Abbildung 3.13 zeigt die Variation des Tunnelwiderstands als Funktion des Winkels. Startpunkt ist die antiparallele Ausrichtung bei -180° . Die Magnetisierung der dicken Fe-Schicht wird bis auf 135° gedreht (schwarze Kurve) und anschließend wieder zurück zum Startpunkt (rote Kurve). Die Messung konnte nur über einen 315° -Bereich gemacht werden, da der verwendete Probenhalter keine volle Umdrehung zulässt. Die maximale Widerstandsänderung ist ähnlich dem in üblichen Magnetowiderstands-Messungen ermittelten Wert (siehe Inset). Das Experiment konnte die cos-Abhängigkeit bis auf kleine Abweichungen bestätigen (grüne Fit-Kurve). Die Abbildung zeigt auch, dass die hartmagnetische Schicht in ihrer ursprünglichen Magnetisierungsrichtung verbleibt, da beim Zurückdre-

hen zum Startpunkt wieder der maximale Widerstandswert erreicht wird. Wäre sie nicht mehr entlang dieser Richtung magnetisiert, würde man nicht mehr die antiparallele Magnetisierungsausrichtung und folglich auch nicht den maximalen Widerstand erreichen. Die Messung belegt auch, dass Anisotropien in der 20 nm dicken Fe-Schicht eher eine untergeordnete Rolle spielen. Hätte man aufgrund von Form- oder Kristallanisotropie bevorzugte Magnetisierungsrichtungen, würde man diese in Form von Sprüngen oder stabilen Magnetisierungsbereichen in der Messkurve erkennen. Das weitgehende Fehlen von Anisotropien korreliert mit der polykristallinen und flächigen Ausführung der Kontakte. Die Reversibilität der Messung belegt ferner die kohärente Magnetisierungsumkehr der weichmagnetischen Schicht.

Die blaue Kurve in Abbildung 3.13 zeigt eine Vergleichsmessung bei einem Magnetfeld oberhalb des Koerzitiv-Felds der hartmagnetischen Schicht (siehe hierzu auch das Inset). Bei diesem Feld bleiben beide ferromagnetischen Schichten entlang des von außen angelegten Feldes magnetisiert und es kommt folglich bei einer Drehung der Probe zu keiner Variation des Widerstands.

Im Folgenden wird kurz umrissen, welche Einflüsse zu einer Abweichung von der cos-Abhängigkeit führen können. Der Ausdruck (3.3) ist nur eine Näherung für kleine TMR-Effekte, bei genauer Auswertung der Theorie von Slonczewski [42] kommen Jaffrès et al. [120] zu Widerstandsbeiträgen höherer Ordnung. Diese können zu einer Phasenverschiebung führen, was in ihrem Experiment die Abweichung von der cos-Abhängigkeit erklärt. In einer anderen Arbeit wird auf den Einfluss von Spin-Flip-Streuung verwiesen [121]. Dies führt ebenfalls zu einer Phasenverschiebung, welche dazu führt, dass die Tunnelleitfähigkeit nicht mehr für die Parallelstellung der beiden ferromagnetischen Schichten am kleinsten ist. Die Spin-Flip-Streuung kann sogar zu einem inversen TMR-Effekt führen. Auch in Abbildung 3.13 ist eine kleine Verschiebung des Widerstandsminimums um etwa -10° zu erkennen. Außerdem wird der maximale Widerstand bei der schwarzen Messkurve erst etwa 15° nach der eigentlichen Antiparallelstellung erreicht. Inwieweit die oben genannten Effekte einen Einfluss auf diese Messung haben, ist nur schwer abzuschätzen. Der Ausdruck (3.3) dürfte für den hier gefundenen kleinen TMR-Effekt eine hinreichend gute Näherung darstellen. Spin-Flip-Streuung wurde bereits in den vorangegangenen Abschnitten als mögliche Ursache für die kleine Tunnel-Spinpolarisation angeführt und könnte durchaus auch hier eine Erklärung für die Phasenverschiebung sein.

3.3 Magnetische Tunnelemente mit Argon-Ionen-Vorbehandlung

Die letzten Abschnitte haben den starken Einfluss der Grenzfläche auf den Magnetowiderstandseffekt beleuchtet. Ein Problem bei der in 2.1 vorgestellten Methode zur Präparation der Tunnelkontakte ist die Oxidation des Tunnelbarrierefeldes nach dem letzten Flußsäure-Ätzschritt. In diesem Abschnitt werden Messungen an Proben vorgestellt, bei denen vor dem Aufdampfschritt der Kontakte die GaAs-Oberfläche mit Argon-Ionen-Beschuss gesäubert wurde, um eine bessere Grenzfläche zwischen Eisen und GaAs zu gewährleisten.

3.3.1 Optimierung des Vorsputterns

Es wurden mehrere Proben mit unterschiedlichen Ätzparametern prozessiert (siehe Tabelle 3.1). Die Proben mit gleicher Argon-Ionen-Energie wurden in einem Arbeitsschritt prozessiert. Hierfür wurden sie während der Vorbehandlung unterschiedlich lange mit Hilfe eines drehbaren Halters abgeschattet.

Ar ⁺ -Vorbehandlung	R _{100mV, 2,5K} [kΩ]	R _{100mV, 2,5K} / R _{100mV, 300K}	TMR _{20mV} [%]	TMR _{100mV} / TMR _{20mV}
keine Vorbehandlung	20,0±4,9	1,9	1,26	0,63
0,5 kV / 3 mA / 1 min	13,9±3,5	3,3	1,05	0,46
0,5 kV / 3 mA / 5 min	0,42±0,10	4,0	1,40	0,40
0,5 kV / 3 mA / 30 min	ohmsch	—	—	—
1,0 kV / 8 mA / 15 s	3,55±0,39	3,1	1,86	0,59
1,0 kV / 8 mA / 1 min	0,66±0,07	6,1	1,07	0,52
1,0 kV / 8 mA / 5 min	ohmsch	—	—	—
2,0 kV / 20 mA / 15 s	10,91	36,6	0,24	≈ 0,17

Tabelle 3.1: Vergleich der Widerstands- und TMR-Werte für die mit Argon-Ionen vorbehandelten Proben.

Je länger die Ätzzeit und je höher die Energie der Argon-Ionen, desto stärker sind die Auswirkungen auf den Widerstand und den TMR-Effekt. Bei einer Vorbehandlung mit 2,0 kV-Ar⁺-Ionen ergab sich eine sehr geringe Ausbeute. Nur eine Struktur von insgesamt 16 zeigte Tunnelverhalten, alle anderen waren ohmsch.

Diese Probe zeigte eine extreme Abnahme des Widerstands mit steigender Temperatur (Faktor 36,6 im Vergleich zu Faktor 1,9 für nicht vorbehandelte Proben). Dies lässt darauf schließen, dass durch die Vorbehandlung Defekte in der Barriere induziert wurden, die bei höheren Temperaturen verstärkt zum Stromtransport beitragen. Ist ein Großteil dieses Defektstroms nicht spinerhaltend, so kann damit sowohl der kleine TMR-Effekt von etwa 0,24% als auch die starke Abnahme des TMR mit der Spannung erklärt werden. Die nicht spinerhaltenden Kanäle tragen bei höheren Spannungen verstärkt zum Transport bei, so dass der TMR-Effekt bei 100 mV nur noch ungefähr 17% des Werts bei 20 mV beträgt. Auch die bei niedrigeren Energien vorgesputterten Proben zeigen ein ähnliches Verhalten. Je länger die Probe geätzt wurde, desto stärker war die Temperaturabhängigkeit des Widerstands und die Spannungsabhängigkeit des TMR-Effekts. Deutlich zu erkennen ist auch die starke Reduktion des Tunnelwiderstands aufgrund des Ar⁺-Ionen-Beschusses.

Eine Vorbehandlung mit 1,0 kV-Ar⁺-Ionen für 15 s stellte sich als optimal heraus. Der TMR-Effekt stieg im Vergleich zur Referenzprobe ohne Vorbehandlung um 48% auf etwa 1,86% (siehe Abbildung 3.14 (a)). Die Spannungsabhängigkeit des TMR blieb bei diesen Parametern in etwa auf gleichem Niveau. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstands stieg von einem Faktor 1,9 ohne Vorbehandlung auf einen Faktor 3,1 nach dem Ar⁺-Ionen-Beschuss. Dies deutet darauf hin, dass auch in dieser Probe Defekte auftreten, die aber im Vergleich zur 2,0 kV-Probe deutlich reduziert sind. Die hier verwendeten Ionen-Energien führen wohl auch zu einer Schädigung des GaAs-Substrats [122]. Während für das Entfernen von adsorbierten Molekülen sehr niedrige Energien von wenigen 10 eV ausreichend sind, braucht man für das Entfernen einer Oxid-Schicht deutlich höhere Energien von einigen 100 eV. Da die in unserer Aufdampfanlage eingebaute Ar-Ionen-Quelle erst ab einer Spannung von etwa 500 V stabil läuft, konnten keine Versuche bei niedrigeren Ionen-Energien gemacht werden. Da die Ätzrate bei niedrigen Ionen-Energien aber sehr klein ist, müsste dazu wohl auch eine Ionen-Quelle mit deutlich höheren Strömen verwendet werden.

Die 4 nm dicke Fe-Schicht, die auf eine mit Ar⁺-Ionen vorbehandelte GaAs-Oberfläche aufgedampft wurde, zeigt ein deutlich kleineres Koerzitiv-Feld als Fe-Schichten auf unbehandeltem GaAs. Folglich kommt es bei dieser Probe zu keiner sauberen antiparallelen Magnetisierung der beiden Kontakte. Die SQUID-Messungen entsprechender Fe-Schichten korrelieren eindeutig mit den entsprechenden Charakteristika der Magnetowiderstandskurve (Abbildung 3.14 (b)). Die

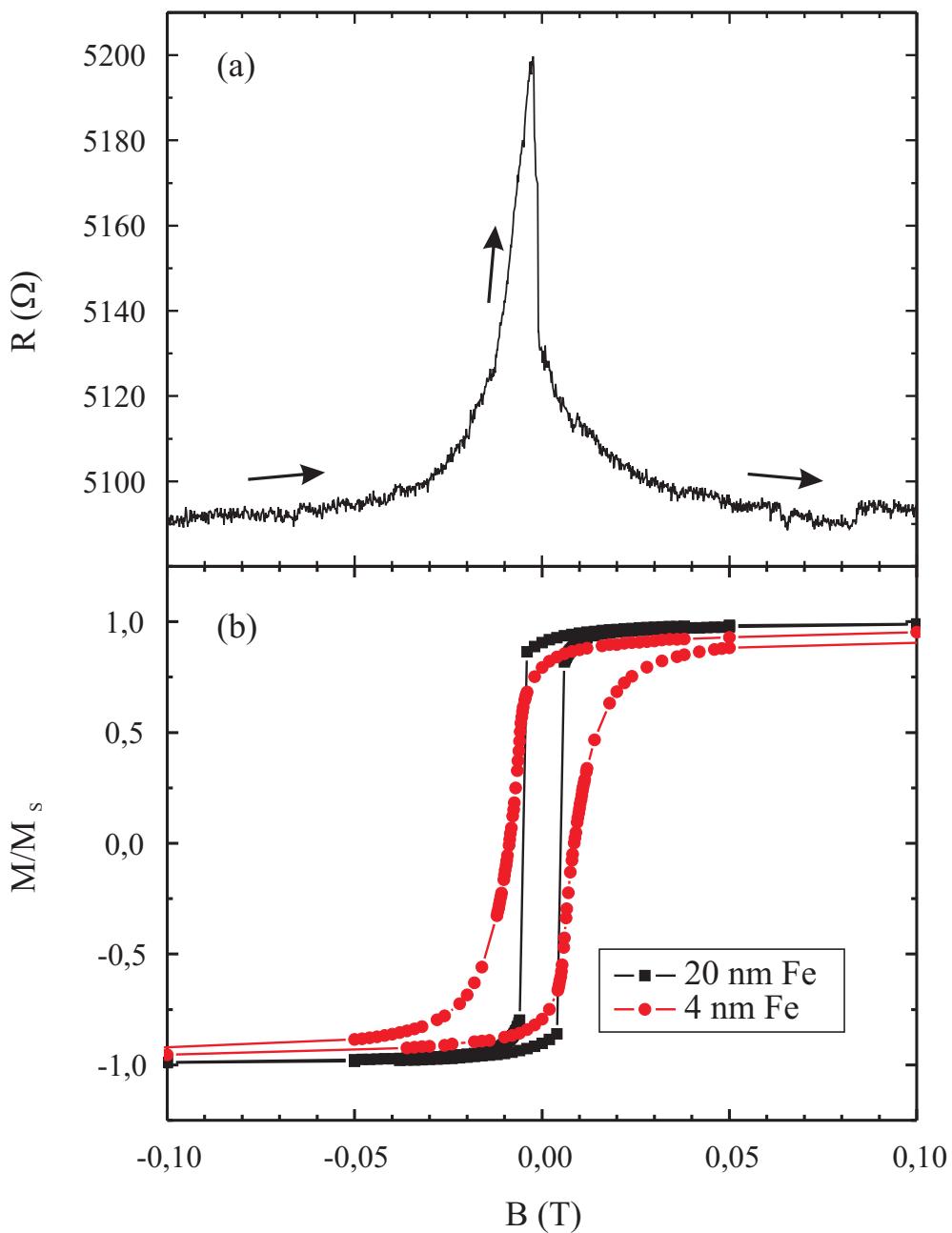


Abbildung 3.14: (a) Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für einen 4 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe-Tunnelkontakt mit Ar^+ -Ionen-Vorbehandlung (1,0 kV / 8 mA / 15s) bei einer Bias-Spannung von 20 mV und 4,2 K. Die Pfeile zeigen die Sweep-Richtung des Magnetfelds an. Der TMR-Effekt beträgt etwa 1,80%; (b) SQUID-Messungen der in dem Tunnelkontakt verwendeten Fe-Schichten bei einer Temperatur von 10 K.

Ummagnetisierung der dünnen Fe-Schicht wird also durch die Vorbehandlung stark beeinflusst.

3.3.2 Co-Pinning-Schicht

Um eine saubere Antiparallelstellung der beiden ferromagnetischen Kontakte zu erreichen, wurde der 4 nm dicke Fe-Kontakt durch eine 10 nm dicke Fe-Schicht ersetzt, die durch eine 20 nm dicke Co-Schicht gepinnt ist. Abbildung 3.15 (b) zeigt SQUID-Messungen dieses Schichtsystems. Auch bei Zimmertemperatur sollten diese Schichten ein unterschiedliches Schaltfeld gegenüber 20 nm dicken Fe-Schichten zeigen und folglich der TMR auch bei Zimmertemperatur messbar sein. Abbildung 3.15 (a) zeigt die Magnetowiderstandskurve bei einer Bias-Spannung von 3 mV und einer Temperatur von 4,2 K. Es ergibt sich ein TMR-Effekt von 3,02%, bei 20 mV erhält man einen Effekt von 2,40%. Dies entspricht im Jullière-Modell einer Spinpolarisation des Tunnelstroms von 12,2% bei 3 mV bzw. 10,9% bei 20 mV. Dies stellt den höchsten in dieser Arbeit gemessenen Spinpolarisationswert dar. Die gefundenen Werte sind deutlich kleiner als die an Spin-LEDs ermittelten Spinpolarisationswerte von bis zu 32% [20, 21]. In diesen Experimenten wird ein spinpolarisierter Strom aus einem epitaktischen Fe-Kontakt über eine $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ -Grenzfläche gezogen und anschließend die Spinpolarisation mittels eines GaAs-Quantentrogs optisch detektiert. Eigentlich würde man für epitaktische Systeme noch deutlich höhere Spinpolarisationswerte erwarten [18, 19]. Der spinpolarisierte Strom hat in diesen Experimenten nur eine Fe/GaAs-Grenzfläche zu überwinden, so dass sich der Unterschied zwischen den beiden Messungen relativiert.

Zum Reinigen der GaAs-Oberfläche und zum Entfernen der Oxidschicht bietet sich auch Wasserstoffplasma an [123, 124]. Es zeigt sich, dass auch bei niedrigen Temperaturen die Probenoberfläche effizient gereinigt wird. Zusätzlich kommt es bei dieser Vorbehandlung nur zu einer geringen Schädigung des GaAs-Substrats. Tunnelkontakte, die in der Sputteranlage mit Wasserstoffplasma vorbehandelt wurden, zeigen einen TMR-Effekt von 5,6% [100]. Dies entspricht im Jullière-Modell einer Spinpolarisation von 16,5%. Dieser Wert muss verglichen werden mit der für Ar-Ionen-Beschuss erzielten maximalen Spinpolarisation von 12,2%. Der zweite Wert ist um etwa 25% kleiner, was entweder auf eine unvollständige Reinigung der Oberfläche oder auf die bereits oben diskutierte Schädigung der Barriere zurückzuführen ist.

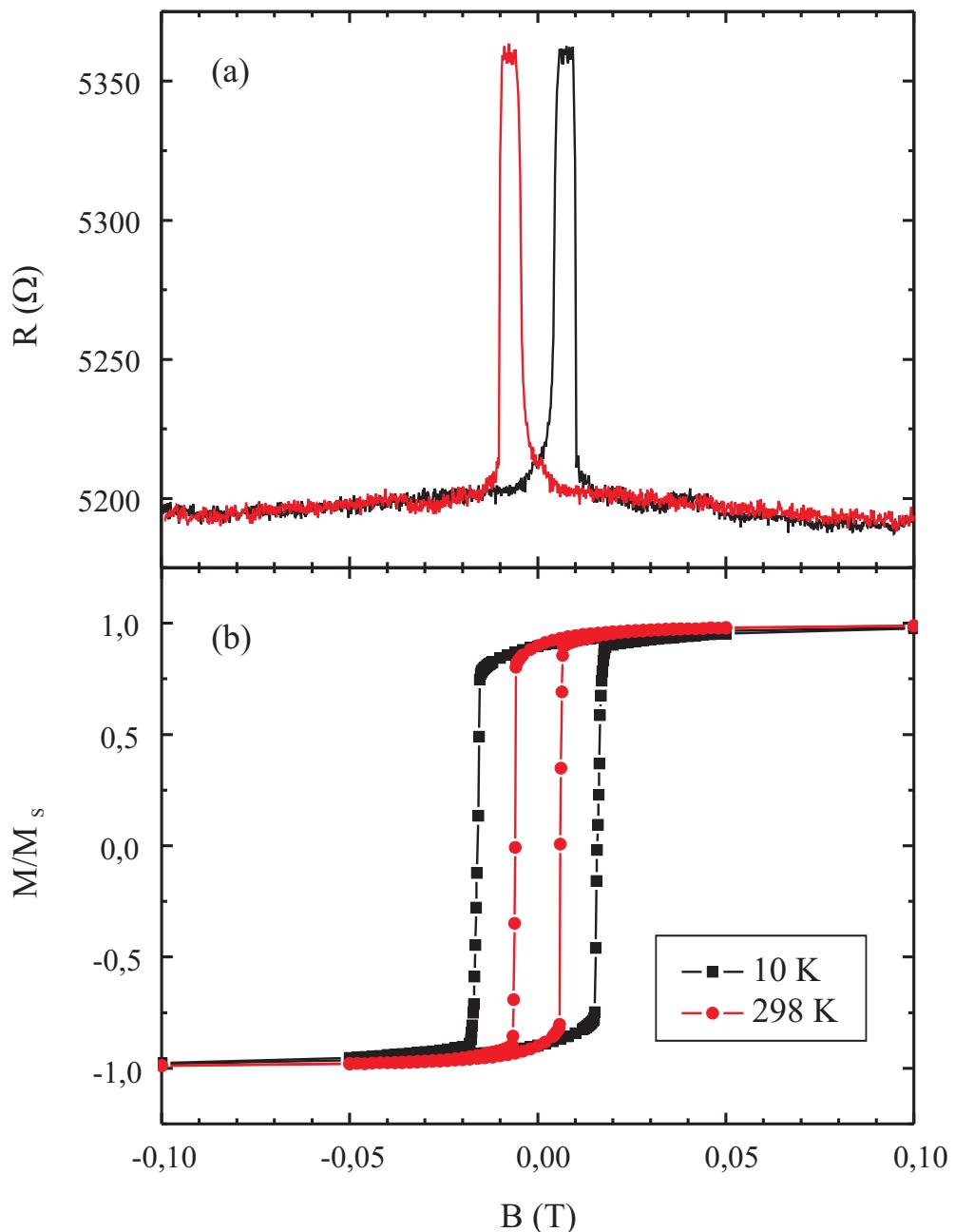


Abbildung 3.15: (a) Tunnelmagnetowiderstands-Kurve für 20 nm Co/10 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe mit Ar^+ -Ionen-Vorbehandlung (1,0 kV / 8 mA / 15 s) bei einer Bias-Spannung von 3 mV und 4,2 K. Der TMR-Effekt beträgt etwa 3,02%; (b) Hysteresekurven der 10 nm dicken Fe-Schicht, die mit einer 20 nm dicken Co-Schicht gepinnt ist. Die Kurven wurden mit einem SQUID-Magnetometer bei 10 K und bei Zimmertemperatur gemessen.

3.3.3 Temperaturabhängigkeit des TMR

Das Pinnen mit Hilfe der hartmagnetischen Co-Schicht ermöglichte es auch, den TMR-Effekt temperaturabhängig zu vermessen (Abbildung 3.16). Dies war mit unterschiedlich dicken Fe-Schichten nicht möglich, da sich deren Ummagnetisierungsverhalten bei höheren Temperaturen angleicht und somit keine antiparallele Magnetisierung der beiden Kontakte mehr realisiert werden kann.

Der TMR-Effekt nimmt mit steigender Temperatur stark ab. Bei Zimmertemperatur kann kein TMR-Effekt mehr nachgewiesen werden, obwohl die verwendeten

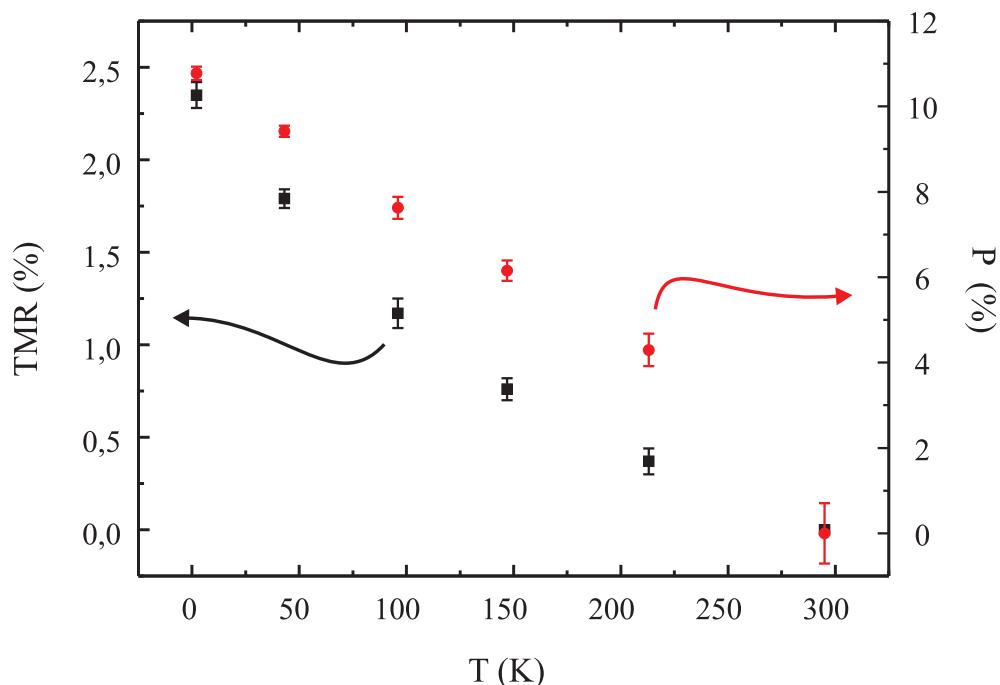


Abbildung 3.16: *TMR und Spinpolarisation in Abhängigkeit von der Temperatur für einen 20 nm Co/10 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe-Tunnelkontakt mit Ar⁺-Ionen-Vorbehandlung (1,0 kV / 8 mA / 15 s). Der TMR wurde bei einer Bias-Spannung von 20 mV gemessen.*

ferromagnetischen Schichten auch bei dieser Temperatur noch unterschiedliche Schaltfelder aufweisen müssten. Für die nach Jullière berechnete Spinpolarisation ergibt sich eine annähernd lineare Abnahme mit steigender Temperatur (siehe Abbildung 3.16).

Die Polarisation von bulk Eisen sollte bei Raumtemperatur nur auf etwa 98% seines Wertes bei $T = 0$ K reduziert sein. Eine Erklärung für die starke Temperaturabhängigkeit der Spinpolarisation und damit des TMR könnte wiederum die stark durchmischte Fe/GaAs-Grenzfläche liefern. Da sowohl die Spinpolarisation P_0 bei 0 K als auch die materialabhängige Konstante α sehr empfindlich auf Verunreinigungen an der Grenzfläche reagieren [62], könnte dies prinzipiell das Verschwinden des TMR bei Zimmertemperatur erklären. Trotz der Ar⁺-Ionen-Vorbehandlung kann noch oxidiertes GaAs an der Grenzfläche zum Fe-Kontakt vorhanden sein. Dieses oxidierte GaAs legiert beim Aufdampfen mit dem Eisen und es ergibt sich eine durchmischte Grenzfläche, deren magnetisches Verhalten nur sehr schwer abzuschätzen ist. Die temperaturabhängigen Messungen zeigen für die Spinpolarisation aber eher eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur als eine $T^{3/2}$ -Abhängigkeit, wie sie im Modell von Shang et al. vorgeschlagen wird [59].

Neben der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung könnte auch die Temperaturabhängigkeit des spinunabhängigen Kanals $G_{SI}(T)$ den TMR bei höheren Temperaturen reduzieren. Da die Leitfähigkeit der Probe von 4,2 K auf Zimmertemperatur aber nur um einen Faktor drei zunimmt, kann der spinunabhängige Beitrag den TMR-Effekt nach (1.16) bei Zimmertemperatur höchstens um einen Faktor 2/3 gegenüber dem Wert bei 4,2 K reduzieren. Dabei wurde vorausgesetzt, dass der elastische, spinerhaltende Tunnelbeitrag nicht mit der Temperatur zunimmt. Berücksichtigt man zusätzlich die Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke, so dürfte dieser Mechanismus nur zu einer Reduktion des TMR um etwa 50% führen. Das reduzierte magnetische Moment an der Grenzfläche aufgrund der Durchmischung von Fe und GaAs scheint den wichtigeren Beitrag zur Unterdrückung des TMR bei Raumtemperatur zu liefern.

3.3.4 Spannungsabhängigkeit des TMR

Die Spannungsabhängigkeit des TMR stellt ein Qualitätskriterium für magnetische Tunnelkontakte dar. Je stärker der TMR mit zunehmender elektrischer Spannung reduziert wird, desto schlechter sind die Barriereneigenschaften. Mittels des in 2.2 vorgestellten Messaufbaus wurden an den Proben Messungen des differentiellen Widerstands in antiparalleler und in paralleler Magnetisierungsrichtung durchgeführt. Diese wurden anschließend in Widerstandswerte umgerechnet (sie-

he Abbildung 3.17 (a)). Für kleine Spannungen ergibt sich eine Nullpunktsanomalie (ZBA), welche auf magnetische Verunreinigungen in der Tunnelbarriere schließen lässt [125]. Dieser Effekt trat auch schon in der Arbeit von Kreuzer auf und war dort stärker ausgeprägt [12]. Eventuell führt die modifizierte Prozessierung mit niedrigeren Temperaturschritten zu weniger Verunreinigungen in der Barriere und damit zu einer weniger stark ausgeprägten ZBA.

Auch Magnonenanregung in den ferromagnetischen Kontakten führt, wie in Abschnitt 1.3.3 ausgeführt, zu einer Nullpunktsanomalie. Abbildung 3.17 (b) zeigt den aus den Widerstandswerten berechneten TMR-Effekt in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Es zeigt sich eine starke Abnahme mit zunehmender Spannung mit einem $U_{1/2}$ von etwa 90 mV. Die in [12] gefundene logarithmische Abhängigkeit des TMR von der Bias-Spannung konnte für diese Probe nicht bestätigt werden.

In Abschnitt 1.3.3 sind verschiedene Modelle zur Erklärung der Spannungsabhängigkeit des TMR angeführt. Eines der Modelle bezieht sich auf die Änderung der Zustandsdichte mit der angelegten Bias-Spannung. In [12] wurde die Auswirkung auf den TMR für Fe/GaAs/Fe-Proben berechnet. Es ergab sich eine Abnahme des TMR um höchstens 9% für eine angelegte Spannung von 100 mV im Vergleich zum TMR bei 5 mV Spannung. In dieser Berechnung werden parabolische Energiebänder angenommen, bei Verwendung realistischer Bandstrukturen könnte sich eventuell ein größerer Effekt ergeben. Eine angelegte Spannung führt effektiv auch zu einer Verkleinerung der Tunnelbarriere und damit zu einer Reduktion des TMR nach dem Bratkovsky-Modell [43]. Eine exemplarische Berechnung für eine 5,5 nm dicke GaAs-Barriere lieferte eine Reduktion des TMR um etwa 10% gegenüber seinem Maximalwert [12]. Die im Experiment gefundene Reduktion um über 50% kann mit diesen beiden Mechanismen nicht voll erklärt werden, so dass wohl weitere Mechanismen für die Spannungsabhängigkeit des TMR verantwortlich sein müssen.

Das von Zhang et al. [50] vorgeschlagene Modell der Magnonenanregung an der Ferromagnet-Isolator-Grenzfläche kann, wie bereits im Abschnitt 1.3.3 dargelegt, wohl nicht für die Spannungsabhängigkeit verantwortlich gemacht werden.

Ein beträchtlicher Teil der Spannungsabhängigkeit des TMR dürfte daher auch hier von lokalisierten Defektzuständen in der Barriere herrühren. Es ist sehr wahrscheinlich, dass sich in der GaAs-Barriere aufgrund von Diffusionsprozessen isolierte paramagnetische Fe-Ionen befinden, die zu einer spinabhängigen Streuung führen. Auch die Ar^+ -Ionen-Vorbehandlung muss als kritisch betrachtet werden.

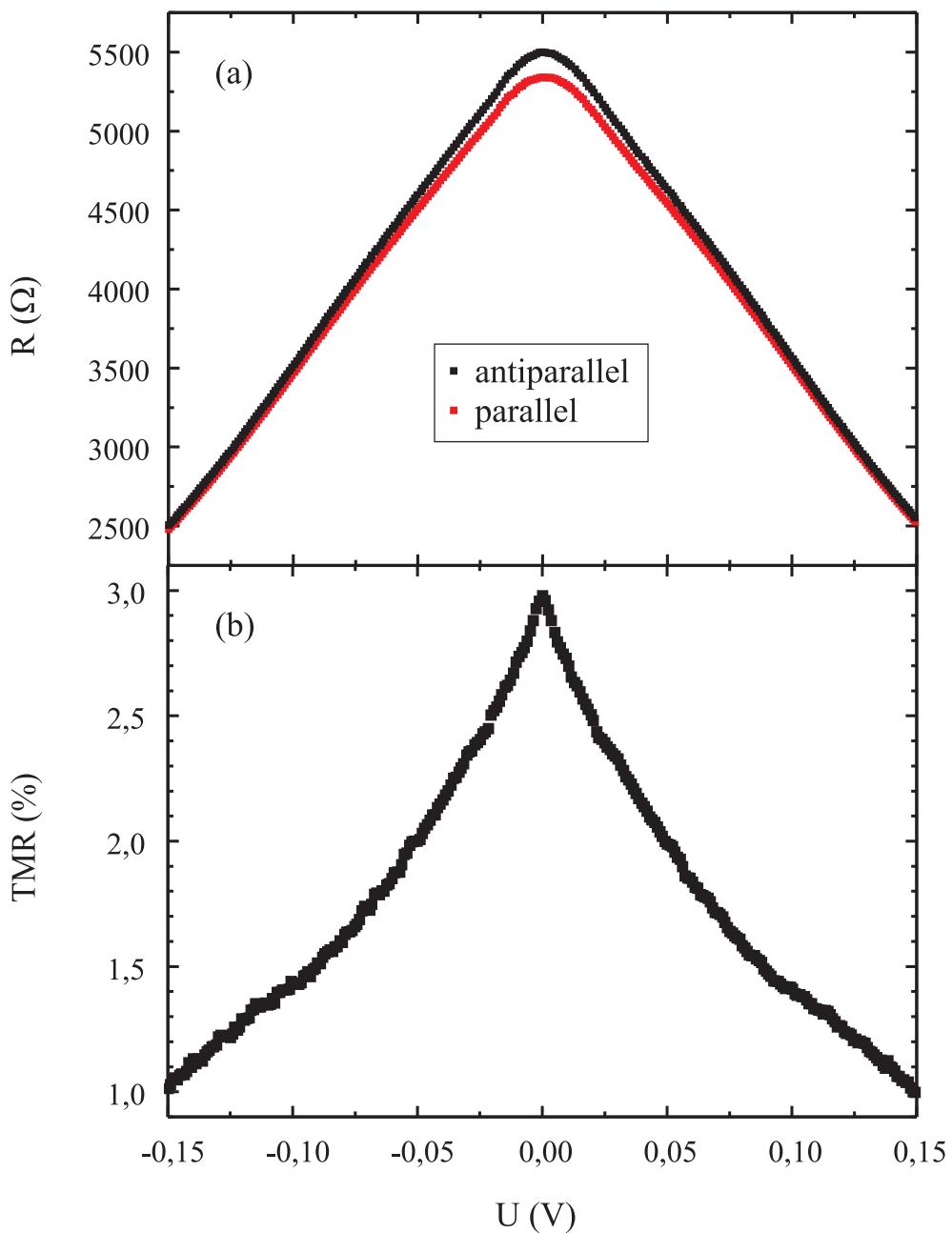


Abbildung 3.17: (a) Widerstand in paralleler und antiparalleler Magnetisierungsrichtung für einen 20 nm Co/10 nm Fe/8 nm GaAs/20 nm Fe-Kontakt mit Ar^+ -Ionen-Vorbehandlung (1,0 kV / 8 mA / 15s); (b) TMR in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Die Messungen wurden bei 2 K durchgeführt.

Die Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur und die Abhängigkeit des TMR-Effekts von der angelegten Spannung (siehe Tabelle 3.1) lassen vermuten, dass aufgrund der Vorbehandlung Defekte in der Barriere induziert werden. Längere Vorbehandlungszeiten und höhere Beschleunigungsspannungen führen wohl zu einer größeren Anzahl an Defekten.

Gegenüber dem bei dieser Probe gefunden Wert von 90 mV für $U_{1/2}$ zeigt die Probe aus Abschnitt 3.2.4 einen höheren Wert von ungefähr 150 mV. Dies ist auch ein Zeichen für die Schädigung der Barriere aufgrund der Argon-Ionen-Vorbehandlung. Bei Tunnelementen mit (110)-Orientierung der GaAs-Barriere lag der Wert auf einem noch kleineren Wert von ungefähr 70 mV.

3.3.5 Einfügen von Schichten an der Grenzfläche

Der Tunnelstrom hängt sehr stark ab von der elektronischen Struktur an der Grenzfläche zwischen Ferromagnet und isolierender Barriere [46–49]. Eine einfache Möglichkeit, die Grenzflächensensitivität zu untersuchen, ist das Einfügen sehr dünner Schichten an der Grenzfläche Ferromagnet-Barriere. Mit Hilfe eines drehbaren Probenhalters und einer Abschattungsvorrichtung in der Aufdampfanlage konnten in einem Arbeitsschritt drei unterschiedliche Tunnelkontakte präpariert werden. Die Referenzprobe ohne Zwischenschicht ist die in Abbildung 3.15 gezeigte mit einem TMR-Effekt von etwa 3%. Die zweite Probe hat auf beiden Seiten der GaAs-Barriere nichtmagnetische Au-Zwischenschichten, die dritte ferromagnetische Co-Zwischenschichten. Die Au-Schichten wurden thermisch aufgedampft, die Co-Schichten mittels Elektronenstrahlverdampfen. Die Dicke der Zwischenschichten betrug jeweils $2,0 \pm 0,5$ Å.

Beide Tunnelemente mit Zwischenschichten zeigen eine deutlich stärkere Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur als die Referenzprobe ohne Zwischenschichten. Für die Probe mit Au-Zwischenschichten ergibt sich bei 100 mV angelegter Spannung ein Verhältnis $R(2,5K)/R(300K) \approx 7$, für die Probe mit Co-Zwischenschichten sogar $R(2,5K)/R(300K) \approx 25$. Dies muss mit einem Faktor 3 für die Probe ohne Zwischenschichten verglichen werden. Die Proben mit Zwischenschichten zeigen bei niedrigen Temperaturen zudem eine deutlich stärkere Zunahme des Widerstands zu sehr kleinen Spannungen (ZBA). LeClair et al. [126] fanden bei Co/Al₂O₃/Co-Tunnelkontakten mit Cr-Zwischenschichten ebenfalls eine stark ausgeprägte Nullpunktsanomalie, die sie auf eine stark modifizierte Zustandsdichte an der Co-Cr-Grenzfläche zurückführten. Auch das Einfügen

äußerst dünner Schichten an der Fe-GaAs-Grenzfläche scheint die elektronische Struktur entscheidend zu verändern. Dies wird von dem Ergebnis unterstützt, dass es aufgrund der Zwischenschichten zu einer starken Unterdrückung des TMR-Effekts kommt. Bei der Probe mit Au-Zwischenschichten kann kein TMR-Effekt mehr nachgewiesen werden, die Probe mit Co-Zwischenschicht zeigt einen stark unterdrückten TMR-Effekt von maximal 0,1% bei 20 mV Bias-Spannung. Während theoretische Arbeiten einen beträchtlichen TMR-Effekt auch für dickere nichtmagnetische Zwischenschichten [127] und manchmal auch ein Oszillieren des TMR mit der Dicke der Zwischenschicht voraussagen [128], zeigen Experimente hauptsächlich eine starke Abnahme des TMR innerhalb weniger Monolagen [126, 129]. Ru-Zwischenschichten in einem Co/Al₂O₃/Co-Tunnelkontakt unterdrückten den TMR beispielsweise schon ab einer Schichtdicke von 2 Å [130]. Hier wurde die Unterdrückung des TMR auf eine starke Interdiffusion an der Co/Ru-Grenzfläche zurückgeführt. Dieses Durchmischen führt zu einer starken Modifikation der DOS an der Grenzfläche. Dieses Modell kann auch das Verschwinden des TMR für die stark durchmischte Fe-Au-GaAs-Grenzfläche erklären.

Bei den Tunnelkontakte mit ferromagnetischen Co-Zwischenschichten sollte es eigentlich zu keiner nennenswerten Reduktion des TMR kommen. Wie aber bereits im Abschnitt 3.2.3 gezeigt, kommt es im System Co-GaAs zu einer starken Durchmischung der Grenzfläche bei thermisch aufgedampften Co-Schichten. Sämtliche Kontakte zeigten ohmsches Verhalten. Tunnelkontakte mit aufgesputterten Co-Kontakten zeigten im Gegensatz zu thermisch aufgedampften Co-Kontakten Tunnel-eigenschaften, trotz unterschiedlicher Schaltfelder der beiden Co-Kontakte konnte aber auch hier kein TMR-Effekt beobachtet werden [108]. Dies lässt auch hier auf ein starkes Durchmischen an der Co-GaAs-Grenzfläche schließen, welche nach Wu et al. [107] nichtmagnetischen oder antiferromagnetischen Charakter besitzt. Eine entsprechend durchmischte Grenzfläche kann die sehr starke Unterdrückung des TMR aufgrund der Co-Zwischenschicht erklären. Das Einfügen der dünnen Zwischenschichten zeigt eindrucksvoll, wie empfindlich der TMR-Effekt auf Veränderungen an der Grenzfläche reagiert.

3.4 Hochfeld-Magnetowiderstand

Zusätzlich zu dem bereits ausführlich beschriebenen TMR-Effekt zeigen die magnetischen Tunnelemente eine Variation des Widerstands bei hohen Magnetfeldern (Hochfeld-Magnetowiderstand, HMR). Dieser wurde bereits in den Arbeiten von Kreuzer und Moser beobachtet [12, 90], als Ursache wurde die Spin-Flip-Streuung an paramagnetischen Fe-Atomen angeführt. Um mehr über die physikalische Ursache des HMR in Erfahrung zu bringen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Hochfeld-Messungen an Tunnelementen mit magnetischen und nichtmagnetischen Kontakten durchgeführt.

3.4.1 Nichtmagnetische Kontakte

Um zu testen, ob der negative HMR mit dem Ferromagnetismus der Kontakte verknüpft ist, wurden Referenz-Tunnelemente mit nichtmagnetischen Au-, Cu- und Cr-Kontakten hergestellt. Die entsprechenden Magnetowiderstandskurven für Tunnelemente mit Au- und Cu-Kontakten zeigt die Abbildung 3.18.

Die Tunnelkontakte zeigen bei parallel zur Barriere angelegtem Magnetfeld einen positiven Magnetowiderstand. Je dicker die zu durchtunnelnde Barriere ist, desto größer ist der Effekt (siehe Abbildung 3.18 (a)). Die durchgezogenen Linien entsprechen dem Modell von Eaves et al. [131]. Dieses Modell erklärt die Erhöhung des Tunnelwiderstands mit der Krümmung der Elektronenbahn aufgrund des angelegten Magnetfelds. Die Auswirkungen dieses Effekts werden in der abschließenden Diskussion näher erläutert.

Für Tunnelemente mit Cu-Kontakten konnte die Dickenabhängigkeit nicht untersucht werden, da dünnere Barrieren als die hier verwendete 10 nm dicke Barriere ausschließlich ohmsches Verhalten zeigen. Cu ist bekannt als ein elektrisch aktives Zentrum in GaAs [91]. Es ersetzt im Kristallgitter ein Ga-Atom und wirkt als doppelter Akzeptor. Aufgrund einer Durchmischung an der Cu-GaAs-Grenzfläche dürfte es deshalb zu einer deutlichen Reduktion der effektiven Barrierendicke kommen und damit zu dem beobachteten ohmschen Verhalten der Elemente mit dünneren Barrieren.

Abbildung 3.18 (b) zeigt, dass der HMR nichtmagnetischer Tunnelemente mit Cu-Kontakten sowohl unabhängig von der Temperatur als auch von der angeleg-

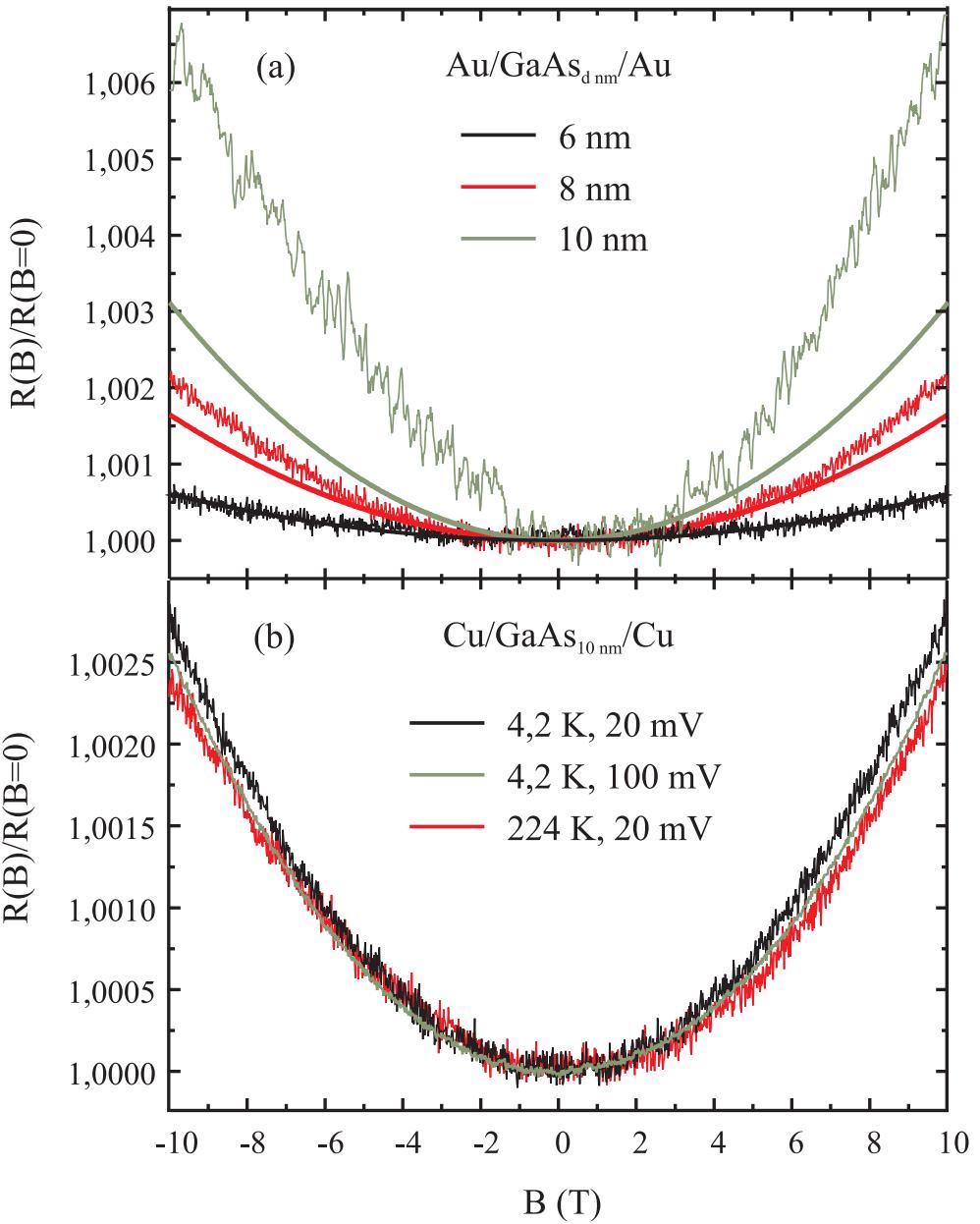


Abbildung 3.18: Hochfeld-Magnetowiderstand für nichtmagnetische Tunnelkontakte. (a) Abhängigkeit des positiven HMR von der Barrierendicke für Au/GaAs/Au-Tunnelkontakte. Die durchgezogenen Linien entsprechen dem Modell von Eaves et al. [131]. Dabei liefert der Fit an die 6 nm-Kurve die Parameter zur Berechnung des HMR für die 8 und 10 nm dicken Barrieren. Die Messungen wurden bei einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K durchgeführt. (b) Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des HMR für einen Cu/GaAs/Cu-Tunnelkontakt mit einer Barrierendicke von 10 nm.

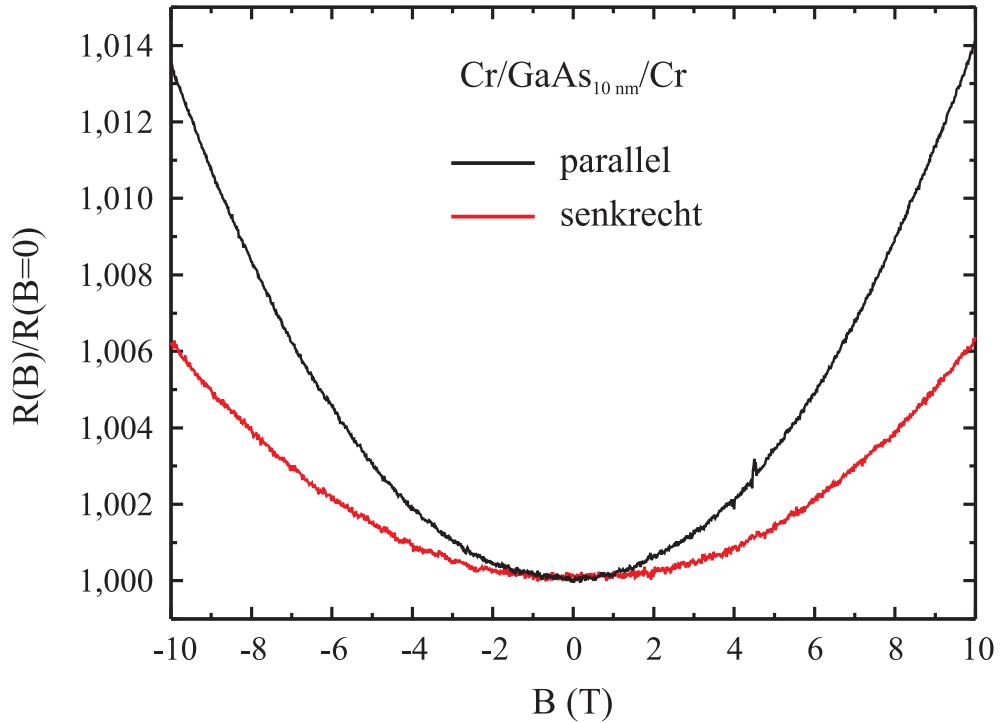


Abbildung 3.19: Hochfeld-Magnetowiderstand für einen Cr/GaAs/Cr-Tunnelkontakt mit einer 10 nm dicken Barriere. Parallel und senkrecht bezieht sich auf die Richtung des Magnetfelds relativ zur Barriere. Nach dem Modell von Eaves et al. [131] würde man nur für die parallele Messung einen positiven HMR erwarten. Die Bias-Spannung betrug 500 mV und die Temperatur 4,2 K.

ten Spannung ist. Tunnelemente mit Au- und Cr-Kontakten zeigen ebenfalls keine Abhängigkeit von der Spannung und der Temperatur.

Messungen mit einem senkrecht zur Barriere angelegten Magnetfeld deuten darauf hin, dass der von Eaves et al. beschriebene Effekt nicht der einzige für die Hochfeldmessungen relevante ist. Auch für Magnetfelder parallel zur Bahn des tunnelnden Elektrons ergibt sich ein positiver Magnetowiderstand. Dies zeigt die Abbildung 3.19 für einen Tunnelkontakt mit Cr-Kontakten. Die Größe des Effekts fällt gegenüber der Messung mit Magnetfeld parallel zur Barriere etwa um einen Faktor 2 kleiner aus.

3.4.2 Magnetische Kontakte

Auch Messungen an Tunnelementen mit magnetischen Fe-Kontakten zeigen eine starke Abhängigkeit des HMR von der Dicke der Tunnelbarriere. Im Gegensatz zu Tunnelementen mit nichtmagnetischen Kontakten findet man hier eine ausgeprägte Temperatur- und Spannungsabhängigkeit. Ferner zeigt sich, dass der HMR in starkem Maße von der Vorbehandlung der Grenzflächen abhängt.

Dickenabhängigkeit

Abbildung 3.20 zeigt den Hochfeld-Magnetowiderstand für drei Proben mit unterschiedlich dicker GaAs-Barriere und Fe-Elektroden. Die Tunnelkontakte sind entsprechend der Probe aus Abschnitt 3.2.1 prozessiert, Tunnelkontakte mit Argon-Ionen-Vorbehandlung bzw. Temperschritten zeigen andere Magnetowiderstands-effekte (siehe unten). Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit von der Dicke der

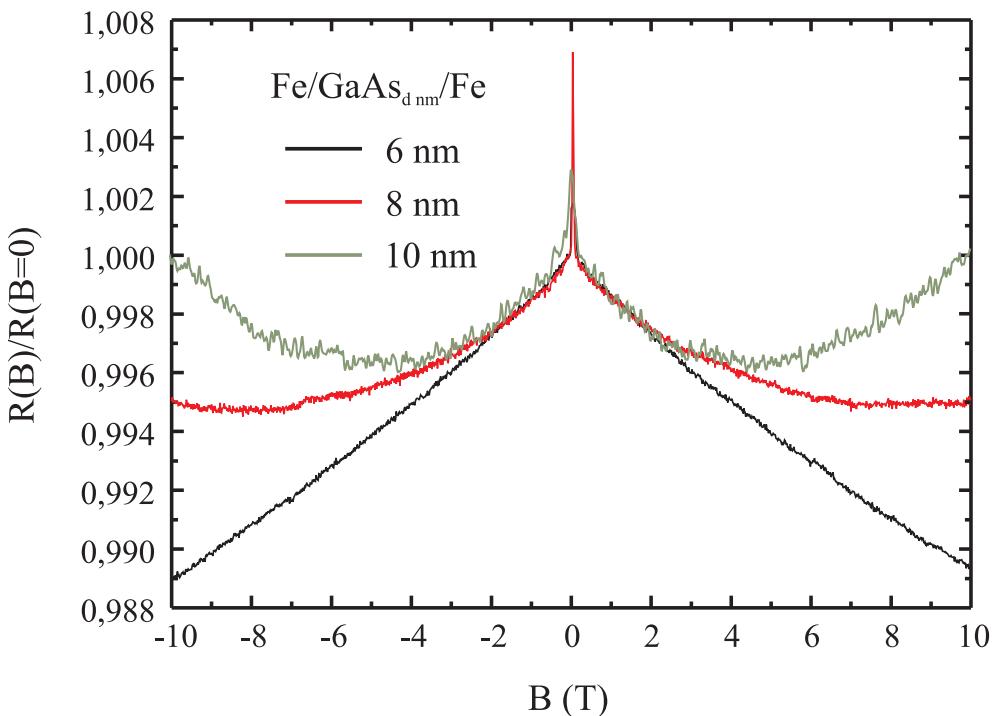


Abbildung 3.20: Hochfeld-Magnetowiderstand für $\text{Fe}/\text{GaAs}/\text{Fe}$ -Tunnelkontakte mit unterschiedlich dicken GaAs-Barrieren. Die Messungen wurden bei 4,2 K, 20 mV und parallel zur Barriere angelegtem Magnetfeld durchgeführt.

GaAs-Barriere und ein deutlich unterschiedliches Verhalten im Vergleich zu den Tunnelementen mit nichtmagnetischen Kontakten. Während dort grundsätzlich ein positiver Magnetowiderstand zu finden war, findet man bei der Probe mit der dünnsten Barriere über den gesamten Messbereich einen negativen HMR. Der HMR für die 10 nm dicke Barriere ist bei kleinen Magnetfeldern ebenfalls negativ und wird über etwa 5 T positiv. Die schmale Spitze bei 0 T zeigt den bereits diskutierten TMR-Effekt.

Temperatur- und Spannungsabhängigkeit

Abbildung 3.21 (a) zeigt die Temperaturabhängigkeit des Hochfeld-Magnetowiderstands für ein parallel zur Barriere angelegtes Magnetfeld für einen Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakt mit einer 8 nm dicken Barriere und 20 mV Bias-Spannung. Es zeigt sich ein allmählicher Übergang von einem negativen HMR zu einem positiven HMR bei höheren Temperaturen. Tunnelkontakte mit 6 nm dicker GaAs-Barriere zeigen ein sehr ähnliches Temperaturverhalten.

Das Erhöhen der Bias-Spannung bei einer Temperatur von 4,2 K hat ähnliche Auswirkungen auf den HMR wie das Erhöhen der Temperatur (Abbildung 3.21 (b)). Es zeigt sich ein schrittweiser Übergang von einem negativen HMR zu einem positiven HMR bei höheren Spannungen. Für höhere Spannungen scheint dieser Effekt zu sättigen. Für höhere Temperaturen ergab sich eine sehr viel schwächere Spannungsabhängigkeit des HMR.

Senkrechte Messungen

Ähnlich wie die Tunnelemente mit nichtmagnetischen Kontakten zeigen auch die Elemente mit magnetischen Kontaktsschichten bei senkrecht zur Barriere angelegtem Magnetfeld einen Magnetowiderstandseffekt. Die Abbildung 3.22 zeigt temperatur- und spannungsabhängige HMR-Kurven für Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit 8 nm dicker GaAs-Barriere.

Der Tunnelkontakt zeigt bei senkrechten Magnetfeldern oberhalb von etwa 2 T eine sehr ähnliche Abhängigkeit von der Temperatur wie die Tunnelkontakte mit parallel zur Barriere angelegtem Magnetfeld (siehe Abbildungen 3.21 (a) und 3.22 (a)). Die temperaturabhängige Variation des Effekts ist bei parallelem Magnetfeld um etwa 50% größer als bei senkrechtem Magnetfeld. Die Widerstands-

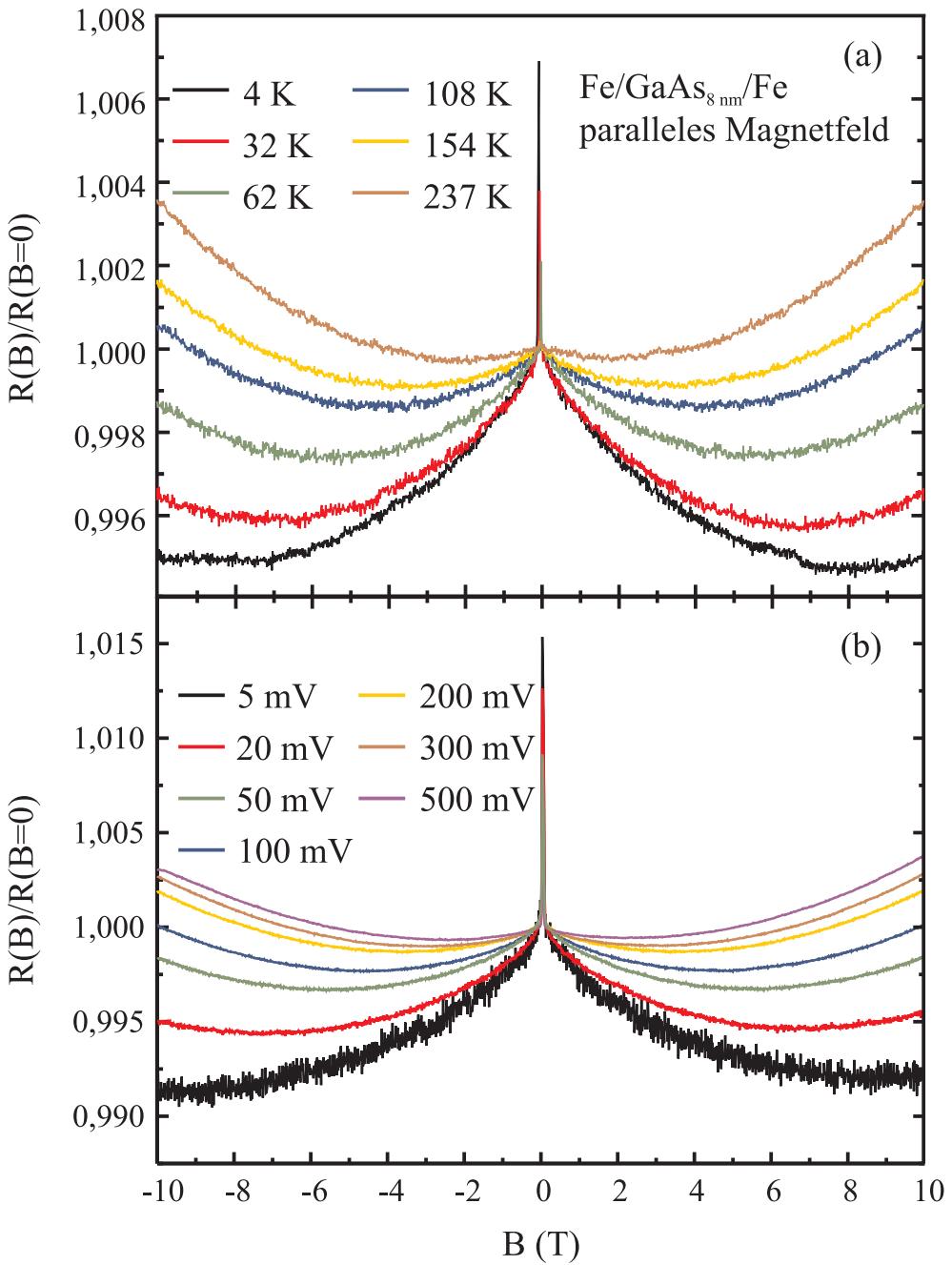


Abbildung 3.21: Hochfeld-Magnetowiderstand für ein parallel zur Barriere angelegtes Magnetfeld für einen Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakt mit 8 nm dicker GaAs-Barriere; (a) bei verschiedenen Temperaturen und einer Bias-Spannung von 20 mV; (b) bei verschiedenen Bias-Spannungen und einer Temperatur von 4,2 K.

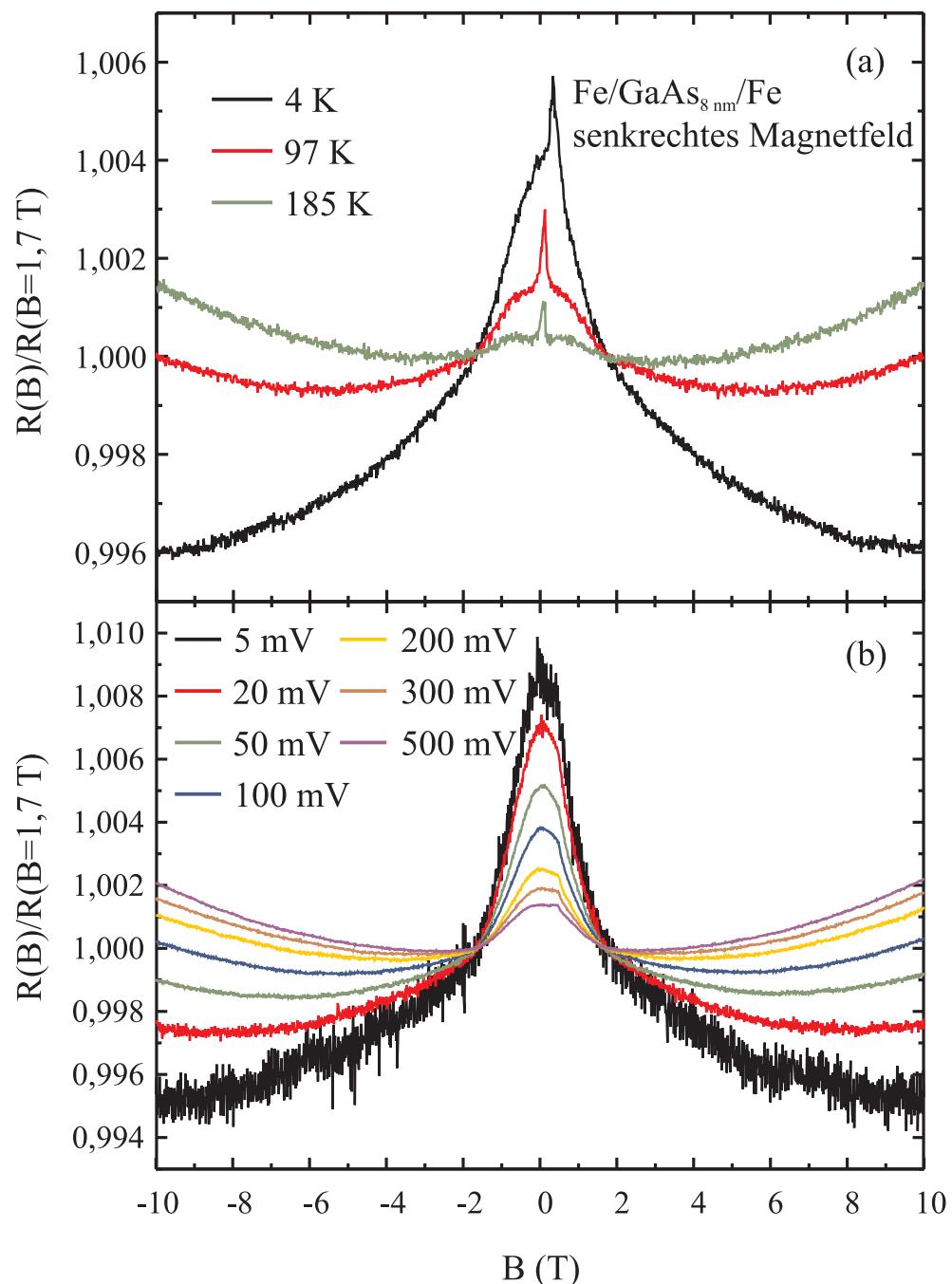


Abbildung 3.22: Hochfeld-Magnetowiderstand für ein senkrecht zur Barriere angelegtes Magnetfeld für einen $\text{Fe}/\text{GaAs}/\text{Fe}$ -Tunnelkontakt mit 8 nm dicker GaAs-Barriere; (a) bei verschiedenen Temperaturen und einer Bias-Spannung von 20 mV; (b) bei verschiedenen Bias-Spannungen und einer Temperatur von 4,2 K.

werte wurden auf den Wert bei 1,7 T normiert. Bei diesem Wert sind die dünnen Fe-Schichten vollständig in senkrechter Richtung aufmagnetisiert. Reduziert man das Feld unter 1,7 T, dreht sich die Magnetisierung der beiden Kontakte unterschiedlich schnell von der out-of-plane-Richtung in die bevorzugte in-plane-Richtung. Das breite Maximum um 0 T bei senkrechten Messungen entspricht dem schmalen TMR-Effekt bei paralleler Messung. Zusätzlich kann man in der Abbildung 3.22 (a) einen kleinen Sprung bei etwa 0 T erkennen, der von einem spontanen Umschalten einer der beiden Schichten bei nicht exakt senkrechtem Magnetfeld kommen könnte. Dieser Sprung konnte nicht bei allen Proben gefunden werden.

Auch die Spannungsabhängigkeit des senkrechten HMR verhält sich weitgehend ähnlich zum HMR bei parallelem Magnetfeld (siehe Abbildungen 3.21 (b) und 3.22 (b)). Die spannungsabhängige Änderung des HMR ist bei parallelem Magnetfeld um etwa 60% größer als bei senkrechten Magnetfeld. Für höhere Temperaturen zeigt sich ebenfalls eine sehr viel schwächere Spannungsabhängigkeit des HMR.

Einfluss der Grenzfläche

Der starke Einfluss der Grenzfläche auf den HMR zeigt sich bei Messungen an einer Probe mit Argon-Ionen-Vorbehandlung (Abbildung 3.23). Die bei der Messung verwendete Probe entspricht der aus Abbildung 3.15. Bei niedrigen Temperaturen ergibt sich ein annähernd linearer positiver Magnetowiderstand, während sich für höhere Temperaturen ein ähnliches Verhalten zeigt wie bei den nicht vorbehandelten Proben aus Abbildung 3.21.

Auch HMR-Messungen an den getemperten Proben aus Abschnitt 3.2.4 deuten auf einen Einfluss der Grenzfläche auf den HMR hin (Abbildung 3.24). Für höhere Prozesstemperaturen ergibt sich zuerst ein Hochbiegen zu einem positiven HMR, nach dem 200°C-Temperschritt ergibt sich ein annähernd linearer negativer HMR.

Die 10 nm dicken GaAs-Barrieren in (110)-Orientierung zeigten ein ähnliches Verhalten wie die 8 nm dicken Barrieren in (001)-Orientierung.

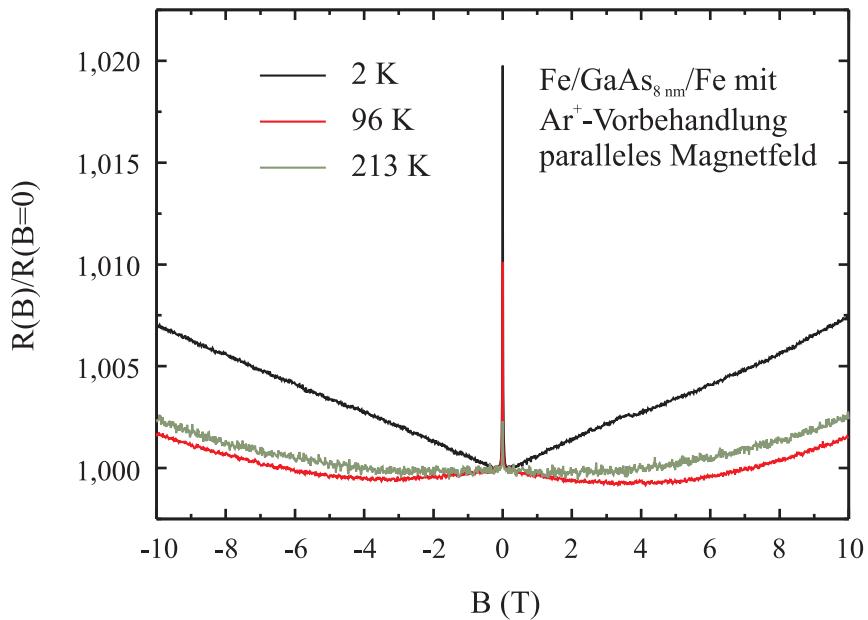


Abbildung 3.23: Hochfeld-Magnetowiderstand für den mit Ar-Ionen vorbehandelten Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakt aus Abbildung 3.15, gemessen bei parallelem Magnetfeld und den angegebenen Temperaturen. Die Bias-Spannung betrug 20 mV.

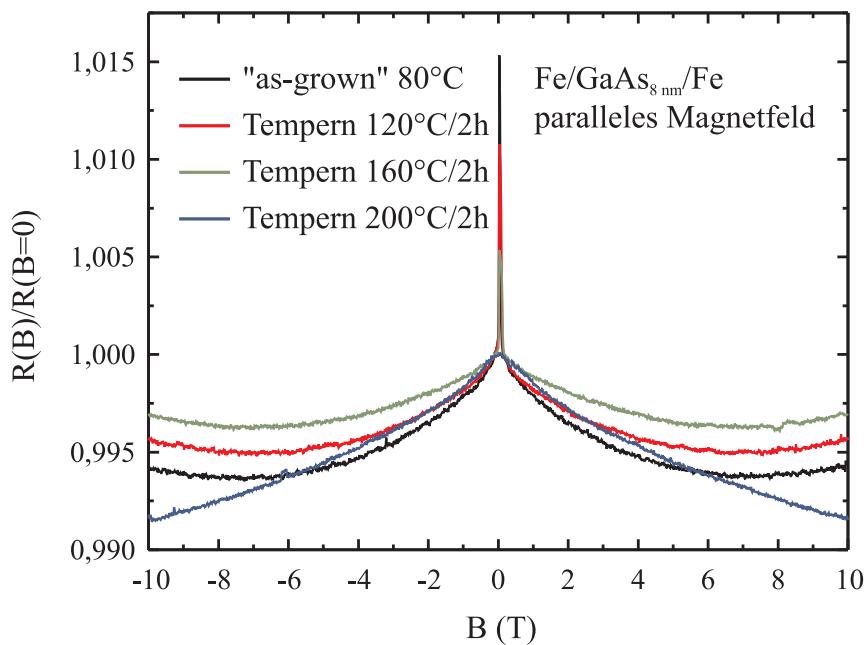


Abbildung 3.24: Hochfeld-Magnetowiderstand für die getemperten Fe/GaAs/Fe-Tunnelelemente aus Abbildung 3.10, gemessen bei parallelem Magnetfeld, einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K.

3.4.3 Diskussion

Da der in dieser Arbeit beobachtete Hochfeld-Magnetowiderstand sowohl in theoretischen als auch in experimentellen Arbeiten noch kaum behandelt wurde, werden in diesem Unterabschnitt einige Modelle vorgestellt, die zu einer Abhängigkeit des Tunnelwiderstands von einem hohen Magnetfeld führen können. Jedes Modell wird auf die Vereinbarkeit mit den experimentellen Daten hin überprüft.

Lorentz-Ablenkung

Bei einem parallel zur Barriere angelegtem Magnetfeld gewinnen die tunnelnden Elektronen Bewegungsenergie parallel zur Barriere, was wiederum zu einem Energieverlust senkrecht dazu führt. Effektiv erhöht sich damit die Barriere und es kommt zu höheren Tunnelwiderständen [132]. In einem anschaulichen Bild folgen die tunnelnden Elektronen auf ihrem Weg durch die Barriere einer gekrümmten Trajektorie. Effektiv verlängert sich dadurch der Weg der Elektronen durch die Barriere und der Widerstand wird größer. Eaves et al. [131] berechnen den Tunnelstrom $I(B)$ zu:

$$I(B) = I_0 \exp(-\beta B^2) \quad (3.4)$$

mit

$$\beta = \frac{e^2 d^3 \kappa}{6m\phi}, \quad (3.5)$$

wobei I_0 den Strom ohne äußeres Magnetfeld bezeichnet. Die Messungen an den Tunnelementen mit nichtmagnetischen Kontakten können mit diesem Modell erklärt werden. Wie erwartet nimmt der HMR bei Tunnelementen mit Au-Kontakten mit dickerer Barriere zu (Abbildung 3.18(a)). Der ebenfalls eingezeichnete Fit nach Eaves et al. [131] zeigt zwar keine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment, aber die Abhängigkeit von der Barrierendicke wird zumindest qualitativ korrekt beschrieben. Der Fit an die 6 nm-Kurve liefert hier die Parameter zur Berechnung des HMR für die 8 und die 10 nm dicke Barriere. Der Effekt sollte nur eine schwache Abhängigkeit von der Temperatur und der Spannung zeigen. Die Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke sollte zu einer Reduktion der mittleren Barriereförde von 0,76 eV bei 4,2 K auf 0,71 eV bei Zimmertemperatur führen. Dabei wurde vorausgesetzt, dass die Fermi-Energie unabhängig von der Temperatur in der Mitte der Bandlücke pinnt. Eine angelegte Bias-Spannung von 100 mV sollte bei einem linearen Spannungsabfall über

die Barriere ebenfalls zu einer Reduktion der Barrierenhöhe um 50 meV führen. Berechnet man die Auswirkungen auf den HMR, so sollte sich bei einer höheren Spannung (100 mV vs. 20 mV) oder einer höheren Temperatur (hier 224 K vs. 4,2 K) eine Reduktion des positiven HMR um etwa 25% ergeben. In der Abbildung 3.18(b) sieht man tatsächlich eine schwache Abnahme des HMR mit höherer Temperatur bzw. Bias-Spannung, sie fällt aber im Vergleich zu den Berechnungen kleiner aus.

Bei senkrecht zur Barriere angelegtem Magnetfeld sollte es laut dem Eaves-Modell zu keiner Ablenkung kommen und damit auch zu keiner Erhöhung des Widerstands bei höheren Magnetfeldern. Dies gilt streng aber nur für Elektronen mit verschwindender Komponente des Wellenvektors parallel zur Barriere, $k_{\parallel} = 0$. Tunneln die Elektronen über lokalisierte Zustände in der Barriere, können sie aber einen beträchtlichen Bewegungsanteil parallel zur Barriere besitzen. Für dicke Barrieren sollte der Transport über lokalisierte Zustände in der Barriere dominieren [1], so dass es auch bei einem senkrecht zur Barriere angelegtem Magnetfeld zu einem positiven Magnetowiderstand kommt.

Die Landauquantisierung der GaAs-Barriere bei hohen senkrechten Magnetfeldern könnte zu einer energetisch veränderten Barriere und damit zu einem Magneto-widerstands-Effekt führen. Inwieweit das Bild der Landauquantisierung, das für zweidimensionale Elektronengase gültig ist, hier anwendbar ist, muss geklärt werden.

Für magnetische Tunnelkontakte zeigt sich im Vergleich zu nichtmagnetischen Tunnelkontakten ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Der HMR ist hier von der Bias-Spannung und der Temperatur abhängig. Es scheint, als ob dieser Umstand auf den Ferromagnetismus der Kontakte zurückzuführen ist. Wenn man annimmt, dass der HMR magnetischer Tunnelkontakte aus zwei Beiträgen besteht, einem temperaturunabhängigen Beitrag aufgrund eines verlängerten Tunnelepfads, und einem unbekannten Beitrag aufgrund des Ferromagnetismus der Kontakte, kann der letztere extrahiert werden. Abbildung 3.25 (a) zeigt die $R(B, 237 \text{ K})$ -Kurve aus Abbildung 3.21 (a). An diese wurde bei $B \sim 0$ eine Gerade mit Steigung $dR(B, 237 \text{ K})/dB|_{B \sim 0}$ gefittet. Durch Abziehen dieses linearen Beitrags von der $R(B, 237 \text{ K})$ -Kurve gelangt man zu dem temperaturunabhängigen Beitrag zum HMR (Fit). Subtrahiert man nun diesen Fit von den temperaturabhängigen Rohdaten aus Abbildung 3.21 (a), ergibt sich ein annähernd linearer negativer HMR (Abbildung 3.25(b)).

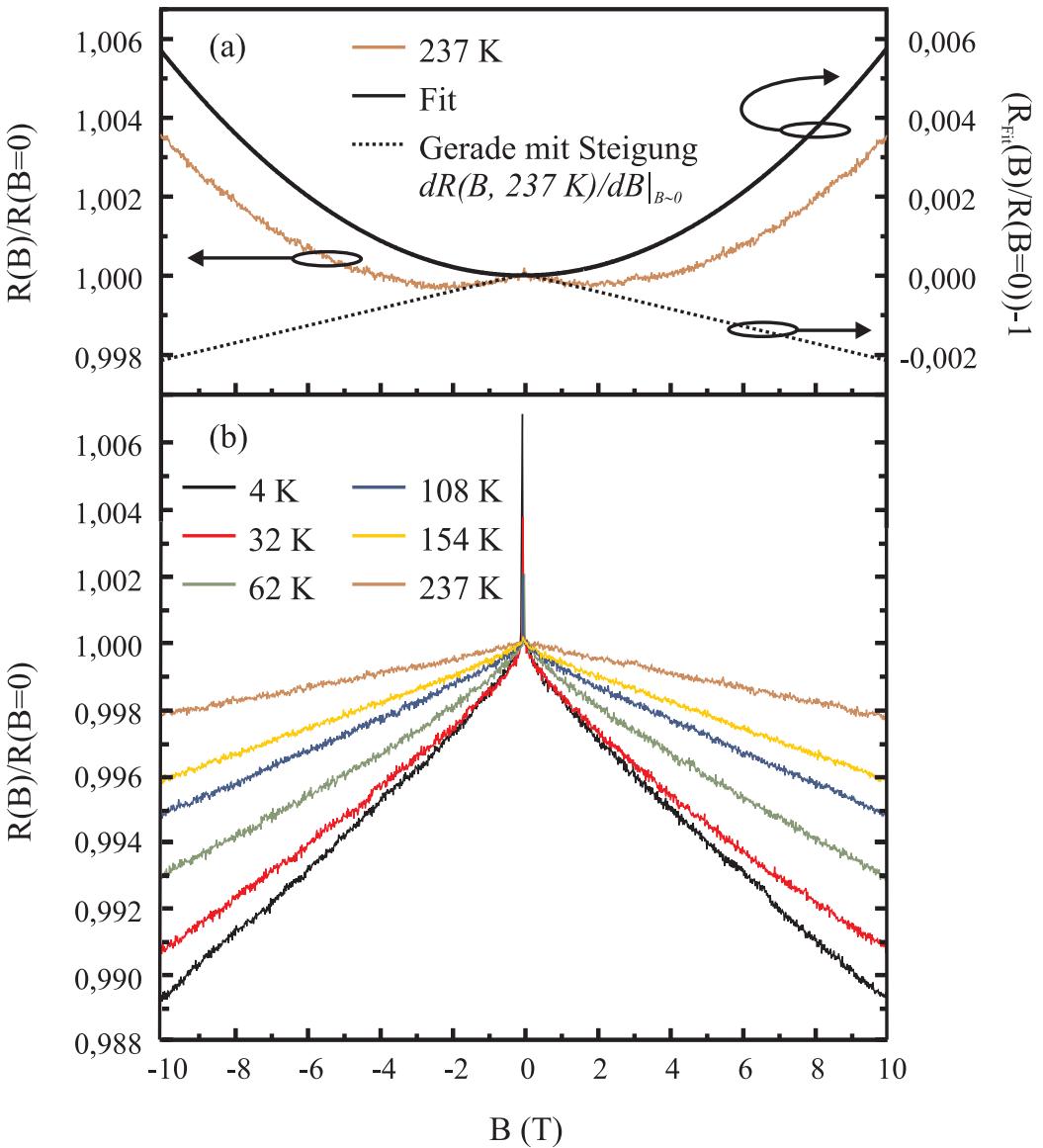


Abbildung 3.25: (a) Hochfeld-Magnetowiderstandskurve für eine Temperatur von 237 K nach Abbildung 3.21 (a). Den Fit für den positiven Beitrag zum HMR erhält man, indem man von der 237 K-Kurve eine Gerade mit der Steigung $dR(B, 237 \text{ K})/dB$ nahe bei $B = 0$ abzieht. (b) Nach Abzug des temperaturunabhängigen positiven Beitrags zum HMR (Fit) von den Messkurven aus Abbildung 3.21 (a) ergibt sich ein annähernd linearer negativer HMR.

Zur Erklärung dieses negativen HMR bei Tunnellementen mit magnetischen Kontakten werden verschiedene Modelle vorgeschlagen.

Streuung an paramagnetischen Verunreinigungen

In der Arbeit von Kreuzer [12] wurde der HMR auf Spin-Flip-Streuung an isolierten Fe-Atomen in der Barriere zurückgeführt. Diese werden während der Prozessierung induziert und agieren als paramagnetische Streuzentren, die zu Spin-Flip-Streuung der tunnelnden Elektronen führen können. Elektronenspinresonanz-Experimente zeigen, dass Eisen in GaAs als Fe^{3+} -Ionen mit einer $3d^5$ -Elektronenkonfiguration vorliegt. In einem von außen angelegten Magnetfeld kommt es zur Zeeman-Aufspaltung der Niveaus mit Spinorientierung $S_z = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}$. Bei niedrigen Temperaturen erwartet man eine Unterdrückung der Spin-Flip-Streuung mit steigendem Magnetfeld, da die Elektronen verstärkt in dem niedrigsten Niveau mit $S_z = -\frac{5}{2}$ kondensieren. Soll ein Majoritätselektron, dessen Spin parallel zum äußeren Magnetfeld ist, eine Spin-Flip-Streuung erleiden, muss sich die Spinquantenzahl S_z um -1 ändern. Dies geht nur, wenn sich der paramagnetische Streuer nicht bereits im untersten Niveau befindet. Bei höheren Temperaturen kommt es auch bei hohen Magnetfeldern wieder zu einer endlichen Besetzung der höheren Spinzustände und damit wieder zu Spin-Flip-Streuung. Die Temperaturabhängigkeit des linearen negativen HMR sollte folglich mit der Besetzung der höheren Spinzustände, $1 - \varphi$, korreliert sein. Abbildung 3.26 zeigt die Wahrscheinlichkeit der Besetzung des Grundzustands φ bei 10 T als Funktion der Temperatur. Während die Besetzung oberhalb von etwa 50 K nahezu sättigt, zeigt die ebenfalls aufgetragene Steigung des negativen HMR für zwei Proben mit unterschiedlich dicker Barriere (6 und 8 nm) eine Abnahme über den gesamten Temperaturbereich. Spin-Flip-Streuung an paramagnetischen Verunreinigungen in der Barriere kann folglich den beobachteten HMR nicht alleine erklären. Es kommt zwar zu einer Abnahme des Widerstands mit angelegtem Magnetfeld, aber die Temperaturabhängigkeit im Experiment unterscheidet sich deutlich von der theoretisch erwarteten.

Eine Spannungsabhängigkeit ist in diesem Modell nicht explizit beinhaltet. Eine Erhöhung der Bias-Spannung könnte aber aufgrund der damit verbundenen höheren Energien der tunnelnden Elektronen zu einer veränderten Spin-Flip-Rate führen und damit zu einem unterschiedlichen Verhalten des HMR. Welche Spannungsabhängigkeit daraus resultiert, bleibt zu klären.

Das ähnliche Verhalten der Proben bei senkrecht zur Barriere angelegtem Magnetfeld führt in diesem Modell zu keinem Widerspruch, da die Richtung des Magnetfelds nicht relevant ist.

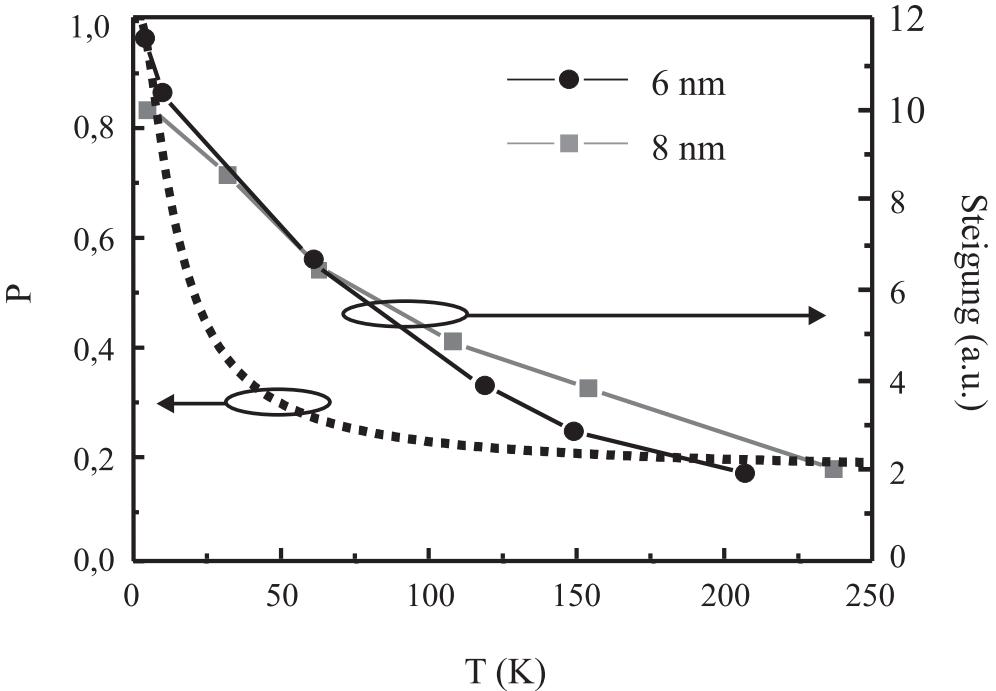


Abbildung 3.26: Temperaturabhängigkeit der Steigung des linearen negativen HMR für Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit 6 nm und 8 nm dicker GaAs-Barriere. Die gepunktete Linie zeigt die Temperaturabhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit des Grundzustands φ einer Fe^{3+} -Verunreinigung in GaAs bei einem Magnetfeld von 10 T.

Zeeman-Aufspaltung

Die lineare Abhängigkeit des Tunnelwiderstands vom angelegten Magnetfeld legt die Vermutung nahe, dass auch der Zeeman-Effekt eine Rolle spielen könnte, da dieser ebenfalls linear vom Magnetfeld abhängt. Die folgende Herleitung der Leitfähigkeit wurde von Tomasz Dietl durchgeführt [133].

Die Tunnelleitfähigkeit G ist bei unabhängigen Spinkanälen gegeben durch

$$G = (e^2/h) \int dE (-\partial f / \partial E) [T_\uparrow(E) + T_\downarrow(E)] \quad (3.6)$$

mit

$$f = 1/(1 + \exp[(E - E_F)/k_B T]), \quad (3.7)$$

wobei E_F die Fermi-Energie in den Metallkontakten ist. Die Lage der Fermi-Energie im Bezug auf die Bandkante der GaAs-Barriere wird durch Oberflächen-

zustände in der Mitte der Bandlücke bestimmt. In unserem Fall ist

$$-\partial f/\partial E = \delta(E - E_F). \quad (3.8)$$

Für nichtmagnetische Barrieren gilt

$$T_{\uparrow\downarrow} = A_{\uparrow\downarrow} \exp(-2\kappa d), \quad (3.9)$$

mit $A_{\uparrow\downarrow}$ spinabhängigen Vorfaktoren, die beispielsweise von der Zustandsdichte der Kontakte abhängen und

$$\kappa = \sqrt{2m^*U}/\hbar, \quad (3.10)$$

mit $m^* = 0,066m_0$ der effektiven Masse der Elektronen in GaAs und m_0 der freien Elektronenmasse. $T_{\uparrow\downarrow}$ sind die Transmissionswahrscheinlichkeiten für spin-down- bzw. für spin-up-Elektronen. Ein Magnetfeld führt wegen dem Zeeman-Effekt zu einer spinabhängigen Barrierenhöhe

$$U_{\uparrow\downarrow} = U_0 \pm \frac{1}{2}g^*\mu_B B - E_F(B). \quad (3.11)$$

Hierbei ist $U_0 = 0,76\text{ eV}$ die Barrierenhöhe ohne äußeres Magnetfeld, $g^* = -0,44$ der Elektronen-g-Faktor und $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}\text{ J/T}$ das Bohrsche Magneton. Vernachlässigt man den Einfluss des Magnetfelds auf die Lage der Fermi-Energie, und setzt man den Energie-Nullpunkt bei der Fermi-Energie E_F , so ergibt sich für die Transmissionswahrscheinlichkeiten

$$T_{\uparrow\downarrow} = A_{\uparrow\downarrow} \exp(-2\kappa_{\uparrow\downarrow} d) = A_{\uparrow\downarrow} \exp(-2d\sqrt{2m^*U_{\uparrow\downarrow}}/\hbar). \quad (3.12)$$

Die Quadratwurzel in Gl. (3.12) wird nun in eine Taylor-Reihe entwickelt. Da $|g^*\mu_B B| \ll U_0 - E_F$, muss nur der Term erster Ordnung in $g^*\mu_B B$ berücksichtigt werden

$$T_{\uparrow\downarrow} = A_{\uparrow\downarrow} \exp(-2\kappa d \pm \kappa d g^* \mu_B B / 2U_0). \quad (3.13)$$

Eine Entwicklung der Exponentialfunktion liefert schließlich

$$T_{\uparrow\downarrow} = A_{\uparrow\downarrow} \exp(-2\kappa d) \cdot (1 \pm \kappa d g^* \mu_B B / 2U_0). \quad (3.14)$$

Setzt man die $T_{\uparrow\downarrow}$ -Werte aus Gl. (3.14) in die Formel für die Leitfähigkeit G ein (Gl. (3.6)), so erhält man

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{G(B) - G(0)}{G(0)} = \left(\frac{T_\downarrow - T_\uparrow}{T_\downarrow + T_\uparrow} \right) \frac{g^* \mu_B B}{2\phi} \kappa d . \quad (3.15)$$

Für nichtmagnetische Tunnelkontakte mit $T_\downarrow = T_\uparrow$ ergibt sich keinerlei Abhängigkeit von einem angelegtem Magnetfeld, $\Delta G/G = 0$. Im Grenzfall halbmetallischer Kontakte ergibt sich bei $B = 10$ T, $\kappa = 1,15$ nm⁻¹ und einer Barrierendicke von 8 nm eine Änderung der Leitfähigkeit von etwa $\pm 0,15\%$. Das Vorzeichen + erhält man für $T_\downarrow = 0$, das Vorzeichen – für $T_\uparrow = 0$. Dieser Effekt ist prinzipiell auch bei senkrecht zur Barriere angelegtem Magnetfeld relevant.

Es ergibt sich ein linearer Magnetowiderstand, die Größe des Effekts fällt im Vergleich zum Experiment aber deutlich zu klein aus. Sowohl die Temperatur- als auch die Spannungsabhängigkeit von $\Delta\sigma/\sigma$ können in diesem Modell nicht erklärt werden. Zusätzlich würde das Vorzeichen des MR in Widerspruch stehen zu neueren Messungen, die darauf hindeuten, dass der Tunnelstrom hauptsächlich von Fe-Majoritätsspins getragen wird [134]. Da deren Spin antiparallel zum äußeren Magnetfeld und der g -Faktor in GaAs negativ ist, sollte für diese Elektronen die Tunnelbarriere mit dem Magnetfeld größer werden. Im Gegensatz zu unserem Experiment sollte der Zeeman-Effekt zu einem positiven linearen HMR führen. Zusätzlich zu der Aufspaltung der Leitungsbandkante von GaAs kommt es zu einer Abhängigkeit der Fermi-Energie vom äußeren Magnetfeld [133]. Diese Abhängigkeit kommt von der Zeeman-Aufspaltung von Grenzflächenzuständen. Inwieweit dieser Mechanismus zum HMR beiträgt bedarf weiterer Klärung.

Hochfeld-Suszeptibilität

Ein weiteres Modell zur Erklärung des negativen Hochfeld-Magnetowiderstands wurde von Siewert vorgeschlagen [135]. Das Modell basiert auf einer veränderlichen Besetzung der spinpolarisierten Bänder in den ferromagnetischen Kontakten aufgrund eines äußeren Magnetfelds in Analogie zur Paulischen Spinsuszeptibilität [136]. Der Einfachheit halber wird angenommen, dass es aufgrund des äußeren Magnetfelds nur zu einer relativen Verschiebung der spin-up- und spin-down-Bänder kommt und nicht zu einer Veränderung der Form der Zustandsdichte. Dies stellt wohl eine sehr starke Vereinfachung dar, da es neben dem Spinanteil der Suszeptibilität auch einen erheblichen Bahnbeitrag gibt [137]. Bei einer Temperatur $T = 0$ und verschwindendem Magnetfeld haben die spin-up- und spin-down-Bänder eine gemeinsame Fermi-Energie E_F^0 (Abbildung 3.27 (a)). Bei Anlegen eines Magnetfelds wird das spin-up-Band energetisch um $\mu_B B$ nach unten

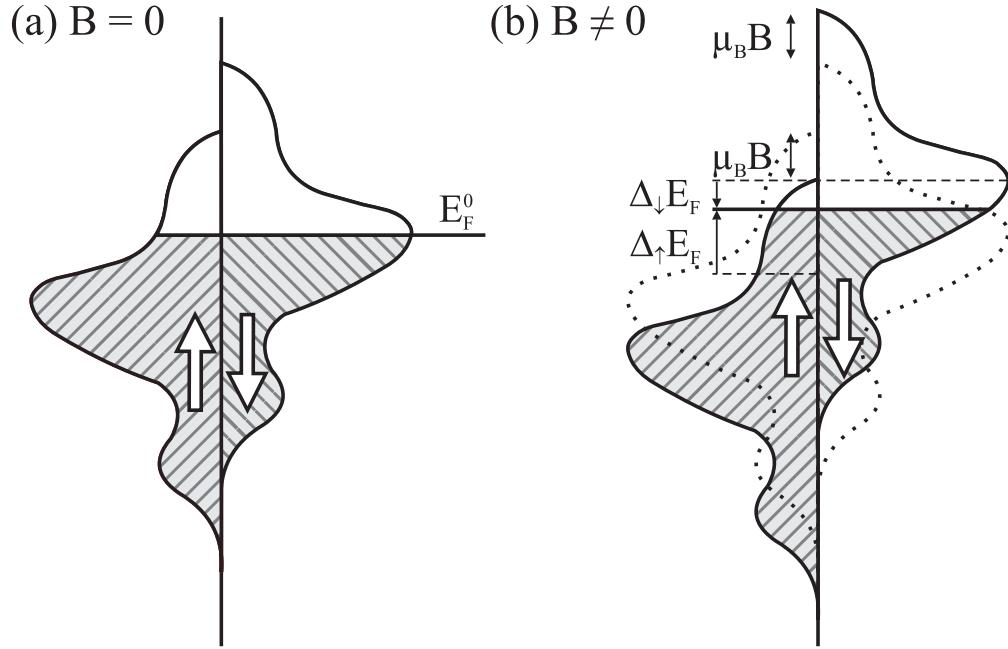


Abbildung 3.27: Spinpolarisierte Bänder der ferromagnetischen Kontakte; (a) bei verschwindendem Magnetfeld, die Referenz-Fermienergie ist E_F^0 ; (b) bei endlichem Magnetfeld. Die Bänder sind um den Betrag $\mu_B B$ verschoben und die Fermi-Energien um $\Delta_j E_F$.

verschoben, das spin-down-Band um den gleichen Betrag nach oben (Abbildung 3.27 (b)). Als Konsequenz verschiebt sich die Fermi-Energie der spinpolarisierten Bänder und es werden Elektronen in das spin-up-Band verschoben, wodurch sich die Polarisation ändert. Aufgrund der Energieabhängigkeit der Zustandsdichten verschiebt sich die Fermi-Energie für die beiden Spinrichtungen um unterschiedliche Beträge $\Delta_j E_F$, $j = \uparrow, \downarrow$. In diesem einfachen Bild erhält man

$$\Delta_j E_F = 2\mu_B B \frac{D_{j'}(E_F^0)}{D_\uparrow(E_F^0) + D_\downarrow(E_F^0)}, \quad (3.16)$$

mit j' dem antiparallelen Spin zu j . Für die Hochfeldsuszeptibilität χ ergibt sich

$$\chi = 4\mu_B^2 \frac{D_\uparrow(E_F^0)D_\downarrow(E_F^0)}{D_\uparrow(E_F^0) + D_\downarrow(E_F^0)}, \quad (3.17)$$

mit $D_j(E_F^0)$ den spinabhängigen Zustandsdichten an der Fermi-Energie bei verschwindendem Magnetfeld.

Welche Auswirkungen hat die Änderung der Fermi-Energie auf die Leitfähigkeit des Tunnelkontakte? Im Modell von Jullière ist die Leitfähigkeit der einzelnen Spinkanäle proportional zum Produkt der Zustandsdichten für die jeweilige Spinorientierung in den beiden Ferromagneten (vergleiche auch Abschnitt 1.1):

$$G_{jj'} \propto |M|^2 D_{l,j}(E_F) D_{r,j'}(E_F) \quad (3.18)$$

M beschreibt das effektive Tunnelmatrixelement, l und r bezeichnen den linken bzw. rechten Kontakt. Die Spinpolarisation der Ferromagnete ist folgendermaßen mit der Zustandsdichte $D_{i,j}$, $i = l, r$, an der Fermi-Energie verknüpft:

$$P_i = \frac{D_{i,\uparrow} - D_{i,\downarrow}}{D_{i,\uparrow} + D_{i,\downarrow}}. \quad (3.19)$$

Da hier nur die Leitfähigkeit bei hohen Magnetfeldern interessiert, muss nur die parallele Magnetisierungsausrichtung untersucht werden. Diese ist nach Jullière gegeben durch

$$G_P = \frac{2\pi e^2}{\hbar} |M|^2 (D_{l,\uparrow} D_{r,\uparrow} + D_{l,\downarrow} D_{r,\downarrow}). \quad (3.20)$$

Da im Experiment gleiche Elektrodenmaterialien verwendet wurden, braucht nicht zwischen linker und rechter Elektrode unterschieden werden. Bei Anlegen eines äußeren Magnetfelds verändern sich die Fermi-Energien wie in Gleichung (3.16) beschrieben. Siewert berechnet die Änderung der Leitfähigkeit, indem er die Energieabhängigkeit der Zustandsdichte vom Magnetfeld in erster Ordnung mit einbezieht [135]:

$$G_P(B) - G_P(0) = \frac{2\pi e^2}{\hbar} |M|^2 \left[4\mu_B B \frac{D_\uparrow D_\downarrow}{D_\uparrow + D_\downarrow} \left(\frac{dD_\uparrow}{dE} - \frac{dD_\downarrow}{dE} \right) \right]. \quad (3.21)$$

Ein Vergleich von (3.17) und (3.21) zeigt, dass der Magnetowiderstand bei hohen Magnetfeldern direkt proportional zur Suszeptibilität χ ist. Gleichung (3.21) zeigt außerdem, dass das Vorzeichen des HMR abhängig ist von der Energieabhängigkeit der spinpolarisierten Zustandsdichte an der Fermi-Energie und somit auch vom verwendeten Material.

Eine exakte Auswertung der Messungen ist mit dieser Theorie kaum möglich. Für diesen Zweck müsste die spinpolarisierte Zustandsdichte mit einer Auflösung im meV-Bereich bestimmt werden. Obwohl dies für bulk prinzipiell möglich ist, kann dieses Ergebnis nicht auf Grenzflächen übertragen werden, da die Zustandsdichte hier sehr stark von den verwendeten Materialien und der Qualität der Grenzfläche abhängt. Der vorhergesagte Effekt liegt aber wohl zumindest in der richtigen Größenordnung. Dieser kann mit $\Delta G/G \sim \mu_B(dD_j/dE)/D_j$ abgeschätzt

werden. Typischerweise ändert sich die Zustandsdichte eines Übergangsmetalls sehr stark mit der Energie, so dass hieraus leicht ein Magnetowiderstandseffekt von 1% resultieren kann. Dieses Modell könnte erklären, warum der Hochfeld-Magnetowiderstand so sensitiv auf Veränderungen an der Grenzfläche reagiert. Statt von den Zustandsdichten selbst hängt der HMR von deren Ableitung ab, so dass auch kleine Änderungen einen deutlichen Effekt hervorrufen können. Dies zeigt sich auch im Experiment. Kleinste Veränderungen an der Grenzfläche führen oft zu einem gänzlich unterschiedlichen Verhalten des HMR. Es scheint, als ob der HMR wichtige Informationen zur Ferromagnet-Halbleiter-Grenzfläche liefern könnte.

Der Hochfeld-Magnetowiderstand sollte laut dieser Theorie nur sehr schwach von der Temperatur abhängen. Dies widerspricht den experimentellen Ergebnissen. Eine mögliche Erklärung wären geringfügige Veränderungen der Bandstruktur aufgrund eines variierenden Verhältnisses von Spin- und Bahnbeitrag zur Suszeptibilität. Ferner beinhaltet das Modell von Siewert keine Spannungsabhängigkeit. Auch bei diesem Modell spielt die Richtung des von außen angelegten Magnetfelds keine Rolle.

Es ist wohl so, dass nicht ein einzelner Mechanismus für den HMR verantwortlich gemacht werden kann. Ein von der Barrierendicke abhängiger Beitrag aufgrund der Lorentz-Ablenkung spielt wohl bei allen Kontaktmaterialien eine Rolle. Inwieweit die anderen vorgestellten Mechanismen im einzelnen den HMR beeinflussen, ist aufgrund der begrenzten Kenntnis der Grenzflächeneigenschaften kaum abzuschätzen.

3.5 Tunnelkontakte mit supraleitender Gegen-elektrode

Mit Hilfe von Ferromagnet/Isolator/Supraleiter-Tunnelkontakten kann die Spin-polarisation der Leitungselektronen in Ferromagneten direkt bestimmt werden. Erstmals wurde dies von Tedrow und Meservey im Jahr 1971 gezeigt [32]. In diesen Experimenten wird die Zeemann-Aufspaltung der Quasiteilchen-Zustandsdichte des supraleitenden Kontakts in einem äußeren Magnetfeld benutzt [34]. Ist der zweite Kontakt ein Ferromagnet mit unterschiedlichen Zustandsdichten für Majoritäts- und Minoritätselektronen, kommt es zu unterschiedlichen Leitfähig-

keiten für die beiden Spinkanäle. In diesem System kann die Spinpolarisation ohne einen zweiten Ferromagneten unmittelbar bestimmt werden und es muss nicht auf das Jullière-Modell zurückgegriffen werden (Meservey-Tedrow-Methode).

Diese Methode ist insbesondere zur Polarisationsbestimmung eines epitaktischen Fe-Kontakts interessant, da die in 2.1 beschriebene Prozessierung die Epitaxie eines Kontaktes mit Hilfe einer UHV-Transportkammer ermöglicht [100]. Der zweite ferromagnetische Kontakt hingegen dürfte nur sehr schwer epitaktisch zu realisieren sein, da hierzu die GaAs-Oberfläche bei höheren Temperaturen vorbehandelt werden müsste, was wiederum zu einer starken Durchmischung an der ersten Fe-GaAs-Grenzfläche führt. Da im Jullière-Modell die Spinpolarisation einer ferromagnetischen Schicht nur in Abhängigkeit von einer zweiten Schicht bestimmt werden kann, ist eine quantitative Auswertung zweier unterschiedlicher Grenzflächen nur schwer durchzuführen.

3.5.1 Inverser Proximity-Effekt

Der üblicherweise in diesen Experimenten verwendete Supraleiter ist Aluminium. Dieses Metall ist wegen seiner niedrigen Kernladungszahl ($Z = 13$) besonders gut geeignet, da die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu Spin-Flip-Streuung im Supraleiter und damit zum Verschwinden der Zeeman-Aufspaltung führt. Da die Spin-Bahn-Kopplung mit der Kernladungszahl Z wie Z^4 zunimmt [138], sind schwerere Elemente wie Niob ($Z = 41$), Indium ($Z = 49$), Zinn ($Z = 50$) oder Blei ($Z = 82$) weniger gut für diese Experimente geeignet.

In dieser Arbeit wurde ebenfalls Aluminium als Supraleiter gewählt. Zuerst wurden Teststrukturen hergestellt, um die Prozessparameter zu ermitteln, die zur Supraleitung des Aluminiums führen. Hierfür wurde eine etwa $10 \mu\text{m}$ breite und 2 mm lange Leiterbahn mit großen Kontaktpads zum Bonden verwendet, die eine deutliche Widerstandsänderung beim Übergang in den supraleitenden Bereich zeigen sollte. Erste Versuche mit einer 10 nm dicken Al-Schicht, abgedeckt mit einer 20 nm dicken Cu-Schicht und einer 80 nm dicken Au-Schicht zeigten keine Supraleitung des Aluminiums. Grund hierfür ist der inverse Proximity-Effekt [139–141]. Genauso wie die supraleitenden Eigenschaften in das Normalmetall eindringen, können die normalleitenden Elektronen auch in die supraleitende Schicht eindringen und die Supraleitung unterdrücken. Dies kann zu einer erheblichen Reduktion der Übergangstemperatur der supraleitenden Schicht bei

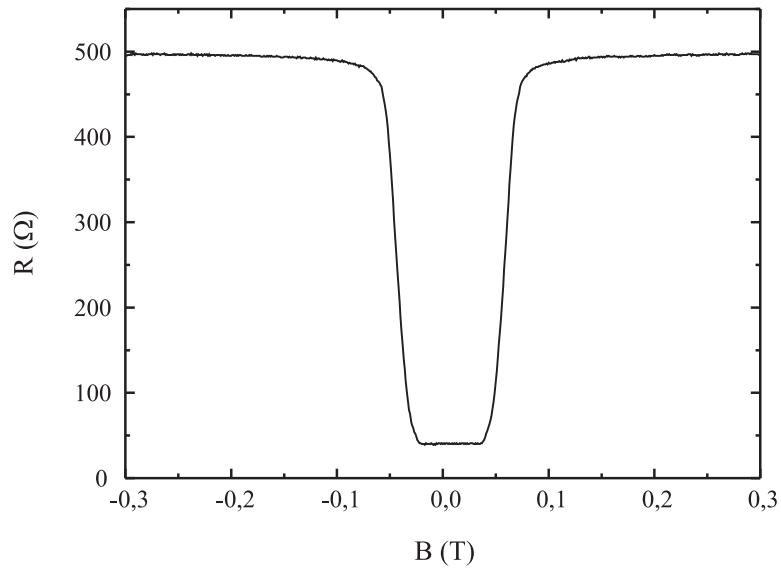


Abbildung 3.28: Widerstand eines 10 nm dicken, 20 μm breiten und 2 mm langen $\text{Al}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ -Streifens, abgedeckt mit 20 nm Cu und 80 nm Au, in Abhängigkeit von einem senkrecht zum Streifen angelegten Magnetfeld. Es ergibt sich ein kritisches Magnetfeld von etwa 50 mT. Die Stromstärke betrug 1 μA und die Temperatur 400 mK.

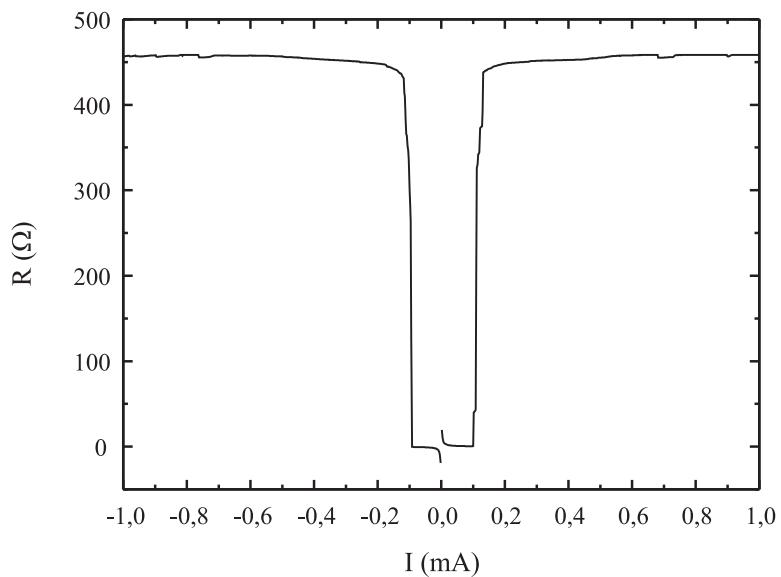


Abbildung 3.29: Widerstand des gleichen $\text{Al}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ -Streifens wie in Abbildung 3.28 in Abhängigkeit von der Stromstärke. Es ergibt sich ein kritischer Strom von etwa 100 μA , entsprechend einer kritischen Stromdichte von etwa 10^9 A/m^2 . Die Messtemperatur betrug 400 mK.

direktem Kontakt mit einem normalleitenden Metall führen. Für sehr dünne Supraleiterschichten und dicke Abdeckschichten kommt es zu einer vollständigen Unterdrückung der Supraleitung. Bringt man zwischen Normalleiter und Supraleiter eine dünne isolierende Schicht, verliert der inverse Proximity-Effekt schnell an Wirkung [142]. So dienen nichtmagnetische Schichten, die durch eine Al_2O_3 -Barriere von der zu untersuchenden Schicht mit supraleitenden Eigenschaften getrennt ist, als Tunnelpektroskopie-Sonden [143, 144]. Die Tunnelbarriere verhindert hier den Einfluss des normalleitenden Metalls auf den Supraleiter.

Die Abbildungen 3.28 und 3.29 zeigen den Widerstand eines $\text{Al}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ -Streifens mit 10 nm Dicke, abgedeckt mit 20 nm Cu und 80 nm Au, in Abhängigkeit von einem senkrecht zum Streifen angelegten Magnetfeld und in Abhängigkeit von der Stromstärke. Die $\text{Al}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ -Schicht wurde nach dem Aufputtern für 10 min bei einem O_2 -Druck von etwa 500 mbar oxidiert. Die leichte Cu-Dotierung wurde verwendet, weil diese zu verbesserten supraleitenden Eigenschaften führen soll [145]. Die Legierung wurde durch alternierendes Wachstum der beiden Schichten in der Sputteranlage realisiert (10 Lagen Al mit einer Dicke von jeweils 9,8 Å und 9 Lagen Cu mit jeweils 0,2 Å). Es stellte sich aber heraus, dass reine Al-Schichten sehr ähnliche Eigenschaften zeigen, so dass für die weiteren Schritte von der Kupfer-Dotierung abgesehen wurde. Die $\text{Al}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ -Streifen zeigen bei einer Temperatur von 400 mK supraleitende Eigenschaften. Bei einer Stromstärke von $1\mu\text{A}$ ergibt sich ein kritisches senkrechtes Magnetfeld von etwa 50 mT (Abbildung 3.28). Der Widerstand der Schicht fällt aufgrund eines Messartefakts des Semiconductor Parameter Analyzers bei sehr kleinen Strömen (siehe auch Abbildung 3.29) nicht vollständig auf Null. Interessanter wäre das kritische Magnetfeld parallel zur supraleitenden Schicht, da dieses gegenüber einem senkrechtem Magnetfeld deutlich erhöht sein sollte. Da es sich aber bei den Proben nur um Teststrukturen handelt, wurde von dieser Messung abgesehen.

Stromabhängige Messungen liefern eine kritische Stromdichte von etwa 10^9 A/m^2 (Abbildung 3.29). Diese Werte liegen in dem für Aluminium erwarteten Bereich. Wie bereits oben erwähnt, zeigen reine Al-Schichten ein sehr ähnliches Verhalten. Die Sprungtemperatur wurde zwar nicht exakt bestimmt, sie liegt bei dieser Probe aber bei etwa 1,5 K. Al-Schichten, die in der Univex aufgedampft wurden, zeigten im Gegensatz zu den gesputterten Schichten keine Supraleitung.

3.5.2 Messungen in Tunnelgeometrie

In der Folge wurden die oben beschriebenen supraleitenden Schichten als Kontakte in Al/GaAs/Fe-Tunnelementen eingesetzt. Leitfähigkeitsmessungen an solchen Elementen zeigen kein Energiedurchgangsvermögen des Supraleiters. Bei den 10 nm dicken Al-Schichten im tatsächlichen Tunnelkontakt konnte die Supraleitung wegen der dicken Abdeckschichten und den folglich bereits im normalleitenden Zustand sehr niedrigen Widerständen nicht bestätigt werden.

Zusätzlich wurden deshalb Tunnelemente mit einer 130 nm dicken Al-Schicht ohne Oxid-Barriere hergestellt. Die Al-Schicht wurde nur mit dünnen Cu- und Au-Schichten (je 5 nm) abgedeckt, um Einflüsse des inversen Proximity-Effekts zu minimieren. Dicke Al-Schichten sind grundsätzlich nicht für die Messung der Spinpolarisation des ferromagnetischen Kontakts geeignet, da nur bei dünnen Al-Schichten (etwa 5-10 nm) genügend hohe Magnetfelder angelegt werden können, die zu einer ausreichend großen Zeeman-Aufspaltung der supraleitenden Zustandsdichte führen. Die Messungen sollten zeigen, ob die Meservey-Tedrow-Methode prinzipiell bei GaAs-Barrieren anwendbar ist. Bei diesen Tunnelkontakte kann die Supraleitung[†] auf der Al-Leiterbahn bestätigt werden (Abbildung 3.30). Aufgrund eines Offsets der supraleitenden Spule im Kryostaten ist die Messkurve leicht gegen das Nullfeld verschoben. Die Leitfähigkeitsmessungen in der Tunnelgeometrie wurden entsprechend bei einem Magnetfeld von etwa 9 mT durchgeführt. Diese Messungen zeigen aber keinerlei Anzeichen von Supraleitung (Abbildung 3.31). Das Inset zu Abbildung 3.31 zeigt eine Messung im Bereich von -1,25 mV bis 1,25 mV. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit proportional zum Produkt der Zustandsdichten ist und supraleitendes Aluminium eine verschwindende Zustandsdichte im supraleitenden Gap ($\Delta = 0,34$ meV bei 0 K) aufweist, sollte es in diesem Spannungsbereich zu einer starken Erhöhung des Tunnelwiderstands kommen. Dies konnte im Experiment nicht bestätigt werden. Messungen bei Magnetfeldern oberhalb des kritischen Magnetfelds der supraleitenden Schicht zeigten keinerlei Veränderung zu der Messung aus Abbildung 3.31. Es zeigt sich also, dass im Al/GaAs-System die supraleitenden Eigenschaften der Elektroden nicht die Tunnelcharakteristik eines entsprechenden Tunnelements beeinflussen.

[†]In der Tunnelgeometrie wurde der Widerstand der Bonddrähte mitgemessen, so dass der Widerstand der Al-Schicht beim Übergang in den supraleitenden Zustand nicht auf Null fällt. Außerdem könnte das bereits weiter oben erwähnte Messartefakt des Semiconductor Parameter Analyzers bei sehr kleinen Strömen eine Rolle spielen.

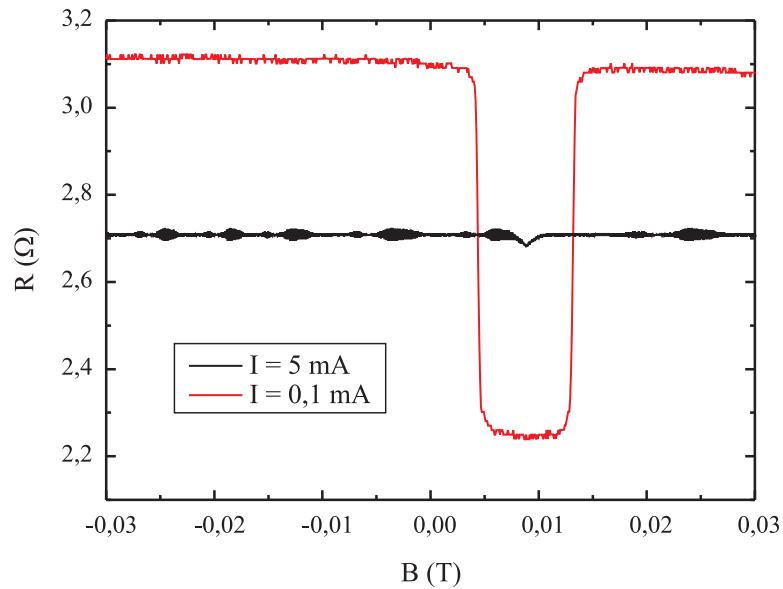


Abbildung 3.30: Widerstand einer 130 nm dicken Al-Schicht, abgedeckt mit 5 nm Cu und 5 nm Au, bei zwei verschiedenen Stromstärken in Abhängigkeit von einem senkrecht zur Barriere angelegten Magnetfeld. Die Messtemperatur betrug 400 mK.

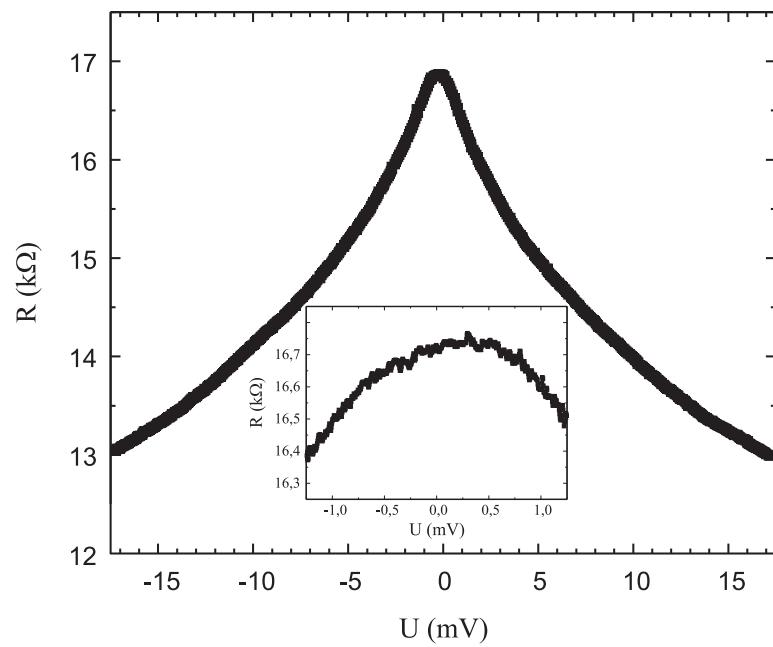


Abbildung 3.31: Widerstand eines 130 nm Al/5,5 nm GaAs/20 nm Fe-Tunnelkontakte bei einer Temperatur von 400 mK. Das Inset zeigt einen Ausschnitt von -1,25 mV bis 1,25 mV. In diesem Bereich sollte das supraleitende Gap von Aluminium zu einer deutlichen Erhöhung des Tunnelwiderstands führen.

Auch die Gruppen um Prof. Peng Xiong von der Florida State University und um Prof. Hideo Ohno von der Tohoku Universität hatten bei ihren Versuchen mit dem Al/GaAs-System keinen Erfolg [146]. Auch sie konnten in den meisten Fällen das supraleitende Gap von Aluminium nicht nachweisen. Es scheint so, als ob die im Al_2O_3 -System gebräuchliche Methode zur Messung der Spinpolarisation nicht auf GaAs-Barrieren übertragen werden kann. Eine mögliche Erklärung ist, dass es zu einer durchmischten Phase an der Al/GaAs-Grenzfläche kommt, die keine supraleitenden Eigenschaften aufweist. Diese durchmischte Phase bestimmt die Tunnelleitfähigkeit und nicht die Eigenschaften der darüberliegenden supraleitenden Al-Schicht, so dass effektiv nicht in einen Supraleiter getunnelt wird. Wie aber in 1.3.5 ausgeführt, sollten die supraleitenden Eigenschaften der Al-Schicht aufgrund der Grenzfläche kaum verändert sein, so dass dieses Modell zumindest sehr fragwürdig ist. Auch die beiden oben genannten Forschergruppen haben keine plausible Erklärung für die Unterdrückung der Supraleitung an der Al/GaAs-Grenzfläche.

Neuere Messungen an MgO-Barrieren zeigen, dass die Meservey-Tedrow-Methode dort anwendbar ist [9]. Dünne MgO-Schichten wurden erst kürzlich als effiziente Spininjektoren zwischen einer ferromagnetischen Schicht und GaAs verwendet [147]. Das Einbringen einer dünnen MgO-Schicht zwischen die GaAs-Barriere und den Al-Kontakt ist ein möglicher Weg, um die Probleme beim direkten Aufbringen des Aluminiums auf die GaAs-Barriere zu vermeiden und so die Meservey-Tedrow-Methode dennoch auf das GaAs-System anwenden zu können.

Zusammenfassung

Magnetische Tunnelkontakte haben in den letzten Jahren ein beachtliches Interesse von Seiten der Industrie aufgrund möglicher Anwendungsgebiete in Festplattenleseköpfen oder in magnetischen Datenspeichern (MRAM) geweckt. Während für industrielle Anwendungen meist amorphes Al_2O_3 als Tunnelbarriere verwendet wird, besteht die in dieser Arbeit verwendete Barriere aus einkristallinem GaAs.

Es zeigt sich, dass der Tunnelmagnetwiderstand in Ferromagnet/GaAs/Ferromagnet-Kontakten sehr sensitiv auf Veränderungen an der Grenzfläche reagiert. So zeigen Tunnelemente mit einer starken Welligkeit der Barriere einen verschwindenden TMR-Effekt. Dies liegt wohl an der Orange-Peel-Kopplung zwischen den Fe-Elektronen, die dazu führt, dass keine Antiparallelstellung der Magnetisierungen erreicht werden kann.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit verwendeten Prozessierungstechnik war es unproblematisch, die Kristallorientierung der GaAs-Barriere von der ansonsten verwendeten (001)-Richtung in die (110)-Richtung zu ändern. Es zeigte sich bis auf einen niedrigeren Widerstand der (110)-Barriere kaum ein Unterschied zwischen den beiden Kristallorientierungen. Das Einsetzen des Fowler-Nordheim-Tunnelns bei etwa 0,8 V, die Temperaturabhängigkeit des Widerstands und die Größe des TMR-Effekts sind auf vergleichbarem Niveau wie bei Barrieren in (001)-Orientierung.

Experimente mit Ni- und Co-Elektronen führen aufgrund einer starken Durchmischung mit GaAs zu ohmschen Kontakten. Bei Fe/GaAs/NiFe-Tunnelkontakten ergibt sich ein sehr kleiner TMR-Effekt von etwa 0,06% (bei 20 mV und 4,2 K). Auch der Widerstand des Tunnelements ist stark reduziert, so dass von einer starken Durchmischung an der NiFe-Grenzfläche ausgegangen wird.

Um den Einfluss von Hochtemperaturschritten zu untersuchen, wurde die Probenprozessierung so abgeändert, dass Temperaturen über 90°C vermieden werden. Der TMR erhöht sich bei so prozessierten Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte um knapp 80% auf 1,50% (bei 20 mV und 4,2 K). Nachträgliches Tempern der Proben führt sowohl zu einer Reduktion des TMR als auch des Tunnelwiderstands. Das Tempern bewirkt eine starke Durchmischung an der Fe/GaAs-Grenzfläche, was auch durch TEM-Bilder bestätigt wird. Bei 80°C getemperte Proben zeigen eine Dicke der durchmischten Grenzfläche von nur etwa 3 Monolagen, tempert man die Proben bei 200°C ergibt sich eine deutlich reduzierte Barrierendicke und sogar ein Durchmischen des Fe-Kontakts und der Au-Abdeckung. Bei den nachfolgend prozessierten Tunnelkontakteen wurden die Hochtemperaturschritte ebenfalls vermieden.

Messungen zur Abhängigkeit des Tunnelwiderstands vom Winkel zwischen den Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Elektroden ergeben die erwartete cos-Abhängigkeit und zeigen, dass Anisotropien in den polykristallinen Kontakten nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Ein Problem bei der Probenprozessierung ist die unvermeidliche Oxidation der Oberfläche der GaAs-Barriere. Um diese Oxidschicht zumindest zum Teil zu entfernen, wurden Proben kurz vor dem Aufdampfen des Kontaktmetalls mit Argon-Ionen vorgesputtert. Es ergibt sich ein höherer TMR-Effekt als bei Proben ohne Vorsputtern, die Fe-Kontakte zeigen aber keine saubere Antiparallelstellung der Magnetisierungen. Deshalb wurde auf einer der beiden Fe-Schichten eine Co-Pinning-Schicht aufgebracht, die auch bei Raumtemperatur eine antiparallele Magnetisierungskonfiguration ermöglicht. In diesen Tunnelementen ergibt sich der höchste in dieser Arbeit gemessene TMR-Effekt von gut 3% bei 3 mV Spannung und einer Temperatur von 4,2 K. Im Jullière-Modell entspricht dies einer Spinpolarisation von etwa 12,2%. Für polykristalline Fe-Kontakte erwartet man eine Spinpolarisation von gut 40%. Der in dieser Arbeit gefundene deutlich kleinere Wert wird hauptsächlich auf die durchmischte Fe/GaAs-Grenzfläche zurückgeführt. Da Tunnelexperimente sehr sensitiv von der Grenzfläche abhängen, reicht die in den TEM-Untersuchungen gefundene, etwa 3 Monolagen dicke durchmischte Fe/GaAs-Phase aus, um die reduzierte Spinpolarisation zu erklären.

Misst man die Proben bei höheren Temperaturen, so ergibt sich eine sehr starke Abnahme des TMR-Effekts. Bei Zimmertemperatur ist der TMR schließlich vollständig unterdrückt, so dass man davon ausgehen muss, dass die Spinpola-

risation an der Fe/GaAs-Grenzfläche bei Zimmertemperatur ebenfalls Null ist. Einen Beitrag zur Reduktion des TMR mit steigender Temperatur könnten auch spinunabhängige Kanäle liefern. Auch die Spannungsabhängigkeit des TMR legt nahe, dass es zusätzlich zum elastischen Tunneln auch inelastische Tunnelbeiträge über Defektzustände in der Barriere gibt.

Ein Indiz für die Grenzflächensensitivität ergibt sich beim Einbringen ultradünner Schichten (2 Å) zwischen den Fe-Elektroden und der GaAs-Barriere. Sowohl bei Au- als auch bei Co-Zwischenschichten kommt es zu einer sehr starken Unterdrückung des TMR und zu deutlich höheren Tunnelwiderständen.

Zusätzlich zum TMR-Effekt zeigen die Tunnelkontakte einen Magnetowiderstands-Effekt bei hohen Magnetfeldern (HMR). Tunnelkontakte mit nichtmagnetischen Elektroden zeigen einheitlich einen von der Dicke der Barriere abhängigen positiven HMR, der kaum von der Temperatur und der Spannung abhängt. Bei Verwendung von magnetischen Fe-Elektroden ergibt sich für dünne GaAs-Barrieren ein negativer HMR, der für dickere Barrieren in einen positiven HMR übergeht. Dieser zeigt eine starke Temperatur- und Spannungsabhängigkeit.

Es werden verschiedene Erklärungsmodelle vorgeschlagen. Zum einen sollte ein parallel zur Barriere angelegtes Magnetfeld zu einer gekrümmten Trajektorie der tunnelnden Elektronen führen und damit zu höheren Tunnelwiderständen. Den entsprechenden positiven HMR findet man bei Tunnelkontakten mit nichtmagnetischen Elektroden. Bei magnetischen Tunnelkontakten wird vermutet, dass dieser positive HMR durch weitere Effekte überlagert ist, die von den ferromagnetischen Eigenschaften der Kontakte herrühren.

Streuung an paramagnetischen Fe-Verunreinigungen, die während der Prozessierung in die GaAs-Barriere diffundieren, führen zu einem negativen HMR. Der HMR sollte aber mit steigender Temperatur deutlich schneller reduziert werden, als es im Experiment beobachtet wird. Auch die Zeeman-Aufspaltung der GaAs-Barriere führt zu einem HMR, der aber entgegen der Beobachtung zu einem linearen positiven HMR führt. Die Zustandsdichten von Majoritäts- und Minoritätselektronen verschieben sich in den ferromagnetischen Kontakten aufgrund des angelegten Magnetfelds, so dass es an der Fermi-Energie zu einer Umbesetzung der Zustände kommt. Da der Tunnelwiderstand proportional zum Produkt der spinaufgespaltenen Zustandsdichten in den beiden Kontakten ist, resultiert daraus ein Magnetowiderstandseffekt. Zusammen mit der Grenzflächensensitivität des Tunneleffekts ergibt sich in diesem Modell eine starke Abhängigkeit des

HMR von der elektronischen Struktur an der Fe/GaAs-Grenzfläche, die auch im Experiment zu beobachten ist.

Im letzten Abschnitt werden Messungen an Fe/GaAs-Tunnelkontakte mit supraleitender Al-Elektrode vorgestellt. Um in den dünnen Al-Schichten Supraleitung zu realisieren, musste zwischen Al-Schicht und Abdeckschicht eine Al_2O_3 -Schicht eingefügt werden, da es sonst aufgrund des inversen Proximity-Effekts zu einer Unterdrückung der Supraleitung kommt. In der Tunnelleitfähigkeit zeigen sich aber trotzdem keinerlei Anzeichen der supraleitenden Energielücke der Al-Schicht, was auch durch Ergebnisse anderer Forschergruppen bestätigt wird. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist eine Durchmischung von Al und GaAs an der Grenzfläche, so dass zwar der Großteil der Al-Schicht supraleitend ist, aber nicht die für das Tunnelexperiment entscheidende Grenzfläche. Die direkte Bestimmung der Spinpolarisation der ferromagnetischen Elektrode war folglich nicht möglich.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen deuten auf den entscheidenden Einfluss der Grenzfläche auf die Eigenschaften eines magnetischen Tunnelkontakte hin. Die Fe/GaAs-Grenzfläche erweist sich als kritisch, da die beiden Materialien vor allem bei höheren Temperaturen zu einer Legierungsbildung neigen. Das Einfügen von MgO-Zwischenschichten könnte dieses Problem beheben. Eine solche Zwischenschicht könnte auch Spinpolarisations-Messungen mit supraleitender Al-Gegenelektrode möglich machen.

Anhang A

Prozessierung der Tunnelkontakte

Dieser Anhang zeigt die detaillierte Prozessfolge auf, die in einem Reinraum der Klasse 10000 durchgeführt wurde. Zu Beginn werden sich häufig wiederholende Techniken (Reinigung, Photolithographie, Aufdampfen, Lift-off) beschrieben. Die Prozessfolge unterscheidet sich nur geringfügig von der in [12] vorgestellten.

Reinigung der Proben

nur vor dem ersten Photolithographieschritt:

- Probe auf Teflonunterlage in Becherglas, in Aceton 1 min mit Ultraschall behandeln

ansonsten:

- 1 min in heißem Aceton (auf 90°C-Heizplatte)

dann jeweils:

- Abspritzen mit Aceton
- 30 s in Aceton legen
- Abspritzen mit Aceton
- 10 s in Aceton legen
- Abspritzen mit Aceton

- in Propanol lagern
- vor weiteren Prozeßschritten mit Stickstoff trockenblasen

Photolithographie

nur für Kontaktpads:

- Aufschleudern von Photolack (4500 U/min, 30 s)
- Ausheizen 2 min bei 90°C auf der Heizplatte
- Belichten mit Kontaktbelichtungsgerät MJB-3 von Karl Süss für 25 s
- 3 min Chlorbenzol
- mit Stickstoff trockenblasen
- Ausheizen 3 min bei 90°C auf der Heizplatte
- Entwickeln in Microposit 351 : H₂O = 1:4 für 50 s
- in Reinstwasser 30 s spülen

für Mesa und Kontakte:

wie oben, aber ohne Chlorbenzolschritt mit anschließendem Ausheizen. Nur 12 s belichten.

Aufdampfen oder Sputtern

- Proben mit Fixogum auf den jeweiligen Halter kleben
- Aufdampfanlage (UNIVEX 550) oder die Schleuse der Sputteranlage bis in den entsprechenden Druckbereich abpumpen
- Aufdampfen oder Sputtern des gewünschten Materials, die Sputterleistung wurde zu maximal 20 W gewählt

Lift-off

- in heißes Aceton (auf 90°C-Heizplatte) legen
- warten bis sich Metallschicht ablöst
- mit Aceton Reste abspritzen
- in Propanol lagern
- im Lichtmikroskop kontrollieren, ob Lift-off funktioniert hat, sonst von vorne anfangen
- mit Stickstoff trockenblasen

Prozeßschritte

1. Wafer abdünnen und Probenstücke herausbrechen

- Dicke des Wafers mit Messuhr bestimmen
- jeweils ein Viertel mit Gatan-Wachs bei 150°C (auf Heizplatte) auf eine Glasplatte kleben
- Entfernen des überschüssigen Wachs mit Hilfe eines mit Aceton getränkten Wischtuchs
- da Aceton unter den Rand des Wafers kriecht, wird die Glasplatte anschließend nochmals auf die 150°C-Heizplatte gelegt, das Wachs wird durch die Kapillarkräfte bis zum Waferrand gezogen
- Höhe des Wafers gegenüber Glasplatte mit Messuhr bestimmen
- weitere Glasplatte mit Baumwollwischtuch bespannen
- Wischtuch mit einer Brom:Methanol-Mischung im Verhältnis 1:9 tränken
- Wafer durch gleichmäßige Polierbewegung abdünnen, etwa alle 30 s frische Ätzmischung auf das Wischtuch spritzen
- nach 2 min gründlich mit Methanol abspülen, Dicke messen und Ätzrate bestimmen (etwa 50-100 $\mu\text{m}/\text{min}$, je nach Anwender)

- entsprechend der Rate auf etwa 150 μm abdünnen
- Wafer bei 150°C von Glasplatte lösen
- in heißem Aceton reinigen
- mit Propanol abspülen und mit Stickstoff trockenblasen
- Photolack bei 1000 U/min zum Schutz vor Staub aufschleudern und 2 min bei 90°C auf der Heizplatte trocknen
- Wafer ritzen und in (5 x 5) mm^2 große Stücke brechen

2. Ersten Kontakt herstellen

- für Schritt 4 Dicke der einzelnen Probenstücke bestimmen
- Standardreinigung
- photolithographisch unteren Kontakt definieren
- 30 s in HCl : H₂O = 1 : 1 (20 ml) + 1 Spatelspitze SDS ätzen, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1 (44 ml) + 1 Spatelspitze SDS für 2,5 min mit 3 Unterbrechungen, dazwischen jeweils kurz in Reinstwasser spülen und mit Stickstoff trockenblasen
- 30 s in HF (1%) ätzen, 30 s in Reinstwasser spülen und mit Stickstoff trockenblasen
- sofort in Aufdampfanlage oder Sputteranlage einbauen
- Aufbringen des gewünschten Kontaktmaterials
- Lift-off

3. Probe auf Trägersubstrat kleben

- (4 x 4) mm^2 große Stücke semiisolierendes GaAs reinigen
- darauf die (5 x 5) mm^2 großen Proben mit MBond 600 aufkleben

- Probe eingeklemmt 4 h bei 80°C im Ofen trocknen
- eventuelle Kleberreste mit dem Skalpell entfernen

4. Substrat zurückätzen

- Probe mit Polyester-Wachs bei 56°C auf einen etwa (3 x 3) cm² großen Objektträger kleben
- 30 s in HCl:H₂O = 1:1 ätzen, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in H₂O₂ : NH₄OH = 3 : 1 (80 ml), Probe mit zu ätzender Seite nach oben lagern, Ätze langsam rühren, im Wasserbad (20°C) kühlen (Vorsicht: sonst stark exotherme Reaktion!), bei einer Ätzrate von 7,4 μm/min solange ätzen, daß vom ursprünglichen Wafer noch etwa 30 μm übrig bleiben, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in H₂O₂ : NH₄OH = 95 : 5 (80 ml), Ätze im Wasserbad (20°C) kühlen, nicht rühren, Probe mit der Pinzette langsam bewegen; solange ätzen, bis an einer Stelle die Al_{0,8}Ga_{0,2}As-Stoppschicht sichtbar wird (dort ist die Probe wieder spiegelnd glatt und rötlich), Dauer etwa (5-10) min; 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1 (88 ml), Ätze langsam rühren; solange ätzen, bis GaAs vollständig entfernt, erkennbar an einer spiegelnd glatten Oberfläche (etwa 90-120 min), 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- 1 min in HF(10%) ätzen, dabei mit Halter bewegen, 5 min in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Probe bei 56°C von Objektträger lösen
- Reinigung; überstehende Ränder des zurückgeätzten Wafers vorsichtig im Propanolbad wegbrechen

5. Zweiten Kontakt herstellen

- Photolackmaske für Kontaktlöcher herstellen
- Kontaktlöcher wie in Schritt 2 bis zum HF-Schritt ätzen, dabei im Gelblichtbereich arbeiten, damit nachfolgende Photolithographie möglich ist
- große Kontaktbereiche ($\phi 30 \mu\text{m}$) für 12 s belichten und entwickeln
- in HF(1%) 30 s ätzen, in Reinstwasser 30 s spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- sofort in Aufdampfanlage oder Sputteranlage einbauen
- Aufbringen des gewünschten Kontaktmaterials
- Lift-off

6. Mesa ätzen

- Photolackmaske für Mesa herstellen
- Ätzen in
 - HCl : H₂O = 1 : 1, 30 s
 - Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1, 40 s
 - HF(1%), 25 s
 - Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1, 10 s

dazwischen jeweils 30 s in Reinstwasser spülen und trockenblasen

- Reinigung

7. Kontaktpads herstellen

- Lift-off-Maske für Kontaktpads herstellen (mit Chlorbenzolschritt, Lift-Off sonst nicht möglich)
- 15 nm Cr und 150 nm Au in der UNIVEX aufdampfen
- Lift-off

8. Elektrische Charakterisierung

- Elektrische Charakterisierung der Proben am Spitzenmessplatz
- Auswahl der zu kontaktierenden Tunnelemente

9. Für Messung kontaktieren

- Proben entsprechend Schritt 8 ritschen und brechen
- mit PMMA in Chipcarrier kleben
- mit Ultraschallbonder die Kontaktpads und die Kontakte des Chipcarriers mit Golddrähten verbinden
- zusätzlich Drähte an den Kontaktpads mit Leitsilber fixieren (Aushärten über Nacht bei Zimmertemperatur)

Anhang B

Verwendete Materialien

Die Chemikalien kommen, wenn nicht anders angegeben, von der Firma Merck aus Darmstadt.

Aceton	VLSI Selectipur
Ammoniaklösung 32%	reinst
Brom	reinst
Chlorbenzol	zur Synthese
Citronensäure	= Citronensäure-Monohydrat:H ₂ O = 1: 1 (nach Gewicht)
Citronensäure-Monohydrat	pro analysi
Entwickler	Microposit 351 Developer*
Epoxidkleber	MBond 600 E†
Flußsäure 40%	pro analysi
Leitsilber	Epo-Tek EE129-4‡
Methanol	
Natriumdodecylsulfat	pro analysi
Photolack	S 1805*
Polymethylmetacrylat	in Chlorbenzol gelöst, div. Konzentrationen/Kettenlängen§
Propanol	VLSI Selectipur

* Shipley, Coventry/U. K.

† Vishay Measurements Group, Lochham/München

‡ Polytec, Waldbronn

§ Allresist, Berlin

¶ Agar Scientific, Essex/U. K.

Salzsäure 37% pro analysi
Wachs Polyester wax L4184¶
Wasserstoffperoxid 35%

Literaturverzeichnis

- [1] R. Gross and A. Marx
Spinelektronik-Skript zur Vorlesung im SS 2004
<http://www.wmi.badw.de/E23/lehre/skript/>, 2004.
- [2] W. Thomson
On the electrodynamic qualities of metals: effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron,
Proc. Roy. Soc. London 8, 1857, 546–550.
- [3] M. N. Baibich et al.
Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices
Phys. Rev. Lett. 61 (21), 1988, 2472–2475.
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn
Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange
Phys. Rev. B 30 (7), 1989, 4828–4830.
- [5] M. Jullière
Tunneling between ferromagnetic films
Physics Letters 54A (3), 1975, 225–226.
- [6] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservay
Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 74 (16), 1995, 3273–3276.
- [7] S. Yuasa, T. Sato, E. Tamura, Y. Suzuki, H. Yamamori, K. Ando, and T. Katayama

- Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: A crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance*
Europhys. Lett. 52 (3), 2000, 344–350.
- [8] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando
Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions
Nat. Mater. 3, 2004, 868–871.
- [9] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.-H. YANG
Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO(100) tunnel barriers
Nat. Mater. 3, 2004, 862–867.
- [10] C. Tiusan, J. Faure-Vincent, C. Bellouard, M. Hehn, E. Jouguelet, and A. Schuhl
Interfacial Resonance State Probed by Spin-Polarized Tunneling in Epitaxial Fe/MgO/Fe Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 93 (10), 2004, 106602/1–4.
- [11] J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, and A. Schuhl
Interlayer Magnetic Coupling Interactions of Two Ferromagnetic Layers by Spin Polarized Tunneling
Phys. Rev. Lett. 89 (10), 2002, 107206/1–4.
- [12] Stephan Kreuzer
Spinpolarisiertes Tunneln durch einkristalline Halbleiterbarrieren
Dissertation, Universität Regensburg, 2001.
- [13] J. Mathon and A. Umerski
Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction
Phys. Rev. B 63 (22), 2001, 220403/1–4.
- [14] W. H. Butler, X. G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren
Reduction of electron tunneling current due to lateral variation of the wave

- function*
- Phys. Rev. B 63 (9).
- [15] W. H. Butler, X. G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren
Spin-dependent conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches
Phys. Rev. B 63 (5), 2001.
- [16] X. G. Zhang and W. H. Butler
Large magnetoresistance in bcc Co/MgO/Co and FeCo/MgO/FeCo tunnel junctions
Phys. Rev. B 70 (17), 2004, 172407/1–4.
- [17] J. M. McLaren, X.-G. Zhang, W. H. Butler, and Xindong Wang
Layer KKR approach to Bloch-wave transmission and reflection: Application to spin-dependent tunneling
Phys. Rev. B 59 (8), 1999, 5470–5478.
- [18] P. Mavropoulos, N. Papanikolaou, and P. H. Dederichs
Complex Band Structure and Tunneling through Ferromagnet/Insulator/Ferromagnet Junctions
Phys. Rev. Lett. 85 (5), 2000, 1088–1091.
- [19] P. Mavropoulos, O. Wunnicke, and P. H. Dederichs
Ballistic spin injection and detection in Fe/semiconductor/Fe junctions
Phys. Rev. B 66 (2), 2002, 024416/1–12.
- [20] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itsksos, G. Kioseoglou, and A. Petrou
Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor
Appl. Phys. Lett. 80 (7), 2002, 1240–1242.
- [21] A. T. Hanbicki, O. M. J. van't Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C. H. Li, B. T. Jonker, G. Itsksos, R. Mallory, M. Yasar, and A. Petrou
Analysis of the Transport Process Providing Spin Injection through an Fe/AlGaAs Schottky Barrier
Appl. Phys. Lett. 82 (23), 2003, 4092–4094.
- [22] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands
Feynman Vorlesungen ber Physik, Bd.3, Quantenmechanik
Oldenbourg-Verlag, München, 1999.

- [23] C. B. Duke
Tunneling in solids
Academic Press, New York, 1969.
- [24] E. L. Wolf
Principles of electron tunneling spectroscopy
Oxford University Press, New York, 1985.
- [25] P. R. LeClair
Fundamental Aspects of Spin Polarized Tunneling
Dissertation, Technische Universität Eindhoven, 2002.
- [26] Roland Wiesendanger
Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy
Cambridge University Press, New York, 1994.
- [27] John G. Simmons
Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film
J. Appl. Phys. 34 (6), 1963, 1793–1803.
- [28] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell
Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers
J. Appl. Phys. 41 (5), 1970, 1915–1921.
- [29] I. Giaever
Energy Gap In Superconductors Measured By Electron Tunneling
Phys. Rev. Lett. 5 (4), 1960, 147–148.
- [30] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer
Theory of Superconductivity
Phys. Rev. 108 (5), 1957, 1175–1204.
- [31] R. Meservay and P. M. Tedrow
Spin-polarized electron tunneling
Physics Reports 238 (4), 1994, 173–243.
- [32] M. Tedrow and R. Meservay
Spin-Dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel
Phys. Rev. Lett. 26 (4), 1971, 192–195.

- [33] Charles Kittel
Einführung in die Festkörperphysik
10. Aufl., R. Oldenbourg-Verlag, München, 1993.
- [34] R. Meservey and P. M. Tedrow
Magnetic Field Splitting of the Quasiparticle States in Superconducting Aluminun Films
Phys. Rev. Lett. 25 (18), 1970, 1270–1272.
- [35] P. M. Tedrow and R. Meservey
Direct Observation of Spin-State Mixing in Superconductors
Phys. Rev. Lett. 27 (14), 1971, 919–921.
- [36] J. S. Moodera, J. Nassar, and G. Mathon
Spin-tunneling in ferromagnetic junctions
Annu. Rev. Mater. Sci. 29, 1999, 381–432.
- [37] Mary Beth Stearns
Simple explanation of tunneling spin-polarization of Fe, Co, Ni and its alloys
J. Magn. Magn. Mat. 5, 1977, 167–171.
- [38] E. Y. Tsymbal and D. G. Pettifor
Modelling of spin-polarized electron tunnelling from 3d ferromagnets
J. Phys.: Condens. Matter 9, 1997, L411–L417.
- [39] I. I. Mazin
How to Define and Calculate the Degree of Spin Polarization in Ferromagnets
Phy. Rev. Lett. 83 (7), 1999, 1427–1430.
- [40] P. M. Tedrow and R. Meservey
Critical Thickness for Ferromagnetism and the Range of Spin-Polarized Electrons Tunnelling Into Co
Solid State Commun. Vol. 16 (1), 1975, 71–74.
- [41] W. E. Pickett and J. S. Moodera
Half metallic magnets
Phys. Today 54 (5), 2001, 39–44.

- [42] J. C. Slonczewski
Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier
Phys. Rev. B 39 (10), 1989, 6995–7002.
- [43] A. M. Bratkovsky
Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems: Towards very large magnetoresistance
Phys. Rev. B 56 (5), 1997, 2344–2347.
- [44] J. Mathon
Tight-binding theory of tunneling giant magnetoresistance
Phys. Rev. B 56 (18), 1997, 11810–11819.
- [45] A. H. Davis and J. M. MacLaren
Spin dependent tunneling at finite bias
J. Appl. Phys. 87 (9), 2000, 5224–5226.
- [46] M. Sharma, S. X. Wang, and J. H. Nickel
Inversion of Spin Polarization and Tunneling Magnetoresistance in Spin-Dependent Tunneling Junctions
Phys. Rev. Lett. 82 (3), 1999, 616–619.
- [47] J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor, and A. Vaurés
Inverse Tunnel Magnetoresistance in Co/SrTiO₃/La0.7Sr0.3MnO₃: New Ideas on Spin-Polarized Tunneling
Phys. Rev. Lett. 82 (21), 1999, 4288–4291.
- [48] J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, F. Montaigne, and P. Seneor
Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions
Science 286, 1999, 507–509.
- [49] P. LeClair, J. T. Kohlhepp, C. H. van de Vin, H. Wieldraaijer, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge, A. H. Davis, J. M. MacLaren, J. S. Moodera, and R. Jansen
Band Structure and Density of States Effects in Co-Based Magnetic Tunnel

Junctions

Phys. Rev. Lett. 88 (10), 2002, 107201/1–4.

- [50] S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley, and S. S. P. Parkin
Quenching of Magnetoresistance by Hot Electrons in Magnetic Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 79 (19), 1997, 3744–3747.
- [51] A. M. Bratkovsky
Assisted tunneling in ferromagnetic junctions and half-metallic oxides
Appl. Phys. Lett. 72 (18), 1998, 2334–2336.
- [52] J. S. Moodera, J. Nowak, and R. J. M. van de Veerdonk
Interface Magnetism and Spin Wave Scattering in Ferromagnet-Insulator-Ferromagnet Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 80 (13), 1998, 2941–2944.
- [53] H. F. Ding, W. Wulfhekel, J. Henk, P. Bruno, and J. Kirschner
Absence of Zero-Bias Anomaly in Spin-Polarized Vacuum Tunneling in Co(0001)
Phys. Rev. Lett. 80 (13), 2003, 116603/1–4.
- [54] J. Zhang and R. M. White
Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions
J. Appl. Phys. 83 (11), 1998, 6512–6514.
- [55] A. Vedyayev, D. Bagrets, A. Bagrets, and B. Dieny
Resonant spin-dependent tunneling in spin-valve junctions in the presence of paramagnetic impurities
Phys. Rev. B 63 (6), 2001, 064429/1–13.
- [56] R. Jansen and J. S. Moodera
Influence of barrier impurities on the magnetoresistance in ferromagnetic tunnel junctions
J. Appl. Phys. 83 (11), 1998, 6682–6684.
- [57] R. Jansen and J. S. Moodera
Enhanced tunnel magnetoresistance in Fe-doped Al_2O_3 barriers
Appl. Phys. Lett. 75 (3), 1999, 400–402.

- [58] R. Jansen and J. S. Moodera
Magnetoresistance in doped magnetic tunnel junctions: Effect of spin scattering and impurity-assisted transport
Phys. Rev. B 61 (13), 2000, 9047–9050.
- [59] C. H. Shang, J. N. Nowak, R. Jansen, and J. S. Moodera
Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions
Phys. Rev. B 58 (6), 1998, R2917–R2920.
- [60] D. T. Pierce, R. J. Celotta, J. Unguris, and H. C. Siegmann
Spin-dependent elastic scattering of electrons from a ferromagnetic glass, Ni₄₀Fe₄₀B₂₀
Phys. Rev. B 26 (5), 1982, 2566–2574.
- [61] J. Mathon and S. B. Ahmad
Quasi-two-dimensional behavior of the surface magnetization in a ferromagnet with softened surface exchange
Phys. Rev. B 37 (1), 1988, 660–663.
- [62] D. Mauri, D. Scholl, H. C. Siegmann, and E. Kay
Observation of the Exchange Interaction at the Surface of a Ferromagnet
Phys. Rev. Lett. 61 (6), 1988, 759–761.
- [63] L. I. Glazman and K. A. Matveev
Inelastic tunneling across thin amorphous films
Sov. Phys. JETP 67, 1988, 1276–1282.
- [64] S. Zhang and P. M. Levy
Models for magnetoresistance in tunnel junctions
Eur. Phys. J. B 10 (4), 1999, 599–606.
- [65] C. Uiberacker, K. Wang, C. Heide, and P. M. Levy
Ab initio nonequilibrium calculation of magnetic tunnel junctions
J. Appl. Phys. 89 (11), 2001, 7561–7563.
- [66] H. Itoh and J. Inoue
Interfacial electronic states and magnetoresistance in tunnel junctions
Surf. Sci. 493 (1-3), 2001, 748–756.

- [67] M. Freyss, N. Papanikolaou, V. Bellini, R. Zeller, and P. H. Dederichs
Electronic structure of Fe/semiconductor/Fe(001) tunnel junctions
Phys. Rev. B 66 (1), 2002, 014445/1–8.
- [68] Yia-Chung Chang
Complex band structures of zinc-blende materials
Phys. Rev. B 25 (2), 1982, 605–619.
- [69] O. Wunnicke, P. Mavropoulos, R. Zeller, and P. H. Dederichs
Ballistic spin injection from Fe into ZnSe(001), (111), and (110), and into GaAs(001)
J. Phys.: Condens. Matter 16, 2004, 4643–4659.
- [70] M. Bowen, M. Bibes, A. Barthélémy, J.-P. Contour, A. Anane Y. Lemaître, and A. Fert
Resonant tunneling magnetoresistance in MnAs/III-V/MnAs junctions
Phys. Rev. B 72 (8), 2005, 081303/1–4.
- [71] F. Gustavsson, J-M. George, V. H. Etgens, and M. Eddrief
Structural and transport properties of epitaxial Fe/ZnSe/FeCo magnetic tunnel junctions
Phys. Rev. B 64 (18), 2001, 184422/1–6.
- [72] J. Varalda, A. J. A. de Oliveira, D. H. Mosca, J.-M. George, M. Edrieff, and M. Marangolo
Resonant tunneling magnetoresistance in epitaxial metal-semiconductor heterostructures
Preprint, arXiv:cond-mat/0505432, 2005.
- [73] E. Y. Tsymbal, A. Sokolov, I. F. Sabirianov, and B. Doudin
Resonant Inversion of Tunneling Magnetoresistance
Phys. Rev. Lett. 90 (18), 2003, 186602/1–4.
- [74] Martin Dumm
Herstellung und Charakterisierung vollständig epitaktischer magnetischer Tunnelemente mit Halbleiterbarriere
Dissertation, Universität Regensburg, 2005.

- [75] X. Jiang, A. F. Panchula, and S. S. P. Parkin
Magnetic tunnel junctions with ZnSe barriers
Appl. Phys. Lett. 83 (25), 2003, 5244–5246.
- [76] M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, C. Martinez Boubeta, J. L. Costa-Krämer, J. V. Anguita, A. Cebollada, F. Briones, J. M. de Teresa, L. Morrellón, M. R. Ibarra, F. Güell, F. Peiró, and A. Cornet
Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001)
Appl. Phys. Lett. 79 (11), 2001, 1655–1657.
- [77] H. L. Meyerheim, R. Popescu, J. Kirschner, N. Jedrecy, M. Sauvage-Simkin, B. Heinrich, and R. Pinchaux
Geometrical and Compositional Structure at Metal-Oxide Interfaces: MgO on Fe(001)
Phys. Rev. Lett. 87 (7), 2001, 076102/1–4.
- [78] X.-G. Zhang, W. H. Butler, and A. Bandyopadhyay
Effects of the iron-oxide layer in Fe-FeO-MgO-Fe tunneling junctions
Phys. Rev. B 68 (9), 2003, 092402/1–4.
- [79] D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki, and K. Ando
230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions
Appl. Phys. Lett. 86 (9), 2005, 092502/1–3.
- [80] M. Tanaka and Y. Higo
Large Tunneling Magnetoresistance in GaMnAs/AlAs/GaMnAs Ferromagnetic Semiconductor Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 87 (2), 2001, 026602/1–4.
- [81] C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Grgis, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp
Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer
Phys. Rev. Lett. 93 (11), 2004, 117203/1–4.

- [82] C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp
Very Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance of a $(ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As$ Stack
Phys. Rev. Lett. 94 (2), 2005, 027203/1–4.
- [83] S. Sugahara and M. Tanaka
Epitaxial growth and magnetic properties of single-crystal $MnAs/AlAs/MnAs$ magnetic tunnel junctions on exact $(111)B$ GaAs substrates: the effect of ultrathin GaAs buffer layers
J. Cryst. Growth 251 (317), 2003, 081303/1–4.
- [84] M. Tanaka
Ferromagnet ($MnAs$)/III-V semiconductor hybrid structures
Semicond. Sci. Technol. 17 (4), 2002, 327–341.
- [85] V. Garcia, H. Jaffrè, M. Eddrief, M. Marangolo, V. H. Etgens, and J.-M. George
Resonant tunneling magnetoresistance in $MnAs/III-V/MnAs$ junctions
Phys. Rev. B 72 (8), 2005, 081303/1–4.
- [86] M. V. Weckwerth, J. A. Simmons, N. E. Harff, M. E. Sherwin, M. A. Blount, W. E. Baca, and H. C. Chui
Epoxy bond and stop-etch (EBASE) technique enabling backside processing of $(Al)GaAs$ heterostructures
Superlattices and Microstructures 20 (4), 1996, 561–567.
- [87] J. R. Wendt, J. A. Simmons, J. S. Moon, W. E. Baca, M. A. Blount, and J. L. Reno
Dual-side electron beam lithography for independent submicron gating of double quantum well devices
Semicond. Sci. Technol. 13, 1998, A86–A89.
- [88] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. OSullivan, S. L. Brown, J. Bucchignano, D. W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, and W. J. Gallagher
Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory
J. Appl. Phys. 85 (8), 1999, 5828–5833.

- [89] Stefan Jobst
Composite Fermions in lateralen Übergittern
Dissertation, Universität Regensburg, 2000.
- [90] Jürgen Moser
Transportuntersuchungen an Ferromagnet-Halbleiter-Ferromagnet Tunnel-elementen
Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2001.
- [91] Otfried Madelung (Hrsg.)
Semiconductors - Basic Data
2nd ed., Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [92] D. A. Rabson, B. J. Jönsson-Åkerman, A. H. Romero, R. Escudero,
C. Leighton, and S. Kim I. K. Schuller
Pinholes may mimic tunneling
J. Appl. Phys. 89 (5), 2001, 2786–2790.
- [93] Yun Li and Ching-Ray Chang
Influence of interfacial roughness on the tunnel magnetoresistance
Physics Letters A 287, 2001, 415–418.
- [94] D. Bagrets, A. Bagrets, and A. Vedyayev
Influence of s-d interfacial scattering on the magnetoresistance of magnetic tunnel junctions
Phys. Rev. B 65 (6), 2002, 064430/1–19.
- [95] M. Zwierzycki, K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, and I. Turek
Spin injection through an Fe/InAs interface
Phys. Rev. B 67 (9), 2003, 092401/1–4.
- [96] S. Cardoso, P. P. Freitas, Z. G. Zhang, P. Wei, N. Barradas, and J. C. Soares
Electrode roughness and interfacial mixing effects on the tunnel junction thermal stability
J. Appl. Phys. 89 (11), 2001, 6650–6652.
- [97] R. M. Stroud, A. T. Hanbicki, Y. D. Park, G. Kiouseoglou, A. G. Petukhov,
B. T. Jonker, G. Itskos, and A. Petrou

- Reduction of Spin Injection Efficiency by Interface Defect Spin Scattering in ZnMnSe/AlGaAs-GaAs Spin-Polarized Light-Emitting Diodes*
Phys. Rev. Lett 89 (16), 2002, 166602/1–4.
- [98] L. Néel
On a new mode of coupling between the magnetizations of two thin ferromagnetic layers
Compt. Rend. Acad. Sci. France 255, 1962, 1676.
- [99] B. D. Schrag, A. Anguelouch, S. Ingvarsson, G. Xiao, Y. Lu, P. L. Trouilloud, A. Gupta, R. A. Wanner, W. J. Gallagher, P. M. Rice, and S. S. P. Parkin
Néel “orange-peel” coupling in magnetic tunneling junction devices
Appl. Phys. Lett. 77 (15), 2000, 2373–2375.
- [100] Jürgen Moser
persönliche Mitteilung
2005.
- [101] Dieter Schuh
persönliche Mitteilung
2002.
- [102] C. H. Li, G. Kioseoglou, O. M. J. van 't Erve, A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar, and A. Petrou
Spin injection across (110) interfaces: Fe/GaAs(110) spin-light-emitting diodes
Appl. Phys. Lett. 85 (9), 2004, 1544–1546.
- [103] T. Sands and V. G. Keramidas
Metal/Compound-Semiconductor Interactions
in: Handbook on Semiconductors, ed. by T. S. Moss, Volume 3, ed. by S. Mahajan, Elsevier Science B. V. , Amsterdam, 1994.
- [104] J. P. Landesman, G. Jezequel, J. Olivier, M. Larive, J. Thomas, A. Taleb-Ibrahimi, and J. E. Bonnet
Reactivity, growth mode, and kinetics of the Fermi level pinning at the Ni/GaAs(110) interface
J. Vac. Sci. Technol. B 9 (4), 1991, 2122–2128.

- [105] F.-Y. Shiao and Y. A. Chang
Amorphous phase formation by solid-state reaction between polycrystalline Co thin films and single-crystal GaAs
Appl. Phys. Lett. 55 (15), 1989, 1510–1512.
- [106] F.-Y. Shiao, S. L. Chen, and M. Loomans and Y. A. Chang
Formation and growth of an amorphous phase by solid-state reaction between GaAs and Co thin films
J. Mater. Res. 6 (7), 1991, 1532–1541.
- [107] Y. Z. Wu, H. F. Ding, C. Jing, D. Wu, G. L. Liu, V. Gordon, G. S. Dong, X. F. Jin, S. Zhu, and K. Sun
In-plane magnetic anisotropy of bcc Co on GaAs(001)
Phys. Rev. B 57 (19), 1998, 11935–11938.
- [108] Jürgen Moser
persönliche Mitteilung
2004.
- [109] Michael Zölf
Epitaktische Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) ohne „magnetisch tote“ Lagen
Diplomarbeit, Universität Regensburg, 1997.
- [110] J. J. Krebs, B. T. Jonker, and G. A. Prinz
Properties of Fe single-crystal films grown on (100)GaAs by molecular-beam epitaxy
J. Appl. Phys. 61 (7), 1987, 2596–2599.
- [111] B. Lépine, S. Ababou, A. Guivarc'h, G. Jézéquel, S. Députier, R. Guérin, A. Filipe, A. Schuhl, F. Abel, C. Cohen, A. Rocher, and J. Crestou
Solid state interdiffusions in epitaxial Fe/GaAs(001) heterostructures during ultrahigh vacuum annealings up to 450°C
J. Appl. Phys. 83 (6), 1998, 3077–3080.
- [112] A. Filipe, A. Schuhl, and P. Galtier
Structure and magnetism of the Fe/GaAs interface
Appl. Phys. Lett. 70 (1), 1996, 129–131.

- [113] M. Zölf, M. Brockmann, M. Khler, S. Kreuzer, T. Schweinbck, S. Mietha-
ner, F. Bensch, and G. Bayreuther
Magnetic films epitaxially grown on semiconductors
J. Magn. Magn. Mater. 175 (1-2), 1997, 16–22.
- [114] Y. B. Xu, E. T. M. Kernohan, D. J. Freeland, A. Ercole, M. Tselepi, and
J. A. C. Bland
*Evolution of the ferromagnetic phase of ultrathin Fe films grown on
GaAs(100)-4 x 6*
Phys. Rev. B 58 (2), 1998, 890–896.
- [115] Zisen Li, Cornelis de Groot, and Jagadeesh H. Moodera
Gallium oxide as an insulating barrier for spin-dependent tunneling junctions
Appl. Phys. Lett. 77 (22), 2000, 3630–3632.
- [116] A. Filipe and A. Schuhl
Magnetism of Fe thin layers on GaAs (001)
J. Appl. Phys. 81 (8), 1997, 4359–4361.
- [117] Y. Ando, H. Kubota, M. Hayashi, M. Kamijo, K. Yaoita, A. Chak, C. Yu
X.-F. Han, and T. Miyazaki
Annealing Effect on Low-Resistance Ferromagnetic Tunnel Junctions
Jpn. J. Appl. Phys. 39 (10), 2000, 5832–5837.
- [118] C. Adelmann, J. Q. Xie, C. J. Palmström, J. Strand, X. Lou, J. Wang, and
P. A. Crowell
*Effects of doping profile and post-growth annealing on spin injection from
Fe into (Al,Ga)As heterostructures*
J. Vac. Sci. Technol. B 23 (4), 2005, 1747–1751.
- [119] J. S. Moodera and L. R. Kinder
*Ferromagnetic-insulator-ferromagnetic tunneling: Spin-dependent tunne-
ling and large magnetoresistance in trilayer junctions (invited)*
J. Appl. Phys. 79 (8), 1996, 4724–4729.
- [120] H. Jaffrè, D. Lacour, F. Nguyen Van Dau, J. Briatico, F. Petroff, and
A. Vaurès

- Angular dependence of the tunnel magnetoresistance in transition-metal-based junctions*
Phys. Rev. B 64 (6), 2001, 064427/1–7.
- [121] Zheng-Gang Zhu, Gang Su, Qing-Rong Zheng, and Biao Jin
Effect of spin-flip scattering on electrical transport in magnetic tunnel junctions
Phys. Lett. A 300, 2002, 658–665.
- [122] J. M. E. Harper, J. J. Cuomo, and H. R. Kaufman
Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part II. Applications
J. Vac. Sci. Technol. 21 (3), 1982, 737–756.
- [123] Z. Lu, M. T. Schmidt, D. Chen, R. M. Osgood Jr., W. M. Holber, D. V. Podlesnik, and J. Forster
GaAs-oxide removal using an electron cyclotron resonance hydrogen plasma
Appl. Phys. Lett. 58 (11), 1993, 1143–1145.
- [124] K. D. Choquette, R. S. Freund, M. Hong, H. S. Luftman, S. N. G. Chu, J. P. Mannaerts, and R. C. Wetzel
Hydrogen plasma processing of GaAs and AlGaAs
J. Vac. Sci. Technol. 11 (6), 1993, 2025–2032.
- [125] J. A. Appelbaum
Exchange Model of Zero-Bias Tunneling Anomalies
Phys. Rev. 154 (3), 1967, 633–643.
- [126] P. LeClair, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and W. J. M. de Jonge
Interfacial Density of States in Magnetic Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 86 (6), 2001, 1066–1069.
- [127] S. Zhang and P. M. Levy
Magnetoresistance of Magnetic Tunnel Junctions in the Presence of a Non-magnetic Layer
Phys. Rev. Lett. 81 (25), 1998, 5660–5663.
- [128] A. Vedyayev, N. Ryzhanova, C. Lacroix, L. Giacomoni, and B. Dieny
Resonance in tunneling through magnetic valve tunnel junctions
Europhys. Lett. 39 (2), 1997, 219–224.

- [129] P. LeClair, H. J. M. Swagten, J. T. Kohlhepp, R. J. M. van de Veerdonk, and W. J. M. de Jonge
Apparent Spin Polarization Decay in Cu-Dusted $CoAl_2O_3/Co$ Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 84 (13), 2000, 2933–2936.
- [130] P. LeClair, B. Hoex, H. Wieldraajer, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and W. J. M. de Jonge
Sign reversal of spin polarization in $Co/Ru/Al_2O_3/Co$ magnetic tunnel junctions
Phys. Rev. B 64 (10), 2001, 100406/1–4.
- [131] L. Eaves, K. W. H. Stevens, and F. W. Sheard
Tunnel Currents and Electron Tunnelling Times in Semiconductor Heterostructure Barriers in the Presence of an Applied Magnetic Field
in: The Physics and Fabrication of Microstructures and Microdevices, edited by M. J. Kelly and C. Weisbuch, Springer-Verlag, Berlin, 1986.
- [132] P. Guéret, A. Baratoff, and E. Marclay
Effect of a Transverse Magnetic Field on the Tunnel Current through Thick and Low Semiconductor Barriers
Europhys. Lett. 3 (3), 1987, 367–372.
- [133] Tomasz Dietl
persönliche Mitteilung
2003.
- [134] B. T. Jonker, A. T. Hanbicki, D. T. Pierce, and M. D. Stiles
Spin nomenclature for semiconductors and magnetic metals
J. Magn. Magn. Mat. 277 (1-2), 2004, 24–28.
- [135] J. Siewert and D. Weiss
Highfield magnetoresistance of ferromagnetic tunnel junctions
Preprint, 2005.
- [136] L. D. Landau and I. M. Lifschitz
Lehrbuch der theoretischen Physik, Band V: Statistische Physik, Teil I
Akademie-Verlag, Berlin, 1984.

- [137] H. Yamada, M. Yasui, and M. Shimizu
High-field spin susceptibility for iron in the local spin-density functional formalism
J. Phys. F: Metal Phys. 10, 1980, 913–921.
- [138] A. S. Dawydow
Quantenmechanik
8. Aufl., Barth - Edition Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1992.
- [139] Hans Meissner
Superconductivity of Contacts with Interposed Barriers
Phys. Rev. 117 (3), 1960, 672–680.
- [140] P. H. Smith, S. Shapiro, J. L. Miles, and J. Nicol
Superconducting Characteristics of Superimposed Metal Films
Phys. Rev. Lett. 6 (12), 1961, 686–688.
- [141] N. R. Werthamer
Theory of Superconducting Transition Temperature and Energy Gap Function of Superposed Metal Films
Phys. Rev. 132 (6), 1963, 2440–2445.
- [142] Christoph Strunk
persönliche Mitteilung
2005.
- [143] S. Guéron, H. Pothier, Norman O. Birge, D. Esteve, and M. H. Devoret
Superconducting Proximity Effect Probed on a Mesoscopic Length Scale
Phys. Rev. Lett. 77 (14), 1996, 3025–3028.
- [144] M. A. Sillanpää, T. T. Heikkilä, R. K. Lindell, and P. J. Hakonen
Inverse proximity effect in superconductors near ferromagnetic material
Europhys. Lett. 56 (4), 2001, 590–595.
- [145] D. J. Monsma and S. S. P. Parkin
Spin polarization of tunneling current from ferromagnet/ Al_2O_3 interfaces using copper-doped aluminum superconducting films
Appl. Phys. Lett. 77 (5), 2000, 720–722.

- [146] Peng Xiong
persönliche Mitteilung
2005.
- [147] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin
Highly Spin-Polarized Room-Temperature Tunnel Injector for Semiconductor Spintronics using MgO(100)
Phys. Rev. Lett. 94 (5), 2005, 056601/1–4.

Danksagung

Es sind deutlich zu viele Personen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben, um hier alle namentlich aufzuführen. Sollte ich jemanden vergessen haben, zeugt dies nur von meiner langsam aufkommenden Vergesslichkeit.

- Der größte Dank geht an PROF. DR. DIETER WEISS für die Betreuung dieser Arbeit. Er gewährte mir sehr viel Freiraum, um eigene Vorstellungen zu verwirklichen, er brachte mir aber auch bei, den Blick auf das Wesentliche nicht zu verlieren.
- DR. STEPHAN KREUZER führte mich in der Endphase seiner Promotion in die Geheimnisse der EBASE-Technik ein.
- PROF. DR. WERNER WEGSCHEIDER, DR. DIETER SCHUH und DR. CHRISTIAN GERL danke ich für die schnelle Versorgung mit Halbleitermaterial.
- PROF. DR. TOMASZ DIETL und PD DR. JENS SIEWERT gaben mir wertvolle Unterstützung bei der Interpretation des Hochfeld-Magnetowiderstands.
- PROF. DR. CHRISTOPH STRUNK hatte immer einen guten Rat zu Fragen der Supraleitung parat.
- Vielen Dank auch an PROF. DR. LAI, der viel Arbeit in die TEM-Querpräparate investierte.
- Leider erbrachten die ESR-Messungen von PD DR. MARTIN S. BRANDT keine verwertbaren Ergebnisse. Für die Messungen aber trotzdem ein dickes Dankeschön.
- MICHAEL HUBER durfte sich einige meiner Proben unter dem AFM anschauen.
- Bei MATTHIAS SPERL möchte ich mich für die SQUID-Messungen bedanken.
- JÜRGEN MOSER danke ich für die gute Zusammenarbeit und die Nachhilfestunden im Darten. Außerdem durfte er sich die Arbeit als Erster durchlesen und die schwerwiegendsten Fehler korrigieren.

- Für Verbesserungsvorschläge geht auch ein Dankeschön an JOSEPH BIBERGER und WERNER BREUER. Zusammen mit RALPH PULWEY und MICHAEL RAHM begaben wir uns einst auf eine legendäre Suche nach riesigen Berglöwen.
- Meinen Bürokollegen WERNER CEBULLA und MARKUS LERMER danke ich für die freundschaftliche Atmosphäre, in der ich mich immer wohlfühlen konnte.
- CHRISTIAN MITZKUS für die Last-Minute-Tips kurz vor dem Abgeben der Arbeit.
- MARTIN BACHFISCHER und ULI GÜRSTER wussten bei technischen Problemen immer einen Rat.
- Bei ELKE HIPPE und CLAUDIA RAHM darf ich mich bedanken, dass sie mir so manchen Weg in die Verwaltung erspart haben.
- Meinen ELTERN danke ich nicht nur für die Unterstützung während meines Studiums und meiner Promotion, sie haben mir auch sonst in vielerlei Hinsicht geholfen.
- Und zu guter Letzt ASTRID und AMELIE für die meist erfolgreichen Aufmunterungsversuche, wenn die Proben mal wieder nicht so tunnelten, wie ich es wollte.