

Der magnetische Tunneltransistor mit epitaktischer Schottkybarriere

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

vorgelegt von
Thomas Hagler
aus Nabburg

Regensburg 2005

Promotionsgesuch eingereicht am: 06.05.2005

Tag der mündlichen Prüfung: 27.07.2005

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. G. Bayreuther

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. M. Grifoni
1. Gutachter:	Prof. Dr. G. Bayreuther
2. Gutachter:	Prof. Dr. D. Weiss
Weiterer Prüfer:	Prof. Dr. C. Schüller

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen Personen bedanken, die mir die Durchführung der vorliegenden Arbeit ermöglicht und zu ihrem Gelingen beigetragen haben. Besonders danken möchte ich:

- Prof. Dr. Günther Bayreuther für die interessante Aufgabenstellung, die Möglichkeit im Leitprojekt Magnetoelektronik mitzuarbeiten, und die gute Betreuung.
- Prof. Dr. Horst Hoffmann und Prof. Dr. Christian Back für die Möglichkeit, meine Arbeit an ihrem Lehrstuhl durchzuführen und die dortige Infrastruktur zu nutzen.
- Prof. Dr. Dieter Weiss für die nachhaltige Förderung der guten Kooperation zwischen den Mitarbeitern seines Lehrstuhls und unserer Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, die Einrichtungen im Reinraum und die UHV-Sputteranlage zu benutzen.
- jenen Kollegen, die direkt zum Erfolg meiner Arbeit beigetragen haben, weil sie mich im Laboralltag unterstützten:
 - Martin Dumm, der den Probenhalter aufgebaut und getestet hat, mit dem die temperaturabhängigen Messungen durchgeführt wurden, und der das SIMS an der Ionenstrahlätzanlage in Betrieb genommen und die entscheidenden Systemeinstellungen vorgenommen hat.
 - Roland Maier, der die UHV-Transportkammer aufgebaut und für die Herstellung meiner MTTs zum ersten Mal eingesetzt hat und der über die Jahre viel Aufwand betrieben hat, unsere MOKE-Magnetometer zu warten und zu justieren.
 - Jürgen Moser, der für die UHV-Sputteranlage am Lehrstuhl von Prof. Dr. Dieter Weiss verantwortlich war und mir bei deren Benutzung mit Rat und Tat zur Seite stand.
 - Matthias Döppe, der für die PECVD-Anlage im Reinraum am Lehrstuhl von Prof. Dr. Dieter Weiss verantwortlich war und mich bei deren Benutzung unterstützt hat.
 - Siegfried Dorfner, der für mich zahlreiche Röntgenfluoreszenzanalysen durchgeführt und mir daraus Schichtdicken und Legierungszusammensetzungen errechnet hat.

- Johann Vancea, der die elementspezifischen Tiefenprofilanalysen durchgeführt und mir so bei der Erarbeitung eines Oxidationsverfahrens für die Tunnelbarrieren geholfen hat.
 - Rainer Stemp, dessen professionellen Lötkünsten es zu verdanken ist, dass beim Einbau der Probenträger in den Probenstab der Isolationswiderstand zwischen allen beteiligten Drähten ausreichend groß ist.
 - Olga Ganitcheva, die meine Proben für die elektronenmikroskopischen Querschnittsaufnahmen präpariert und die TEM-Bilder aufgenommen hat.
 - Frank Bensch, der die VMCS-Software geschrieben und für meine Zwecke erweitert hat.
- den Kooperationspartnern im Leitprojekt Magnetoelektronik, insbesondere Ralf Kinder, Ludwig Bär und Joachim Wecker von der Corporate Technology der Siemens AG in Erlangen, die mir in vielen Diskussionen wertvolle Anregungen gaben und mich an ihren Erfahrungen und Fachkenntnissen teilhaben liessen und Prof. Dr. Günther Reiss und Jan Bornemeier von der Universität Bielefeld, die mich für einige Tage an ihrem Institut aufnahmen, um dort einige Proben herzustellen und den Herstellungsprozess Schritt für Schritt mit ihnen zu diskutieren.
 - Wolfgang Kipferl, Sandra Schmaunz, Carola Hagler und Stefanie Hutschgau für das Korrekturlesen der Arbeit.
 - den hilfreichen Geistern im Haus, die dafür sorgten, dass defekte Geräte repariert wurden, bestellte Ware ankam, Telefonrechnungen bezahlt wurden und viele viele Dinge mehr: Tobias Stöckl, Günther Rödl und Dieter Schierl von unserer mechanischen Werkstatt, Dieter Riedl von der E-Werkstatt und nicht zuletzt Christa Mayer aus unserem Sekretariat.

und allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Magnetismus und des Lehrstuhls für Magnetismus und Magnetoelektronik für die schönen Jahre in einem Umfeld, in dem ich man sich wohl fühlen und konstruktiv zusammen arbeiten konnte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen des magnetischen Tunneltransistors	5
2.1	Konzept und Aufbau des magnetischen Tunneltransistors	5
2.1.1	Der Tunnelkontakt als Emmitter	5
2.1.2	Das Spinvalve als Basis	7
2.1.3	Der Schottkykontakt als Kollektor	9
2.1.4	Gesamtaufbau des magnetischen Tunneltransistors	11
2.2	Ladungstransport im magnetischen Tunneltransistor	13
2.2.1	Phänomenologie des Ladungstransports	13
2.2.2	Streumechanismen für heiße Elektronen	16
3	Herstellung eines magnetischen Tunneltransistors	23
3.1	Die Metall-Halbleiter-Grenzfläche	24
3.1.1	Die Molekularstrahlepitaxie	24
3.1.2	Vorbehandlung des Substrats	25
3.1.3	Aufdampfen von CoFe	27
3.2	Das Spinvalve-System	28
3.2.1	Das ultradünne Spinvalve	28
3.2.2	Auswirkungen des einkristallinen Untergrunds	29
3.2.3	Aufdampfen von Cu und NiFe	30
3.2.4	Aufputtern von Cu und NiFe	30
3.3	Der Tunnelkontakt	32
3.3.1	Prozessentwicklung zur Al-Oxidation	32
3.3.2	Herstellung der Tunnelbarriere	35
3.3.3	Emitterelektrode und Abdeckung	36
3.4	Mikrostrukturierung magnetischer Tunneltransistoren	36
3.4.1	Belacken, Belichten und Entwickeln	37
3.4.2	Ablaufplan und Lithographiemasken	37
3.4.3	Die Ätzprozesse	39
3.4.4	Die Beschichtungsprozesse	42
3.4.5	Bonden und Kontaktieren	42

4	Charakterisierung des magnetischen Tunneltransistors	45
4.1	Mikroskopische und magnetische Charakterisierung	45
4.1.1	Elektronenmikroskopische Querschnittsaufnahmen	45
4.1.2	Elementspezifische Tiefenprofilanalyse	47
4.1.3	Magnetisches Schaltverhalten	47
4.2	Elektrische Charakterisierung	52
4.2.1	Charakterisierung der Tunnelbarriere	52
4.2.2	Charakterisierung des Spinvalves	55
4.2.3	Charakterisierung der Schottkybarriere	58
5	Spinabhängiger Transport im magnetischen Tunneltransistor	63
5.1	Der Versuchsaufbau	63
5.1.1	Die VMCS-Software	63
5.1.2	Messgeräte und Probenstab	64
5.1.3	Probleme und Besonderheiten	65
5.2	Experimente zum spinabhängigen Transport	66
5.2.1	Messung des spinabhängigen Kollektorstroms	66
5.2.2	Temperaturabhängige Messungen	72
5.2.3	Energieabhängige Messungen	74
5.2.4	Transferrate und Kollektorstrom	77
5.3	Schlussbemerkungen	80
6	Zusammenfassung	83
	Literaturverzeichnis	87

1 Einleitung

Das relativ junge Forschungsgebiet der *Magnetoelektronik* oder auch *Spintronik* befasst sich mit physikalischen Systemen, in denen der Transport von Elektronen nicht nur durch deren elektrische Ladung, sondern auch durch ihren Spin bestimmt wird. Während Elektronen als Ladungsträger bereits seit fast einem Jahrhundert erforscht werden und ohne die Ergebnisse dieser Forschung die ganze Vielfalt an Möglichkeiten der heutigen Elektrotechnik undenkbar wäre, blieb der Spin bis zum Ende der 1980er Jahre bei technischen Anwendungen weitgehend unbeachtet.

1988 entdeckten die Forschergruppen von *Fert* [Bai88] und *Grünberg* [Bin89], dass der elektrische Widerstand eines metallischen Ferromagnet-Nichtmagnet-Ferromagnet Viellagensystems sich wesentlich erhöht, wenn die ferromagnetischen Schichten von einem zueinander parallel orientierten in einen antiparallelen Magnetisierungszustand gebracht werden. Seit der Entdeckung dieses als *Riesenmagnetowiderstand* (GMR) bezeichneten Effekts hat eine rasante Entwicklung der Forschungstätigkeiten auf dem Gebiet der Magnetoelektronik eingesetzt.

Die bis heute bedeutendste Anwendung erfuhr der GMR-Effekt durch die Entwicklung des *Spinvalves*. Bei einem Spinvalve trennt eine nichtmagnetische Metallschicht zwei ferromagnetische Lagen. Durch die Wahl der Materialien, der Herstellungsparameter oder einer zusätzlichen Kopplungsschicht wird erreicht, dass Ferromagnet 1 magnetisch „fixiert“ ist, während Ferromagnet 2 seinen Magnetisierungszustand leicht ändern kann [Die91]. Spinvalves wurden von *IBM* erstmals 1998 als Sensoren im Lesekopf eines Festplattenlaufwerks verwendet, wodurch ein neuer Rekord von über 10 Gigabyte Speichervolumen in einem handelsüblichen Laufwerk erzielt werden konnte [IBM98]. Aufgrund des Erfolgs der Anwendungen des GMR-Effekts ist auch das Forschungsgebiet der Magnetoelektronik schnell gewachsen. Neben der Weiterentwicklung magnetischer Sensoren wurden bald auch andere magnetoelektronische Bauelemente vorgeschlagen.

Magnetische Speicherzellen (MRAM), die gegenüber dem heute üblichen dynamischen Arbeitsspeicher (DRAM) u. a. den Vorteil bieten, ihren Speicherzustand ohne Energiezufuhr beizubehalten, sind eines der am weitesten entwickelten neuen Bauelemente der Magnetoelektronik. Im vorigen Jahr haben *IBM* und *Infineon* MRAMs vorgestellt, die bereits eine Speicherkapazität von 16 MBit erreichen [INF04]. Im Unterschied zu den meisten magnetischen Sensoren wird beim MRAM der *Tunnelmagnetowiderstand* (TMR) ausgenutzt. Dieser tritt auf, wenn zwei Ferromagnete durch eine dünne Isolatorschicht (ca. 1-2 nm) von einander getrennt werden. Elektronen können dann durch den Isolator von einem Ferromagneten in den anderen tunneln, wobei die Tunnelwahrscheinlichkeit von der relativen Orientierung der Ma-

gnetisierungsrichtungen in den beiden Ferromagneten abhängt [Jul75, Moo95].

Während bei magnetischen Sensoren und Speicherzellen die industrielle Entwicklung bereits weit voran geschritten ist, wird an vielen Instituten an weiteren, zukünftigen Bauelementen der Magnetoelektronik geforscht. Das deutsche *Bundesministerium für Bildung und Forschung* hat mit dem *Leitprojekt Magnetoelektronik*, in dessen Rahmen auch die vorliegende Arbeit entstanden ist, viele der in den letzten Jahren in Deutschland unternommenen Anstrengungen in der Forschung und Entwicklung gefördert. Der Teilbereich des Leitprojekts, in den die vorliegende Arbeit einzuordnen ist, stellt insbesondere die Frage, ob und wie es möglich ist, einen magnetoelektronischen Transistor (*Spintransistor*) und damit schließlich magnetoelektronische logische Schaltungen zu realisieren.

Basierend auf dem Vorschlag von *Datta* und *Das*, bei einem Feldeffekttransistor (FET) die Emitter- und die Kollektorelektrode durch ferromagnetisches Material zu ersetzen [Dat90], wurden unterschiedliche Konzepte und Ideen zur Verwirklichung von Spintransistoren diskutiert und untersucht. Neben dem vorgeschlagenen Spin-FET, bei dem Elektronen, die vom Emitter in den dotierten Halbleiter injiziert werden, spinpolarisiert wären und der Ladungstransport deshalb von der relativen magnetischen Orientierung von Emitter und Kollektor abhinge, wurde bald auch das magnetoelektronische Analogon zu einem bipolaren Transistor diskutiert. 1995 wurde von *Monzma* der *Spinvalve Transistor* (SVT) vorgestellt [Mon95]. Sein schematischer Aufbau kann Abb. 1.1 entnommen werden.

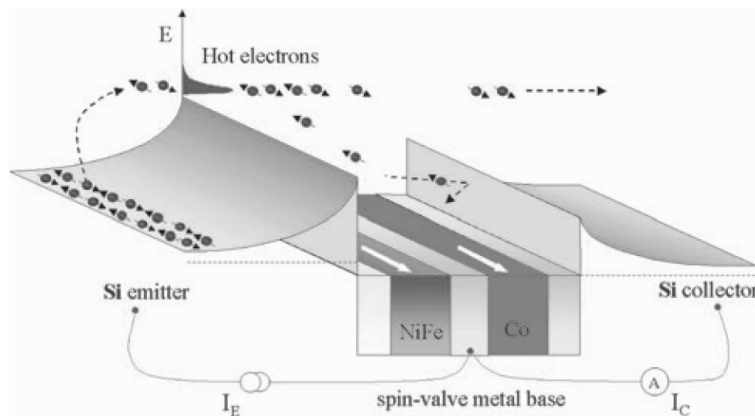


Abb. 1.1: Schematischer Aufbau eines Spinvalve Transistors (aus [Jan03]).

Beim SVT werden von einem n-dotierten Halbleiter Elektronen über eine *Schottkybarriere* in ein Spinvalve-System injiziert. Die Höhe dieser Energiebarriere, die sich zwischen Metall und Halbleiter ausbildet, entspricht der Energie, die die Elektronen im Spinvalve relativ zum dortigen Fermieniveau besitzen und beträgt typischerweise knapp 1 eV. Sie werden deshalb als *heiße Elektronen* bezeichnet. Über die magnetische Konfiguration des Spinvalves, das die Basis des SVTs darstellt, wird die Transferrate der heißen Elektronen beeinflusst. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass

die heißen Elektronen durch inelastische oder elastische Streuprozesse im Spinvalve ihre Energie verlieren oder ihren Impuls ändern, ist dabei wesentlich größer, wenn die beiden ferromagnetischen Schichten antiparallel zu einander magnetisiert sind als bei paralleler Orientierung. Ein zweiter Schottkykontakt zwischen dem Spinvalve und dem ebenfalls n-dotierten Halbleiter, der als Kollektor des SVT fungiert, wirkt hier als Energiefilter. Nur Elektronen mit geeignetem Impuls und ausreichend hoher Energie können ihn passieren. Der SVT ist in den vergangenen Jahren intensiv untersucht worden, um die Mechanismen zu verstehen, die den spinabhängigen Ladungstransport bestimmen [Jan03].

Die von Mizushima vorgeschlagene Alternative eines *magnetischen Tunneltransistors* (MTT) wurde 1997 erstmals experimentell untersucht [Miz97]. Sie unterscheidet sich vom SVT dadurch, dass zur Emission der heißen Elektronen eine Tunnelbarriere verwendet wird. Dadurch ist es möglich, die Energie der heißen Elektronen über eine äußere Spannung am Tunnelkontakt zu steuern und energieabhängige Untersuchungen durchzuführen.

Als dritte wichtige Variante ist der *TMR-Transistor* (TMRT) zu nennen, den van Dijken im Jahr 2002 vorgestellt hat [Dij02a]. In der Literatur wird diese Variante oft ebenfalls als magnetischer Tunneltransistor bezeichnet, doch unterscheidet sie sich vom oben genannten MTT dadurch, dass statt der Kombination aus Emitterbarriere und Spinvalve hier ein TMR-Schichtsystem direkt auf dem Kollektorsubstrat aufgebracht ist. Dadurch sind die Elektronen bereits vor dem Tunneln durch die Emitterbarriere spinpolarisiert und es findet nur in einer einzigen ferromagnetischen Schicht ein Ladungstransport heißer Elektronen statt. Der wichtigste Vorteil dieser Variante ist die Tatsache, dass hier der Transport heißer Elektronen durch eine einzelne magnetische Schicht untersucht werden kann. Dadurch können insbesondere schichtdickenabhängige Parameter gut bestimmt werden [Dij02b].

Seit der Verwirklichung des ersten Spintransistors für heiße Elektronen konnten wichtige Erfolge erzielt werden. So wurde gezeigt, dass Spintransistoren auch bei Zimmertemperatur noch eine Änderung des Kollektorstroms mit dem äußeren Magnetfeld um mehr als 200% aufweisen können [Kum00]. Bei tieferen Temperaturen wurde vor kurzem sogar von Effekten von über 3000% berichtet [Dij03b]. Doch es gibt auch Probleme und vor allem viele offene Fragen. So ist die *Transferrate*, also das Verhältnis zwischen Emitterstrom und Kollektorstrom mit typischen Werten von $1 \cdot 10^{-5}$ für praktische Anwendungen viel zu gering und auch der Absolutwert des Kollektorstroms liegt bestenfalls im Bereich einiger μA [Jan04, Jia04]. Die Bezeichnung Transistor rechtfertigt sich insofern nicht durch die Funktionalität des Systems, da es nicht zur Verstärkung eines Signals geeignet ist, sondern durch den analogen Aufbau als Element mit Emitter-, Basis- und Kollektorkontakt.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Herstellung und Untersuchung eines magnetischen Tunneltransistors mit epitaktischer Schottkybarriere. Durch die Wahl einer MTT-Struktur ist es dabei möglich, den Einfluss der Elektronenenergie auf den spinabhängigen Ladungstransport zu untersuchen. Da dies beim SVT wegen der Vorgabe der Energie durch die Höhe der Schottkybarriere auf der Emitterseite nicht

möglich ist, existieren hierzu bisher nur wenige Untersuchungen, die noch kein klares Bild der physikalischen Einflussfaktoren ergeben [Dij03b, Miz98, Sat01]. Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit ist deshalb die systematische Untersuchung und experimentelle Analyse dieser Energieabhängigkeit. Gleichzeitig soll der Einfluss thermischer Effekte auf den Ladungstransport untersucht werden, da bisher lediglich am SVT temperaturabhängige Messungen im Bereich von 100 K bis 300 K durchgeführt wurden. Für das Verhalten bei Temperaturen unter 100 K und die Energieabhängigkeit des spinabhängigen Transports in diesem Bereich liegen bislang keine experimentellen Daten vor, so dass phänomenologische Modellrechnungen noch durch Experimente geprüft werden müssen [Hon03, Hon04]. Darüber hinaus bieten Messungen bei sehr tiefen Temperaturen den Vorteil, dass thermische Einflussfaktoren unterdrückt werden und es so möglich ist, Mechanismen, die von der Elektronenenergie abhängen, getrennt von thermisch angeregten Mechanismen zu analysieren.

Untersucht werden semiepitaktische MTTs, bei denen die unterste Schicht des Spinvalves epitaktisch auf das Halbleitersubstrat aufgebracht wird. Da die Schottkybarriere, die sich hier zwischen Metall und Halbleiter ausbildet, eine besonders wichtige Rolle für das Systemverhalten spielt, soll eine möglichst gut angepasste und störungsfreie Grenzfläche realisiert werden. Bei den bisher untersuchten Spintransistoren werden üblicherweise polykristalline ferromagnetische Schichten auf ein teilweise oxidiertes Substrat aufgebracht. Da es aber inzwischen als erwiesen gilt, dass Störungen und Fehlanpassungen an den Grenzflächen des Systems hauptverantwortlich für die niedrigen Transferraten der Spintransistoren sind, sind bei Verwendung epitaktischer Systeme mit möglichst idealen Grenzflächen wesentliche Verbesserungen zu erwarten [Dij02a, Jan03].

Inhaltlich gliedert sich die vorliegende Arbeit in die folgenden Abschnitte: Nach der Einleitung werden zunächst die theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis des MTTs notwendig sind, vorgestellt. Die Beschreibung der Herstellung und Mikrostrukturierung des MTT-Schichtsystems ist Inhalt des darauf folgenden Kapitels. Im Anschluss folgt die Charakterisierung des MTTs mit mikroskopischen, magnetischen und elektrischen Messmethoden. Das wichtigste Ziel der Arbeit, die Durchführung von Experimenten zum spinabhängigen Transport heißer Elektronen ist das Thema des fünften Kapitels. Hier werden die Ergebnisse der spinabhängigen Messungen in Abhängigkeit von einem externen Magnetfeld, der Temperatur und der Energie der Elektronen vorgestellt und diskutiert. In einer Schlussbemerkung werden Empfehlungen gegeben, wie aufbauend auf den Erkenntnissen dieser Arbeit weiter vorgegangen werden könnte. Schließlich werden die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit noch einmal zusammengefasst.

2 Grundlagen des magnetischen Tunneltransistors

In diesem Kapitel werden die Grundlagen des magnetischen Tunneltransistors (MTT) vorgestellt. Dabei wird der Aufbau eines MTTs erläutert und die unterschiedlichen Mechanismen, die den Ladungstransport im System bestimmen, werden im Rahmen phänomenologischer Modellvorstellungen erörtert.

2.1 Konzept und Aufbau des magnetischen Tunneltransistors

Da der MTT ein Bauelement mit drei Kontakten darstellt, das analog zu einem herkömmlichen bipolaren Transistor aufgebaut ist, können auch drei wesentliche Funktionsbereiche des Systems unterschieden werden. Diese werden als Emitter, Basis und Kollektor bezeichnet und im Folgenden genauer beschrieben.

Im Unterschied zu den meisten anderen elektronischen und magnetoelektronischen Bauelementen basiert die Funktionalität des MTTs jedoch nicht auf diffusivem Ladungstransport, sondern auf dem Transportverhalten heißer Elektronen, deren Energie einige eV über dem Fermi-niveau liegt. Um das Verhalten eines MTTs zu verstehen, muss deshalb die Energie der Ladungsträger relativ zu den Energiebändern in den unterschiedlichen Bereichen eines MTTs betrachtet werden.

2.1.1 Der Tunnelkontakt als Emitter

Die Aufgabe des Emitters ist es, das Einbringen heißer Elektronen in das System zu ermöglichen. Im Idealfall werden ausschließlich Elektronen mit einer bestimmten Energie, die durch eine regelbare Spannungsquelle vorgegeben werden kann, in die Basis emittiert. Um dies zu ermöglichen, kommt beim MTT eine Tunnelbarriere zum Einsatz. Abb. 2.1 zeigt einen Tunnelkontakt mit den unterschiedlichen Energieniveaus in der Barriere und den beiden angrenzenden Metallen.

Das linke Bild zeigt eine idealisierte Barriere, die an den Grenzflächen zum Metall abrupt einsetzt und über ihre gesamte Dicke eine homogene Potentialhöhe aufweist (Rechteckpotential). Die sehr dünne Isolatorschicht kann von Elektronen nur passiert werden, wenn diese die Barriere durchtunneln. Ohne äußere Spannung ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron durch den Tunneleffekt von einer Seite der Barriere auf die andere gelangt, für beide Richtungen gleich.

Durch eine äußere Spannung U werden die Fermi-niveaus der beiden Metallschichten

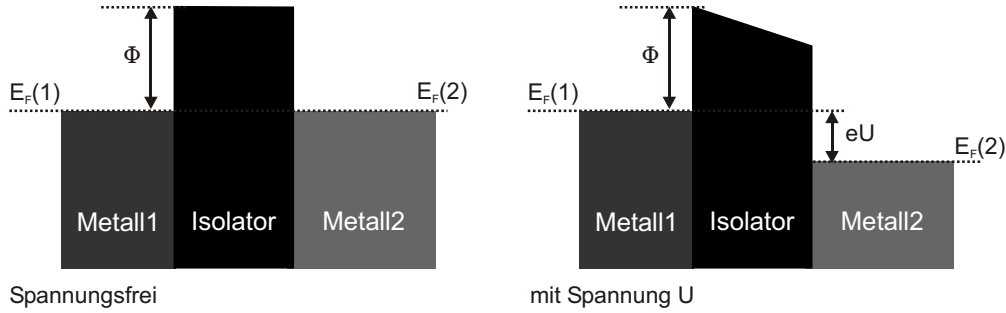


Abb. 2.1: Ohne äußere Spannung ist das Fermieniveau in den Metallen auf beiden Seiten einer Tunnelbarriere mit der Barrierenhöhe Φ gleich. Wird die äußere Spannung U angelegt, so verschieben sich die Niveaus um eU .

relativ zu einander um den Energiebetrag eU verschoben. Dies führt zu einem Ungleichgewicht der Tunnelwahrscheinlichkeiten und somit zu einem elektrischen Strom [Sim64]. Wichtig für die vorliegende Arbeit ist vor allem, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit mit wachsender Potentialhöhe der Tunnelbarriere exponentiell abnimmt, d. h. sie wird umso kleiner, je weiter die Energie des Elektrons von der Leitungsbandunterkante im Isolator entfernt ist. Die Wahrscheinlichkeit nimmt außerdem exponentiell mit zunehmender Dicke der Barriere ab.

Für die Energie- und Impulsverteilung der Elektronen, die den Tunnelstrom bilden, hat dies wichtige Konsequenzen. Elektronen, die von der Spannungsquelle zum Emittierkontakt gelangen, haben zunächst Energien, die kleiner oder gleich $E_F(1)$ sind. Da mit sinkender Energie die Tunnelwahrscheinlichkeit exponentiell abnimmt, werden fast ausschließlich Elektronen zum Tunnelstrom beitragen, für die $E_{el} = E_F(1)$ gilt. Wegen der an der Barriere abfallenden Spannung und der daraus resultierenden Verschiebung der Fermi-niveaus gilt für diese Elektronen dann $E_{el} = E_F(2) + eU$. Somit handelt es sich nach dem Tunneln um heiße Elektronen, deren Energie um den Betrag eU über dem Fermi-niveau liegt, d. h. die äußere Spannung regelt direkt die Energie der heißen Elektronen.

Neben der Energie der Elektronen ist für den ballistischen Transport auch ihr Impuls bzw. die Richtung, in der sie sich bewegen, von Bedeutung. Da die Elektronen durch diffusiven Ladungstransport in die erste Elektrode gelangen, können sie unter beliebigen Winkeln auf die Barriere treffen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt allerdings exponentiell von der Strecke ab, die im Isolator durchtunnelt werden muss. Da die Strecke bei senkrecht auftreffenden Elektronen am kleinsten ist, werden diese bevorzugt. Damit erzeugt die Tunnelbarriere einen gerichteten Strom heißer Elektronen, der in die Basis des MTT emittiert wird.

Zu beachten ist, dass in der Praxis keine ideale Tunnelbarriere existiert. Durch Verunreinigungen, Durchmischung an den Grenzflächen oder Schichttraugigkeiten wird sowohl die Barrierendicke als auch die Potentialhöhe der Barriere nicht über die gesamte Barrierenfläche gleichmäßig und homogen sein. Es empfiehlt sich deshalb, die Barrieren im Einzelfall experimentell zu charakterisieren und dann mit Hilfe der

Größen *effektive Barrierendicke* und *effektive mittlere Barrierenhöhe* zu beschreiben. Zudem ändert sich, wie in Abb. 2.1 gezeigt, die Barrierenform durch die äußere Spannung und wird trapezförmig. Übersteigt die äußere Spannung die Barrierenhöhe, so führt dies ebenfalls zu einer Verminderung der effektiven Dicke. Die Charakterisierung von Tunnelbarrieren wird in Kapitel 4.2.1 beschrieben.

2.1.2 Das Spinvalve als Basis

Die Basis des MTT als magnetisch aktiver Teil des Spintransistors besteht aus einem Pseudo-Spinvalve, bei dem zwei ferromagnetische Schichten über eine nicht ferromagnetische Zwischenschicht miteinander verbunden sind. In einem externen Magnetfeld geeigneter Stärke kann eine der beiden Lagen ummagnetisiert werden, während der Magnetisierungszustand der zweiten Schicht unverändert bleibt. Die so einstellbare parallele bzw. antiparallele Konfiguration ist in Abb. 2.2 veranschaulicht.

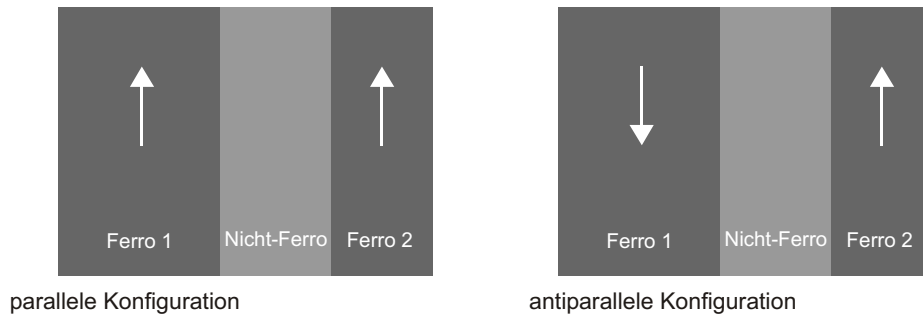


Abb. 2.2: Ein Pseudo-Spinvalve ermöglicht das Einstellen von zwei unterschiedlichen magnetischen Konfigurationen durch ein äußeres Magnetfeld. Die weißen Pfeile symbolisieren die parallele bzw. antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung in den Schichten.

Um die Wirkung des Spinvalves in Bezug auf die Spinabhängigkeit des ballistischen Transports durch das System zu verstehen, kann man sich die beiden ferromagnetischen Schichten in Analogie zu einem optischen System als Polarisator und Analysator für die spintragenden Elektronen vorstellen: Über die Tunnelbarriere gelangt ein unpolarisierter Strom heißer Elektronen in die erste magnetische Schicht. Die Hälfte der Elektronen hat dabei ein magnetisches Spinmoment, das parallel zur Magnetisierung dieser Schicht orientiert ist (*Majoritätsspin* bzw. *Spin Up*), während die andere Hälfte ein antiparallel dazu ausgerichtetes Moment aufweist (*Minoritätsspin* bzw. *Spin Down*). Im Idealfall lässt diese Polarisatorschicht nur Majoritätselektronen passieren, während Elektronen mit Minoritätsspin durch elastische und inelastische Streuung herausgefiltert werden. Dadurch geht die Hälfte der Elektronen bereits in der ersten Schicht verloren und es verbleibt ein Strom heißer Elektronen, der vollständig polarisiert ist. Bei paralleler Konfiguration des Spinvalves können diese Elektronen auch die zweite ferromagnetische Schicht passieren. Im antiparallelen Fall jedoch besitzen alle verbliebenen Elektronen ein magnetisches Spinmoment, das antiparallel zur Magnetisierung der Analysatorschicht orientiert

ist und werden vollständig im Analysator herausgefiltert. In der Praxis sind die beiden Ferromagneten keine idealen Spinfilter, sondern entsprechen dieser Analogie nur zum Teil. Es kann aber für jede der beiden Schichten eine Wahrscheinlichkeit angegeben werden, mit der ein heißes Elektron die Schicht passieren kann, ohne durch inelastische oder elastische Streuprozesse einen Energieverlust oder eine Impulsänderung zu erleiden. Diese Wahrscheinlichkeit ist in beiden ferromagnetischen Schichten für die jeweiligen Majoritätselektronen wesentlich größer als für die Minoritätselektronen.

Um eine antiparallele Konfiguration des Spinvalves zu ermöglichen, muss erreicht werden, dass eine der beiden ferromagnetischen Lagen zumindest entlang einer bestimmten Richtung mit einem deutlich kleineren externen Magnetfeld ummagnetisiert werden kann als die andere. Bei einem Spinvalve wird dies üblicherweise dadurch erreicht, dass eine der Lagen durch die Kopplung an einen Antiferromagneten in ihrer Ausrichtung fixiert wird. Die zweite, möglichst weichmagnetische Schicht kann als freie Lage der Orientierung eines relativ kleinen äußeren Magnetfeldes folgen [Bay99]. Für den MTT ist jedoch entscheidend, so wenige Schichten und Grenzflächen wie möglich im System zu haben. Auf eine antiferromagnetische Schicht zur Fixierung wird deshalb verzichtet und es wird statt dessen ein Pseudo-Spinvalve verwendet. Ein getrenntes magnetisches Schalten wird dabei durch die geeignete Wahl der Materialien, der Schichtdicken und der Wachstumsbedingungen erreicht. So hat etwa $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ im Allgemeinen ein wesentlich kleineres Koerzitivfeld als $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{40}$ (vgl. Kap. 4.1.3). Auch das jeweilige Substrat kann eine Rolle spielen. Wird beispielsweise $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{30}$ als untere ferromagnetische Schicht direkt auf einem GaAs(001)-Substrat aufgebracht, so ergibt sich ein deutlich größeres Koerzitivfeld, als wenn das gleiche Material bei sonst gleichen Herstellungsparametern auf einer nichtmagnetischen Zwischenschicht aus Cu aufgebracht wird [Jun03]. Schließlich besteht die Möglichkeit, beim Aufbringen der Schicht durch ein äußeres Magnetfeld die magnetische Anisotropie zu beeinflussen. In der Praxis ergibt sich meist ein Zusammenspiel aus allen genannten Einflussfaktoren, wie dies auch in der vorliegenden Arbeit der Fall ist. Neben der Wahl der Materialien und der Herstellungsparameter für die beiden ferromagnetischen Lagen spielt auch die nichtmagnetische Zwischenschicht eine wichtige Rolle. Für eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen ist sie unverzichtbar, da ohne Zwischenschicht die direkte magnetische Kopplung der beiden Lagen ein unabhängiges Schalten unmöglich machen würde. Bei sehr dünnen Zwischenschichten muss die Kopplung über Randstreufelder, ferromagnetische Pinholes und Zwischenschichtaustauschwechselwirkungen berücksichtigt werden. Die wichtigsten Mechanismen sind dabei die oszillierende RKKY-Kopplung und die magnetostatische Néel-Kopplung [Koo99]. Bei der RKKY-Kopplung handelt es sich um eine indirekte Austauschkopplung über die Metallelektronen der Zwischenschicht, die oscillatorischen Charakter hat, und je nach Dicke der Schicht ferromagnetisch oder antiferromagnetisch wirkt [Par90, Gru99]. Die Oszillationsperiode hängt sowohl vom Material der Zwischenschicht als auch der angrenzenden Ferromagneten sowie der Schichtstruktur ab. Sie liegt im Allgemeinen im Bereich von 0,5 nm bis 2 nm. Die Amplitude der

Oszillation sinkt schnell mit wachsender Schichtdicke, so dass üblicherweise nur die ersten 2 bis 3 Maxima gemessen werden können. Die Néel-Kopplung, die oft auch als orange-peel-Kopplung bezeichnet wird, ist eine Folge der Rauigkeit der Grenzflächen und wirkt stets ferromagnetisch. Die aus [Gru99] entnommene Abb. 2.3 illustriert den Mechanismus.

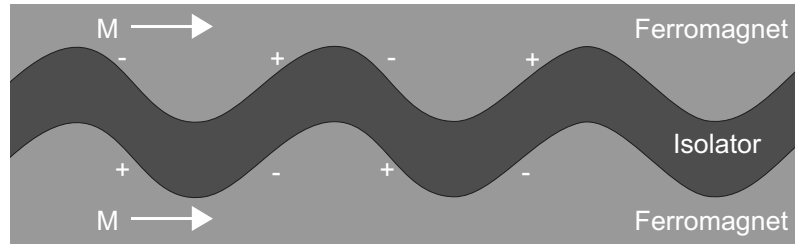


Abb. 2.3: Die orange-peel-Kopplung ergibt sich aus der Korrelation der Grenzflächenrauigkeit. Die übertrieben gezeichnete mäanderartige Struktur führt zur gezeigten Polverteilung und damit zu einer ferromagnetischen Kopplung.

Die Stärke dieser Kopplung hängt von der Rauigkeit der Grenzflächen und der Dicke der Zwischenschicht ab. Bei Spinvalvestrukturen ist sie meist schwächer als die RKKY-Kopplung. Beim MTT wird die Dicke der Zwischenschicht so groß gewählt, dass bezüglich beider Mechanismen von einem weitgehend entkoppelten Zustand ausgegangen werden kann. Selbst dann sind aber Kopplungseffekte über die Dipolstreufelder der beiden ferromagnetischen Schichten zu erwarten. Die an den Rändern einer Lage austretenden Feldlinien beeinflussen dabei stets auch die andere ferromagnetische Schicht.

2.1.3 Der Schottkykontakt als Kollektor

Eine Schottkybarriere entsteht an der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter, wenn die Austrittsarbeiten für Elektronen in den beteiligten Materialien unterschiedlich sind. Um dann in beiden Materialien ein Gleichgewicht der Fermi-niveaus zu erreichen, kommt es zur Diffusion von Ladungsträgern. Durch das Aufbringen der ferromagnetischen Schicht auf negativ dotiertem GaAs (*n-GaAs*) entsteht dabei im Halbleiter eine Verarmungszone, d. h. ein Bereich, in dem keine Ladungsträger zur Verfügung stehen. Es kommt zu einer Bandverbiegung des Leitungsbandes im Halbleiter und damit zu einer Potentialschwelle, deren Höhe von den verwendeten Materialien abhängt. Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 2.4 ein schematisches Energiediagramm einer Schottkybarriere. Eine ausführliche Beschreibung der Metall-Halbleiter-Kontakte kann in [Sze81] nachgelesen werden.

Werden beide Seiten des Systems elektrisch kontaktiert, so ergibt sich ein *Schottkykontakt*. Dass ein solcher Schottkykontakt gleichrichtende Wirkung hat, ist anhand von Abb. 2.4 leicht einzusehen. Legt man nämlich an das Metall eine im Vergleich zum Halbleiter negative Spannung an, so wird das Fermi-niveau im Halbleiter relativ zum Metall entsprechend abgesenkt und die Potentialschwelle vergrößert

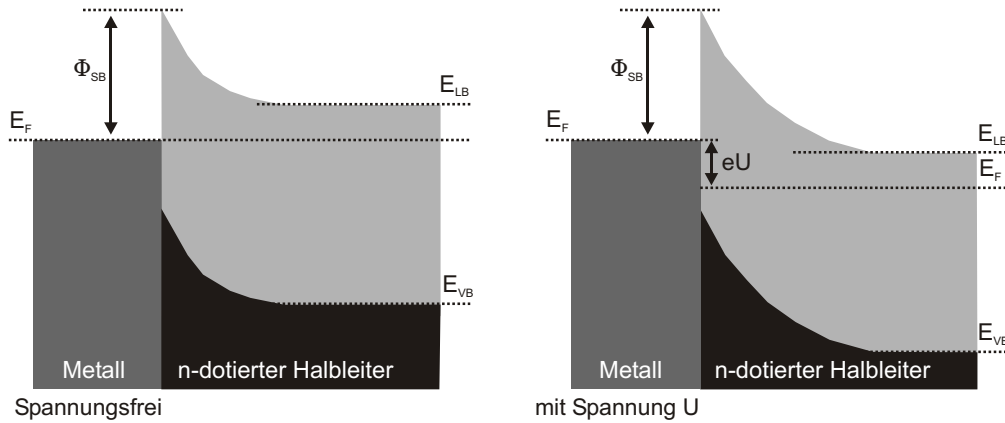


Abb. 2.4: Am Metall-Halbleiter-Kontakt bildet sich durch Angleichung der Fermienergie E_F eine Schottkybarriere mit der Barrierenhöhe Φ_{SB} . Die Energieniveaus E_{VB} und E_{LB} von Valenzband und Leitungsband verbiegen sich entsprechend und es entsteht eine Potentialschwelle (links). Wird eine Spannung U in Sperrrichtung angelegt, so senkt sich dadurch die Fermienergie E_F im Halbleiter um eU und die Potentialschwelle vergrößert sich (rechts).

sich. Weil der Strom dadurch sehr klein wird, wird dies als Sperrrichtung bezeichnet. Umgekehrt wird die Potentialschwelle kleiner, wenn eine positive Spannung angelegt wird und man betreibt die Diode in Durchlassrichtung. Im MTT wird der Schottkykontakt spannungsfrei betrieben. Direkte Strom-Spannungs-Messungen erweisen sich jedoch als nützlich, um die Barriereigenschaften zu prüfen (vgl. Kap. 4.2.3).

Im MTT dient die Schottkybarriere als Energiefilter für die vom Emitter kommenden Elektronen. Diese können nach dem Durchqueren der Basis die Barriere nur überwinden, wenn sie eine ausreichend hohe Energie besitzen. Elektronen, die nach inelastischen Streuprozessen zu wenig Energie haben, werden herausgefiltert. Zusätzlich stellt die Barriere auch einen Impulsfilter dar, da nur Elektronen in den Halbleiter eindringen können, die innerhalb eines Akzeptanzwinkels von etwa 10° auf die Barriere treffen [Bel88, Vlu01a]. Ist der Auftreffwinkel zu flach, so stehen im Halbleiter keine passenden Zustände zur Verfügung, die das Elektron mit dem entsprechenden Impuls aufnehmen könnten, und es wird an der Barriere reflektiert. Dadurch werden auch Elektronen gefiltert, die bei einem Streuprozess keine oder nur wenig Energie verloren, aber eine deutliche Richtungsänderung erfahren haben (*elastische* oder *quasielastische Streuung*).

Obwohl die Vielzahl unterschiedlicher Wechselwirkungen und Streuprozesse im MTT meist nicht aufgeschlüsselt werden kann, ist es doch möglich, charakteristische *Abklinglängen* zu ermitteln, die beschreiben, inwiefern die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron die Kollektorbarriere noch passieren kann, von bestimmten Systemparametern bzw. Schichtdicken abhängt. Dabei muss die Abklinglänge von der *mittleren freien Weglänge* unterschieden werden. Die mittlere freie Weglänge ist ein

Maß dafür, welche Strecke ein Elektron in einem Material zurücklegen kann, bevor es gestreut wird und stellt eine intrinsische Eigenschaft des Materials dar. Die Abklinglänge hingegen bezeichnet diejenige Wegstrecke, die ein Elektron im Mittel zurücklegen kann, bevor es nicht mehr in der Lage ist, die Schottkybarriere zu überwinden. Im Gegensatz zur mittleren freien Weglänge hängt die Abklinglänge also auch von den Spezifikationen der Kollektorbarriere des Spintransistors ab.

Bei der Herstellung eines Spintransistors werden an die Schottkybarriere hohe Anforderungen gestellt. Ebenso wie eine Tunnelbarriere ist auch eine Schottkybarriere in der Praxis niemals perfekt. Durch Legierungsbildung oder Einbau von Fremdatomen können Bereiche entstehen, über die auch Elektronen mit niedriger Energie durch diffusive Transportprozesse in den Halbleiter gelangen. In diesem Fall wird ein Teil der Elektronen, die im Spinvalve ihre Energie verloren haben, dennoch über die Basis abfließen. Zudem muss bei der Wahl der Materialien und der Dotierung des Substrats berücksichtigt werden, dass bei jeder Schottkybarriere ein Ladungsaustausch auch über Tunnel- oder Rekombinationseffekte stattfinden kann [Sze81]. Bei einem Spintransistor setzt sich aus all diesen Faktoren der *Leckstrom* zusammen, der soweit wie möglich reduziert werden soll. Nur wenn der Leckstrom gegenüber dem von den heißen Elektronen verursachten Kollektorstrom vernachlässigt werden kann, ist von einem funktionierenden Spintransistor zu sprechen (vgl. Kap. 4.2.3).

2.1.4 Gesamtaufbau des magnetischen Tunneltransistors

Um das Zusammenspiel der unterschiedlichen Energieniveaus und -barrieren zu veranschaulichen, zeigt das schematische Diagramm in Abb. 2.5 den Gesamtaufbau des magnetischen Tunneltransistors.

Am Tunnelkontakt (Emitter $\hat{=}$ MK / TB / FM1) wird eine äußere Spannung U_E angelegt, wodurch Elektronen durch die Tunnelbarriere in das Spinvalve transportiert werden. Diese Elektronen erhalten dabei eine Energie, die etwa 1 bis 3 eV über der Fermienergie E_F in der metallischen Basis liegt.

Im Spinvalve (Basis $\hat{=}$ FM1 / NM / FM2) führen spinabhängige inelastische und elastische Streuprozesse dazu, dass ein Teil der heißen Elektronen einen Energieverlust bzw. eine Impulsänderung erleidet. Dieser Anteil ist bei antiparalleler magnetischer Konfiguration des Spinvalves wesentlich größer als bei paralleler Konfiguration.

Am Schottkykontakt (Kollektor $\hat{=}$ FM2 / n-HL) wird keine äußere Spannung angelegt. Heiße Elektronen mit ausreichend hoher Energie und geeignetem Auftreffwinkel überwinden die Schottkybarriere und bilden den Kollektorstrom I_K , der über einen ohmschen Kontakt auf der Rückseite des Substrats abgeführt und gemessen wird. Die übrigen Elektronen können über den geerdeten Basiskontakt abfließen.

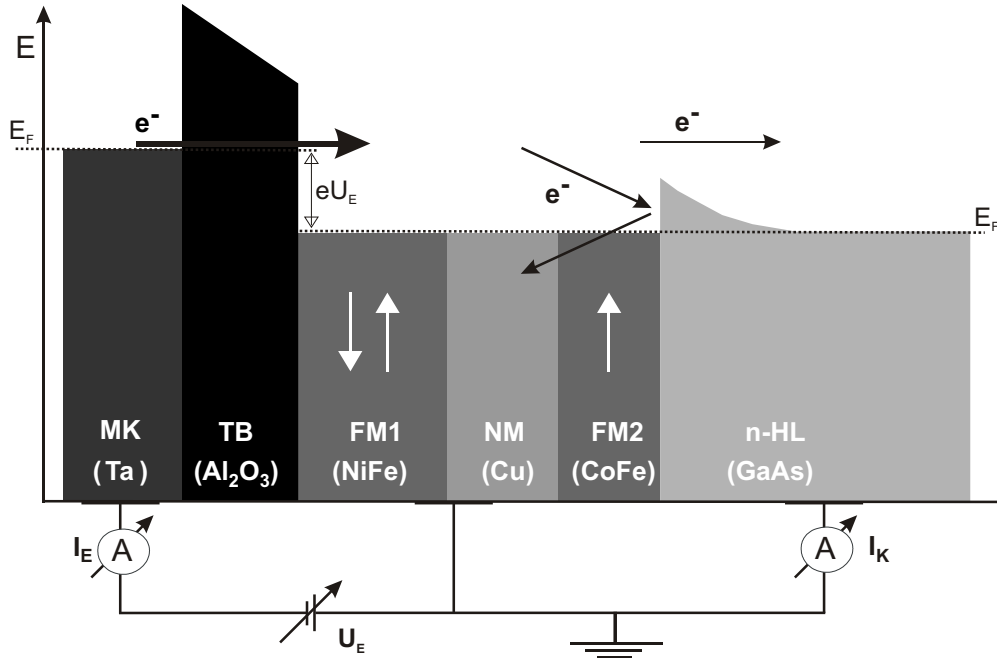


Abb. 2.5: Schematisches Energiediagramm und Aufbau eines magnetischen Tunneltransistors. Über Metallkontakt (MK) und Tunnelbarriere (TB) werden heiße Elektronen als Emitterstrom (I_E) in das Spinvalve gebracht. Spinabhängige Streuung in den ferromagnetischen Schichten (FM1 und FM2) ändert Energie und Impuls der Elektronen. An der Schottkybarriere zwischen FM2 und Halbleiter (HL) werden diese Elektronen gefiltert. Der Kollektorstrom (I_K) hängt dabei stark vom magnetischen Zustand (weiße Pfeile) des Spinvalves ab.

Die unterschiedlichen Transferraten der Elektronen für die beiden magnetischen Konfigurationen des Spinvalves ergeben eine spinabhängige Änderung des Kollektorstroms, die als *magnetocurrent* (MC) bezeichnet wird.

$$MC := I_K(\max) - I_K(\min) \quad (2.1)$$

Zum Vergleich der Leistungsfähigkeit unterschiedlicher Spintransistoren besteht zudem die Konvention, den relativen spinabhängigen Strom der durch Normierung des MC auf den minimalen Kollektorstrom bestimmt wird, als *magnetocurrent ratio* (MCR) anzugeben.

$$MCR := \frac{I_K(\max) - I_K(\min)}{I_K(\min)} \quad (2.2)$$

2.2 Ladungstransport im magnetischen Tunneltransistor

Nachdem im vorigen Abschnitt das Grundkonzept des Spintransistors erläutert worden ist, soll nun der Ladungstransport in diesem System genauer erörtert werden. Dabei wird ein phänomenologisches Modell vorgestellt, das im Wesentlichen den Argumenten von *Vlutters* [Vlu01b] und *Jansen* [Jan03] folgt. Anschließend werden die wichtigsten Streumechanismen beschrieben, die für den spinabhängigen Ladungstransport der heißen Elektronen im Spinvalve des MTTs verantwortlich sind.

Die für den Transport durch eine Tunnelbarriere verantwortlichen Mechanismen sind seit der Entdeckung des Tunnelmagnetowiderstands und der Entwicklung magnetischer Tunnelkontakte bereits vielfach ausführlich diskutiert worden und wurden bereits früher vorgestellt [Hag01]. Für die Diskussion des Transports im MTT soll zunächst die Annahme gelten, dass alle Tunnelelektronen eine Energie haben, die entsprechend der angelegten Spannung über dem Fermi-niveau der metallischen Basis liegt. Inwiefern diese Annahme in der Praxis zulässig ist, wird in Kapitel 4.2.1 untersucht.

Für die Schottkybarriere werden im Modell zunächst ebenfalls vereinfachende, idealisierende Annahmen gelten. So wird davon ausgegangen, dass keine Leckströme auftreten, also ausschließlich heiße Elektronen die Barriere überwinden. Die Barriere wird als homogen angenommen, so dass über die gesamte Fläche eine einheitliche Form und Höhe der Barriere unterstellt werden kann. Auch hier wird das Experiment zeigen, inwiefern derartige Näherungen zulässig sind (vgl. Kap. 4.2.3).

2.2.1 Phänomenologie des Ladungstransports

Der Ladungstransport durch die Basis des Spintransistors wird im Wesentlichen von den Abklinglängen der einzelnen Schichten und den Abklingfaktoren der Grenzflächen bestimmt. Grundsätzlich gilt, dass nur ein Teil der Stroms I_E , der über den Emitterkontakt in das System fließt, zum Kollektorstrom I_K beiträgt. Es gilt somit:

$$I_K = \alpha \cdot I_E \quad (2.3)$$

Der Parameter α stellt dabei die *Transferrate* des Systems dar. Diese setzt sich aus unterschiedlichen Faktoren zusammen, die ein Abklingen des Stromes bewirken. Von besonderer Bedeutung sind dabei diejenigen Faktoren, die vom magnetischen Zustand des Systems abhängen. Zunächst lässt sich schreiben:

$$\alpha = \alpha_E \cdot \alpha_{FM/HL} \cdot \alpha_{FM/NM} \cdot \alpha_{NM} \cdot \alpha_{FM} \quad (2.4)$$

α_E : Der Faktor α_E bezeichnet den Abklingfaktor des Emitters. Dieser spielt nur dann eine wesentliche Rolle, wenn die Barriere metallische Strompfade aufweist und der Tunneleffekt nicht den dominierenden Transportmechanismus darstellt. In diesem Fall befinden sich bereits von Anfang an Elektronen mit niedriger Energie im Spinvalve, die zwar Teil des Emitterstroms sind, aber nicht zum Kollektorstrom beitragen können. Bei der Zerstörung einer Tunnelbarriere, z. B. durch Anlegen einer zu hohen Spannung, geht dieser Wert abrupt gegen 0 und es wird kein Kollektorstrom mehr gemessen. Wegen der oben gemachten Annahme einer idealen Tunnelbarriere kann dieser Faktor im Folgenden als 1 angenommen werden.

$\alpha_{FM/HL}$: Der Faktor $\alpha_{FM/HL}$ gibt an, welcher Bruchteil der Elektronen, die mit geeigneter Energie und geeignetem Impuls die Grenzfläche der zweiten ferromagnetischen Schicht zum Halbleiter erreichen, diese auch tatsächlich überwindet und zum Kollektorstrom beiträgt. Vergleichbar mit der teilweisen Reflexion von Licht beim Übergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes, können auch Elektronenwellen teilweise reflektiert werden, wenn an einer Grenzfläche zwischen zwei Materialien Potentialsprünge auftreten. Wie groß diese Potentialsprünge sind, hängt von der Struktur und Sauberkeit der Grenzfläche, aber auch von den intrinsischen Eigenschaften der beteiligten Materialien, insbesondere den Elektronenbandstrukturen ab. Da die Energiebänder in einem Ferromagneten für die beiden Spinsorten unterschiedlich sind, sind auch die Potentialsprünge verschieden groß. Deshalb ist mit einer Spinabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten zu rechnen.

$\alpha_{FM/NM}$: Der Faktor $\alpha_{FM/NM}$ bezeichnet die von den Grenzflächen zwischen den Schichten des Spinvalves verursachten Verluste. Ebenso wie an der Grenzfläche zum Halbleiter kommt es auch an den Grenzen zwischen Ferromagnet 1 und Nichtmagnet sowie zwischen Nichtmagnet und Ferromagnet 2 zur Streuung eines Teils der Elektronen. Zwar stehen systematische Untersuchungen der Abhängigkeit von Grenzflächenrauigkeiten noch aus, doch konnte *Vlutters* durch den Vergleich theoretischer Modellrechnungen mit experimentellen Ergebnissen am SVT zeigen, dass an jeder Grenzfläche seines Schichtsystems bis zu 90% der ankommenden heißen Elektronen reflektiert werden [Vlu01b]. Bei einem mehrlagigen Schichtsystem ist dieser Faktor deshalb der Hauptgrund für eine insgesamt sehr geringe Transferrate. Am konkreten Beispiel von zwei MTTs mit Spinvalves aus NiFe / Cu / CoFe und NiFe / Au / CoFe hat *van Dijken* gezeigt, dass die Transferrate bei der Verwendung von Cu gegenüber Au um etwa eine Größenordnung besser ist. Bezüglich der Spinabhängigkeit konnte er jedoch keinen signifikanten Unterschied feststellen [Dij03a]. *Van Dijken* führt dies auf spinunabhängige Grenzflächenstreuungen zurück, die wegen des größeren Gitterfehlpasses von Au zu den angrenzenden Ferromagneten hier stärker ist als beim Cu. Dies legt nahe, dass eine weiter gehende Verminderung der Grenzflächenstreuung durch die Verbesserung der Grenzflächenqualität und insbesondere die Anpassung der Gitterstrukturen, z. B. durch die Wahl eines epitaktischen Systems, zu erwarten ist.

α_{NM} : Der Einfluss der nichtmagnetischen Zwischenschicht wird mit α_{NM} erfasst. Hier ist der Transmissionsfaktor exponentiell von der Dicke d der Schicht abhängig und wird geschrieben als:

$$\alpha_{NM} = \exp\left(\frac{-d}{\lambda_{NM}}\right) \quad (2.5)$$

Dabei ist λ_{NM} die charakteristische Abklinglänge der Zwischenschicht.

α_{FM} : Schließlich bezeichnet α_{FM} die Einflussfaktoren der beiden ferromagnetischen Schichten, für die eine Spinabhängigkeit zu erwarten ist. Diese sind ebenfalls exponentiell von der Dicke abhängig und werden analog zu Gleichung (2.5) geschrieben. Da die beiden Schichten im MTT wahlweise parallel oder antiparallel zu einander magnetisiert sein können, werden zwei Fälle unterschieden. Im Falle der parallelen Magnetisierung ist:

$$\begin{aligned} \alpha_{FM}^P = & \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM1}}{\lambda_{FM1}^\uparrow}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM2}}{\lambda_{FM2}^\uparrow}\right) \\ & + \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM1}}{\lambda_{FM1}^\downarrow}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM2}}{\lambda_{FM2}^\downarrow}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dabei beziehen sich die Schichtdicken d und die Abklinglängen λ jeweils auf die beiden ferromagnetischen Schichten $FM1$ und $FM2$. Als Symbol für die Spinorientierung der Elektronen bezeichnet \uparrow stets Spin Up, während \downarrow Spin Down symbolisiert. Damit ergibt sich für den Fall der antiparallelen Magnetisierung:

$$\begin{aligned} \alpha_{FM}^{AP} = & \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM1}}{\lambda_{FM1}^\uparrow}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM2}}{\lambda_{FM2}^\downarrow}\right) \\ & + \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM1}}{\lambda_{FM1}^\downarrow}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{FM2}}{\lambda_{FM2}^\uparrow}\right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Aufteilung in zwei mit dem Faktor $\frac{1}{2}$ gewichtete Teile ergibt sich daraus, dass die vom Emitter kommenden Elektronen zunächst unpolarisiert sind und somit genau die Hälfte der Elektronen einen parallel zur Magnetisierung der ersten Schicht orientierten Spin besitzen, während der Spin der anderen Hälfte antiparallel orientiert ist.

Entscheidend ist nun die Tatsache, dass die Abklinglänge λ in den Ferromagneten sehr stark spinabhängig ist. Eine kurze Beispielrechnung soll die Folgerungen illustrieren, die sich daraus ergeben: Beide Ferromagneten bestehen aus einer Legierung

$Ni_{80}Fe_{20}$ und der Ladungstransport wird bei einer Energie von 1 eV und einer Temperatur von 100 K betrachtet. Dann können die von *Vlutters* [Vlu02] ermittelten Werte verwendet werden und es gilt:

$$\lambda_{Ni_{80}Fe_{20}}^{\uparrow} \approx 4,3 \text{ nm} \quad (2.8)$$

$$\lambda_{Ni_{80}Fe_{20}}^{\downarrow} \approx 1,0 \text{ nm} \quad (2.9)$$

Für eine Schichtdicke von jeweils 3 nm ergibt sich dann:

$$\exp\left(\frac{-d}{\lambda^{\uparrow}}\right) = 0,50 \quad (2.10)$$

$$\exp\left(\frac{-d}{\lambda^{\downarrow}}\right) = 0,05 \quad (2.11)$$

Werden diese Werte in die Gleichungen (2.6) und (2.7) eingesetzt so ergibt sich beim Vergleich der Transferraten α^P für parallele und α^{AP} für antiparallele Magnetisierung:

$$\alpha^P : \alpha^{AP} = 5 : 1 \quad (2.12)$$

Somit ist der zu erwartende Kollektorstrom im Falle paralleler Magnetisierung 5 mal so hoch wie im Falle antiparalleler Magnetisierung. Nach Gleichung (2.2) ergibt sich damit ein MCR von 400%. Setzt man nun statt einer Schichtdicke von 3 nm jeweils eine Dicke von 6 nm ein und wiederholt obige Rechnung, so ergibt sich:

$$\alpha^P : \alpha^{AP} = 50 : 1 \quad (2.13)$$

Was bereits einem MCR von 4900% entspricht! Diese einfache Rechnung macht bereits deutlich, dass mit Spintransistoren im Prinzip ein beliebig hohes MCR erreicht werden kann, allerdings um den Preis eines sehr kleinen Kollektorstroms.

2.2.2 Streumechanismen für heiße Elektronen

Da die Energiebänder im Metall bis zur Fermikante hin besetzt sind, können Wechselwirkungen beim diffusiven Ladungstransport nur in einem kleinen Energiebereich stattfinden. Dieser ist auf den Bereich beschränkt, in dem durch thermische Anregungen freie Zustände entstehen. Bei Zimmertemperatur entspricht dies etwa $E \approx k_B T \approx 0.03 \text{ eV}$.

Heiße Elektronen hingegen, deren Energie um 1 eV oder mehr über dem Fermi-niveau im Metall liegt, finden eine Vielzahl unbesetzter Zustände im gesamten Bereich zwischen ihrer eigenen Energie und dem Fermi-niveau vor. Sie können bei der Wechselwirkung mit den Elektronen, Phononen oder Magnonen im Metall relativ viel Energie abgeben und finden dennoch einen freien Zustand, in den sie dabei gestreut werden. Gegenüber dem Transport niederenergetischer Elektronen gewinnen deshalb inelastische Streuprozesse mit steigender Energie an Bedeutung. Welche Streuprozesse in einem bestimmten Energiebereich das Systemverhalten bestimmen und wie sich dies auswirkt, ist heute eine wichtige und kontrovers diskutierte Frage bei der Erforschung der Spintransistoren [Jan03, Dij03b, Hon03]. Um diese Frage in der vorliegenden Arbeit anhand neuer experimenteller Daten diskutieren zu können (vgl. Kap. 5.2), ist es zunächst notwendig, sich eine Vorstellung von den Prozessen zu verschaffen.

Grundsätzlich ist beim MTT zwischen Streuprozessen zu unterscheiden, die innerhalb einzelner Lagen stattfinden und von den jeweiligen Schichtdicken abhängen und solchen, die an den Grenzflächen zwischen zwei Schichten stattfinden und von Art und Qualität der Grenzfläche abhängig sind. Von besonderer Bedeutung sind die spinabhängigen Streuprozesse innerhalb der ferromagnetischen Schichten, die zu den oben beschriebenen großen Unterschieden in den Abklinglängen λ^\uparrow und λ^\downarrow führen. Um diese im Detail zu diskutieren, empfiehlt es sich, dem Vorschlag von Jansen [Jan00] folgend, *spezifische Abklinglängen* für heiße Elektronen in den ferromagnetischen Schichten einzuführen, die den unterschiedlichen Streumechanismen zuzuordnen sind. Die effektiven Abklinglängen für Majoritäts- und Minoritätselektronen in einer ferromagnetischen Schicht können dann geschrieben werden als:

$$\frac{1}{\lambda^\uparrow} = \frac{1}{\lambda_{\text{elastisch}}^\uparrow} + \frac{1}{\lambda_{\text{Phonon}}^\uparrow} + \frac{1}{\lambda_{\text{Elektron}}^\uparrow} + \frac{1}{\lambda_{\text{Magnon}}^\uparrow} \quad (2.14)$$

$$\frac{1}{\lambda^\downarrow} = \frac{1}{\lambda_{\text{elastisch}}^\downarrow} + \frac{1}{\lambda_{\text{Phonon}}^\downarrow} + \frac{1}{\lambda_{\text{Elektron}}^\downarrow} + \frac{1}{\lambda_{\text{Magnon}}^\downarrow} \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnet $\lambda_{\text{elastisch}}$ die Abklinglänge, die sich aus elastischen Streuprozessen ergibt. Mit λ_{Phonon} wird die Wechselwirkung der heißen Elektronen mit Phononen erfasst. $\lambda_{\text{Elektron}}$ bezieht sich auf die, als Stoner-Anregungen bezeichneten, Coulombwechselwirkungen und λ_{Magnon} auf die Spinwellenstreuung.

Elastische Streuung: Elastische Streuprozesse, bei denen das heiße Elektron lediglich seinen Impuls, nicht aber seine Energie ändert, treten in den einzelnen Schichten, besonders aber an den Grenzflächen zweier Schichten auf. Dort kommt es, wie bereits in Kapitel 2.2.1 angesprochen, durch die Änderung der Elektronenbandstruktur beim Übergang von einem Material in das nächste zur Reflexion, d. h. zu elastischer Grenzflächenstreuung eines Teils der Elektronen. Auch Defekte, Störstellen und Stapelfehler, sowohl an der Grenzfläche als auch innerhalb der einzelnen Schichten, führen

zu elastischen Streuungen. Um den Grenzflächenanteil der elastischen Streuung von Streuprozessen innerhalb der Schicht zu trennen, sind systematische Messungen an strukturgleichen Spintransistoren nötig, die sich lediglich in der Dicke einer Einzelschicht unterscheiden. In diesem Fall ist zutreffender von einem Abklingkoeffizienten für den Grenzflächenanteil und einer Abklinglänge für den Volumenanteil zu sprechen. Für eine $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Lage ist eine solche Untersuchung bereits durchgeführt worden [Vlu01a]. Im Rahmen der dort angegebenen Messgenauigkeiten konnte jedoch nur festgestellt werden, dass die grenzflächenbedingten Abklingfaktoren für Majoritäts- und Minoritätsspin sich um weniger als 40% unterscheiden, während die effektiven Abklinglängen für das Schichtvolumen wie im Rechenbeispiel im vorigen Abschnitt angegeben in einem Verhältnis von etwa 4:1 zueinander stehen. Bislang ist noch nicht geklärt, wie stark sich strukturelle und materialspezifische Parameter auf diese Spinabhängigkeit auswirken.

Generell bedeutet eine elastische Streuung stets, dass das betroffene Elektron zwar seine Energie behält, jedoch eine Impulsänderung erfährt und damit nicht mehr ohne weiteres zum Kollektor gelangen kann. Um den Einfluss elastischer Streuung auf das System aber korrekt zu beschreiben, ist ein Modell nötig, das auch diejenigen Elektronen berücksichtigt, die mehrere elastische Streuungen erleiden und am Ende dennoch wieder in einem geeigneten Winkel auf die Kollektorbarriere treffen (in-scattering). *Vlutters* versucht, diese Einflüsse in einem dreidimensionalen Modell für den spinabhängigen Transport heißer Elektronen zu beschreiben und berücksichtigt dabei auch, dass sich durch mehrfache elastische Streuung der in einem Material zurückgelegte Weg erhöht. Dadurch steigt wiederum die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuprozesse [Vlu01a].

Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, lassen sich experimentelle Ergebnisse mit diesem Modell zutreffend beschreiben, wenn angenommen wird, dass 90% der Elektronen an jeder Grenzfläche im Spinvalve reflektiert werden. Da durch entsprechende Experimente an einer einzelnen ferromagnetischen Schicht die effektive Abklinglänge einerseits [Rip00] und die rein inelastische Lebenszeit andererseits [Aes97] bestimmt worden sind, können mit Hilfe dieser Resultate in besagtem Modell auch Informationen über die relative Häufigkeit elastischer Streuprozesse gewonnen werden. Dabei ergibt sich, dass ein heißes Elektron mit einer Energie von 1 eV etwa 5 mal elastisch gestreut wird, bevor es eine inelastische Streuung erleidet [Vlu01a].

Phononenstreuung: Als Phononenstreuung wird die Wechselwirkung der heißen Elektronen mit den Gitterschwingungen in den einzelnen Schichten des MTTs bezeichnet. Da die Gitterschwingungen von der Temperatur abhängen, nicht aber von der Orientierung der Elektronenspins, ist auch die Abklinglänge λ_{Phonon} spinunabhängig. Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer erhöhten thermischen Anregung der Phononen. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit der Phononenstreuung. Die Abklinglänge $\lambda_{\text{Phonon}}(T)$ sinkt also mit steigender Temperatur. Temperaturabhängige Messungen an Spintransistoren haben jedoch bereits gezeigt, dass dieser Mechanismus im System nicht dominierend ist [Jan00] und insbesondere bei tiefen Temperaturen und hohen Elektronenenergien zur Deutung der Energie- und

Temperaturabhängigkeit von MC und MCR im Allgemeinen vernachlässigt werden kann.

Stoner-Anregung: Heiße Elektronen können einen großen Teil ihrer Energie durch inelastische Streuprozesse verlieren. Dabei werden durch die Coulombwechselwirkung Elektronen im Metall von besetzten Zuständen unterhalb der Fermikante auf Zustände mit höherer Energie angeregt. Dieser Prozess wird als *Stoner-Anregung* bezeichnet. Durch die spinabhängige Aufspaltung der Zustandsdichte in einem Ferromagneten ist die Anzahl der freien und besetzten Zustände spinabhängig. Daraus ergibt sich eine entsprechende spinabhängige Asymmetrie für die Wahrscheinlichkeit, dass ein heißes Elektron durch eine Stoner-Anregung gestreut wird [Vlu01b]. Noch vor wenigen Jahren wurde davon ausgegangen, dass die Spinabhängigkeit des Transports heißer Elektronen allein von dieser Asymmetrie verursacht wird [Sch93]. Inzwischen ist jedoch klar geworden, dass die im nächsten Abschnitt beschriebene spontane Spinwellenstreuung als Einflussfaktor ebenfalls eine wichtige Rolle spielt.

Im Rahmen von Modellrechnungen wurde versucht zu klären, wie wahrscheinlich die unterschiedlichen denkbaren Coulombprozesse sind und welche Auswirkungen sie auf die Spinabhängigkeit des Systems haben [Hon00]. Zur Erläuterung sind die unterschiedlichen Prozesse in Abb. 2.6 skizziert.

Um die Aufspaltung der Elektronenbänder im Material qualitativ darzustellen, ist jeweils eine Bandkante für jede der beiden Spinsorten eingezeichnet und durch einen kleinen Pfeil dem Majoritätsspin (\uparrow) bzw. dem Minoritätsspin (\downarrow) zugeordnet. Die Zustände unterhalb des Fermi-niveaus E_F sind mit Elektronen besetzt, während die höher liegenden Zustände frei sind. Abgebildet sind die Wechselwirkungen für ein heißes Elektron mit Minoritätsspin, das durch einen schwarzen Punkt dargestellt und ebenfalls mit einem Pfeil versehen ist, der seiner Spinorientierung entspricht. Nicht abgebildet sind die analogen Prozesse für heiße Elektronen mit Majoritätsspin, die im Prinzip genauso verlaufen. Bild (a) zeigt den Fall, dass ein heißes Elektron ein Bandedelektron mit gleichem Spin anregt. Dabei besetzt das heiße Elektron einen zuvor freien Zustand oberhalb des Fermi-niveaus, während das angeregte Elektron seinen Impuls aufnimmt, jedoch eine geringere Energie besitzt, entsprechend dem Unterschied der Energieniveaus der beiden Zustände im Bandschema. Dies wird als spinerhaltender Austauschprozess bezeichnet. Wird, wie in Bild (b) dargestellt, ein Elektron mit entgegengesetztem Spin angeregt, so führt dies effektiv zu einem *Spin-flip* des transmittierten Elektrons, der aber nur dann eine Rolle spielt, wenn das Elektron trotz verminderter Energie die Barriere überwinden kann. Neben den Austauschprozessen, bei denen das ursprüngliche heiße Elektron einen freien Zustand im Metall besetzt, während ein anderes Elektron weiter durch das System transportiert wird, gibt es auch direkte Prozesse, bei denen das heiße Elektron lediglich einen Teil seiner Energie abgibt, um direkt ein Elektron aus einem besetzten Zustand im Metall in einen angeregten Zustand zu heben (Bilder c und d).

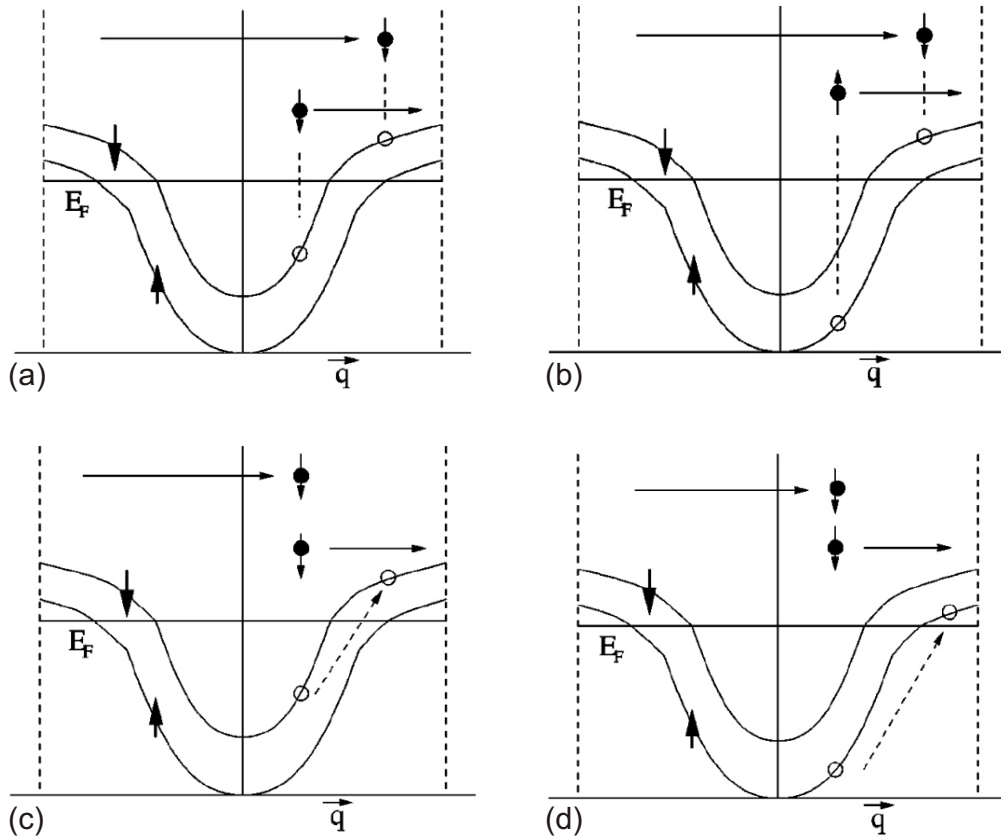


Abb. 2.6: Veranschaulichung der möglichen Coulombprozesse. (a) Austauschprozess ohne Spinflip; (b) Austauschprozess mit Spinflip; (c) Direkter Streuprozess unter Anregung eines Minoritätselektrons; (d) Direkter Streuprozess unter Anregung eines Majoritätselektrons (aus [Hon00]).

Für die vorliegende Arbeit sind vor allem zwei Ergebnisse der Analysen von *Hong* und *Mills* [Hon00] von Bedeutung, die bei der Diskussion der Ergebnisse in Kap. 5.2.3 aufgegriffen werden:

- Die Abklinglänge λ_{Stoner} wird für beide Spinrichtungen mit steigender Energie der Elektronen immer kürzer. Ab einer Energie von etwa 3 eV (bei Ni, Fe) dominiert dieser Streuprozess gegenüber der Spinwellenstreuung.
- Die Asymmetrie zwischen den Streuwahrscheinlichkeiten für die beiden Spinrichtungen besitzt ein Maximum bei relativ niedrigen Energien. Bei den 3d-Ferromagneten liegt dieses Maximum, abhängig vom Material, zwischen 1 eV und 4 eV. Bei höheren Energien wird die Spinabhängigkeit wieder geringer.

Spinwellenstreuung: In einem ferromagnetischen Material sind bei $T=0$ K aufgrund der Austauschwechselwirkung alle magnetischen Spinmomente parallel zueinander orientiert. Wird ein solches Material erwärmt, so beginnen die Spins kollektiv

um die Magnetisierungsrichtung zu präzessieren. Diese kollektive Anregung wird als *Spinwelle* bezeichnet [Kit02]. Für die quantisierten Spinwellen wird – analog zu Phononen im Kristall – die Bezeichnung *Magnonen* verwendet. Diese können mit einer Dispersionsrelation in der Form $E \approx Dq^2$ mit der materialabhängigen Steifigkeit D der Spinwellen und dem Wellenvektor q beschrieben werden, die für kleine q aus dem Heisenberg-Modell hergeleitet wird. Magnonen reduzieren die Magnetisierung des Systems und haben ganzzahligen Spin, sind also Bosonen. Elektronen können Magnonen erzeugen oder vernichten, wodurch sich der Elektronenspin um ± 1 ändert. Das heißt, Majoritätselektronen können Magnonen vernichten bzw. eine Spinwelle absorbieren und dabei zu Minoritätselektronen werden, während Minoritätselektronen Magnonen erzeugen und zu Majoritätselektronen werden können. Dies leuchtet ein, wenn man bedenkt, dass Magnonen stets der Magnetisierung des Systems entgegenwirken, während das magnetische Spinmoment von Majoritätselektronen in Richtung der Magnetisierung orientiert ist. Die Änderung der Gesamtmagnetisierung durch die Vernichtung eines Magnons wird also gerade dadurch ausgeglichen, dass das Majoritätselektron zu einem Minoritätselektron wird. Analoges gilt für den umgehrten Fall [Hon99].

Betrachtet man einen Ferromagneten, so sind zunächst nur *thermische Spinwellen* vorhanden, also Magnonen, die durch die thermische Energie im System angeregt werden. Bei $T = 0$ K existieren keine thermischen Spinwellen und auch bei höheren Temperaturen ist der Phasenraum für thermische Spinwellen auf relativ geringe Energien in der Größenordnung von $k_B T$ beschränkt.

Als *thermisch induzierte Spinwellenstreuung* wird die Wechselwirkung heißer Elektronen mit diesen Magnonen bezeichnet. Majoritätselektronen können thermische Spinwellen absorbieren, während Minoritätselektronen Spinwellen gleicher Energie emittieren können. Dabei handelt es sich um quasielastische Prozesse, bei denen das beteiligte heiße Elektron keinen nennenswerten Energieverlust erleidet, aber seinen Impuls ändert. Die thermisch induzierte Spinwellenstreuung führt nicht direkt zu einer Spinpolarisation, sondern zu einer Verminderung der effektiven Abklinglänge für beide Spinsorten, die mit steigender Temperatur an Bedeutung gewinnt [Jan00]. Können die Elektronen auch nach einer Spinwellenstreuung (durch inscattering, s. o.) noch die Kollektorbarriere überwinden, so führt die thermische Spinwellenstreuung zu einer Verminderung einer bereits vorhandenen Spinpolarisation, die als *Spin-Mixing* bezeichnet wird. Da bei einem spinpolarisierten Strom die Elektronen einer Spinsorte in erhöhter Anzahl vorhanden sind, kommt es für diese Elektronen deshalb auch häufiger zu einer Wechselwirkung mit thermischen Spinwellen. Dabei kehrt sich der Elektronenspin stets um, so dass effektiv der Unterschied in der Anzahl vorhandener Elektronen der beiden Spinsorten reduziert wird. Spin-Mixing führt somit zu einer Verminderung des MCRs mit steigender Temperatur [Jan00].

Neben der Wechselwirkung mit thermischen Magnonen besteht für die Minoritätselektronen auch die Möglichkeit, Spinwellen mit höherer Energie zu emittieren. Diese *spontanen Spinwellen* können, im Unterschied zu thermischen Spinwellen, Energien bis hin zur Gesamtenergie erhalten, die das heiße Elektron durch die Emit-

terspannung bekommen hat. Bei einer Emitterspannung von typischerweise 1,5 eV steht für die Zustände der spontanen Spinwellen damit ein wesentlich größerer Phasenraum zur Verfügung als für thermische Spinwellen mit Energien deutlich unter 0,1 eV. Entsprechend ist zu erwarten, dass die spontane Spinwellenemission einen wesentlich größeren Einfluss auf das System hat als die Wechselwirkung mit thermischen Spinwellen. Da zudem nur Minoritätselektronen Spinwellen emittieren können ergibt sich durch diesen Prozess eine Spinasymmetrie der Streuwahrscheinlichkeiten für heiße Elektronen.

Modellberechnungen: Theoretische und experimentelle Untersuchungen, die *Plihal*, *Mills* und *Kirschner* vor einigen Jahren mit Hilfe spinpolarisierter Elektronenenergieverlustspektren (*SPEELS*) an ultradünnem Fe durchgeführt haben, haben gezeigt, dass der Spinwellenstreuung als Ursache einer Spinasymmetrie eine wesentliche Bedeutung zukommt [Pli99]. Mit Hilfe von Modellrechnungen für MTTs konnten *Hong* und *Mills* inzwischen auch zeigen, dass die spontane Spinwellenemission für den Energiebereich bis 1 eV der vorherrschende spinabhängige Streumechanismus ist. Erst bei einer Energie, die je nach Material zwischen 1 eV und 3 eV liegt, wird die Stoner-Anregung wahrscheinlicher als die Spinwellenstreuung [Hon00]. Um insbesondere das Zusammenspiel dieser beiden Streumechanismen besser zu verstehen, haben *Hong* und *Wu* vor kurzem mit Hilfe der bislang bekannten Fakten und der Ergebnisse theoretischer Berechnungen die Abhängigkeit des MCRs von Temperatur und Elektronenenergie berechnet [Hon03]. Abbildung 2.7 zeigt, welche Resul-

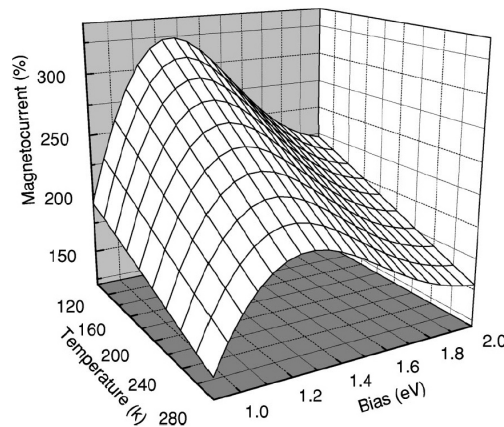


Abb. 2.7: Modellrechnung zur Abhängigkeit des MCRs von Temperatur und Elektronenenergie (aus [Hon03]).

tate diese Modellrechnung für den Einfluss von Temperatur und Emitterspannung bzw. Elektronenenergie auf das MCR ergeben hat. Während die quantitativen Ergebnisse sich bislang nur teilweise auf experimentell ermittelte Parameter stützen können, spiegelt der qualitative Verlauf das oben beschriebene aktuelle Verständnis der unterschiedlichen Streuprozesse gut wider. Das Zustandekommen des Kurvenverlaufs wird im Kontext der experimentellen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit in Kapitel 5.2.3 diskutiert.

3 Herstellung eines magnetischen Tunneltransistors

In diesem Kapitel wird der Herstellungsprozess magnetischer Tunneltransistoren beschrieben. Diese werden so strukturiert und kontaktiert, dass anschließend Untersuchungen bei unterschiedlichen Temperaturen mit variabler Spannung und unter Einfluss eines Magnetfeldes durchgeführt werden können.

Die Schemazeichnung in Abb. 3.1 veranschaulicht den Gesamtaufbau. Die angegebenen Schichtdicken sind dabei als beispielhafte Werte zu verstehen.

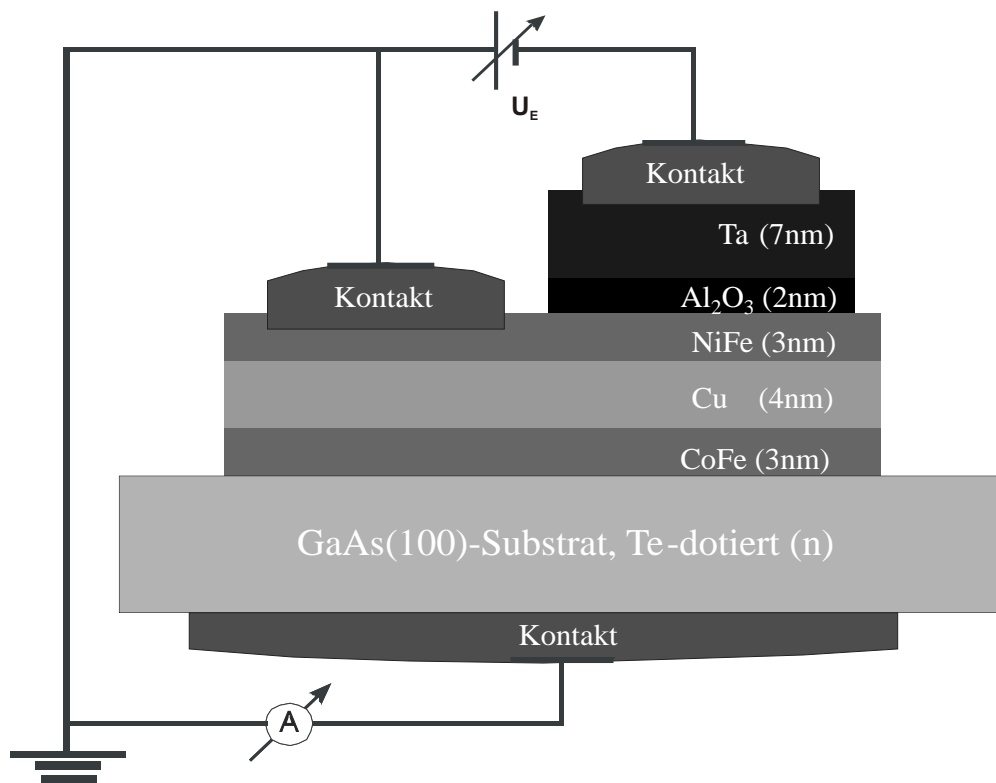


Abb. 3.1: Schemazeichnung des geplanten MTTs mit typischen Schichtdicken.

Da der Herstellungsprozess sehr viele Arbeitsschritte beinhaltet, ist es besonders wichtig, schon während der Herstellung den Erfolg der einzelnen Teilschritte prüfen zu können. In der Praxis lässt sich der Gesamtprozess dazu in vier Teile zerlegen, deren erfolgreiche Durchführung nacheinander kontrolliert werden kann. In den folgenden Abschnitten werden diese vier Teilschritte im Einzelnen beschrieben: Herstellen

der Metall-Halbleiter-Grenzfläche, Herstellen eines Spinvalves, Herstellen eines Tunnelkontakts und schließlich die Mikrostrukturierung. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf den MTT-spezifischen Anforderungen und auf den für die Untersuchung von MTTs entwickelten Strukturierungsprozessen.

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Varianten von MTTs hergestellt, die als MBE-MTTs und MSA-MTTs bezeichnet werden und sich insbesondere darin unterscheiden, welche Beschichtungsanlagen für die einzelnen Schritte verwendet wurden. Die verwendeten Anlagen und die Unterschiede zwischen beiden Varianten werden im Folgenden dargestellt. Um den Überblick zu erleichtern, ist in Tabelle 3.1 dargestellt, welche Anlage jeweils für die Herstellungsschritte bei den beiden Varianten verwendet wurde.

MSA-MTT		MBE-MTT	
CoFe	mit MBE-1	CoFe	mit MBE-2
Cu und NiFe	mit MSA-1	Cu und NiFe	mit MBE-2
Al ₂ O ₃	mit MSA-1	Al ₂ O ₃	mit MSA-2

Tab. 3.1: Übersicht über die beiden MTT-Varianten und die für die einzelnen Herstellungsschritte jeweils verwendeten Beschichtungsanlagen.

3.1 Die Metall-Halbleiter-Grenzfläche

3.1.1 Die Molekularstrahlepitaxie

Der erste Schritt bei der Herstellung eines MTTs besteht darin, ein geeignetes Halbleitersubstrat vorzubereiten und eine magnetische Schicht aufzubringen. Wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, bildet sich zwischen Halbleiter und Metall eine Energiebarriere aus. Die Eigenschaften dieser Schottkybarriere hängen empfindlich von der Qualität der Kontaktfläche ab. Verunreinigungen, Störstellen oder eine Durchmischung von Metall und Halbleitermaterial können das Systemverhalten deutlich verändern und müssen nach Möglichkeit vermieden werden.

Die *Molekularstrahlepitaxie* (MBE) stellt das derzeit bewährteste Verfahren dar, um extrem dünne und sehr glatte epitaktische Metallschichten herzustellen. Speziell für die Systeme Fe bzw. CoFe auf GaAs(001) wurden in den letzten Jahren umfassende Untersuchungen durchgeführt, die eine sehr präzise Steuerung der Wachstumsparameter ermöglichen [Bro00, Moo03]. Dadurch ist es möglich, GaAs(001)-Substrate so vorzubehandeln, dass sie frei von Oxid und Verunreinigungen sind und eine extrem glatte Oberfläche aufweisen. Die Wachstumsbedingungen für Fe oder eine CoFe-Legierung können so eingestellt werden, dass der Ferromagnet epitaktisch auf dem Substrat aufwächst und es zu keiner merklichen Durchmischung kommt. Die noch vor wenigen Jahren unvermeidlichen *magnetisch toten Lagen* treten dabei nicht mehr auf [Zoe97a]. Die Metall-Halbleiter-Grenzfläche stellt somit eine weitgehend homogene, störstellenfreie Schottkybarriere dar.

Die beiden MBE-Anlagen, die zu diesem Zweck zur Verfügung stehen, verfügen jeweils über vier Verdampferöfen, die mit unterschiedlichen Materialien bestückt werden können. Für die vorliegende Arbeit wurde in beiden Anlagen jeweils ein Ofen mit $\text{Co}_{66}\text{Fe}_{34}$ befüllt. Der Probenhalter kann auf Temperaturen von mehr als 900 K geheizt werden (*Tempern*). Zudem ist es möglich, die Substratoberfläche mit einem Argonionenstrahl abzusputtern (*Ionenätzen*). Die Depositionsrate eines Materials beim Aufdampfen wird mittels Schwingquarz-Mikrowaagen gemessen, während eine in-situ Analyse der Substratoberfläche durch Elektronenbeugung unter streifendem Einfall (*RHEED*) ermöglicht wird. RHEED wird in der vorliegenden Arbeit nur zur qualitativen Kontrolle der Vorbehandlung und Beschichtung eingesetzt. Eine ausführliche Erläuterung zur Deutung der Beugungsbilder und den Möglichkeiten, daraus auch quantitative Aussagen abzuleiten, findet sich in [Bro00]. Für eine detaillierte Beschreibung der MBE-Anlagen sei auf [Ben01] verwiesen.

Für die Herstellung der epitaktischen Basisschicht der verschiedenen MTTs kann jede der beiden Anlagen mit gleichwertigem Resultat eingesetzt werden. Erst bei den nachfolgenden Arbeitsschritten wird die Wahl der Anlage relevant. Während bei der Anlage MBE-1 die Möglichkeit besteht, eine UHV-Transportkammer anzukoppeln, mit der die Probe ohne Vakuumbruch in eine *Magnetronsputteranlage* (MSA) transferiert werden kann, ist dies bei der Anlage MBE-2 nicht möglich (vgl. Kap. 3.2.4). Statt dessen ist diese Anlage mit je einem Cu- und einem $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Ofen bestückt, so dass hier das gesamte Spinvalve in einer Anlage hergestellt werden kann. Beide Varianten wurden eingesetzt und sind in Abschnitt 3.2 näher beschrieben.

3.1.2 Vorbehandlung des Substrats

Substrat: Als Substrat kommt bei allen in dieser Arbeit untersuchten Proben n-dotiertes GaAs zum Einsatz. Die GaAs(001)-Substrate sind auf einer Seite poliert (epi-ready Qualität). Beim Polieren entstehen rückseitig Ätzstrukturen in länglicher Form, die stets entlang der [110]-Kristallachsen orientiert sind. Damit ist bei Betrachtung im Lichtmikroskop leicht die Kristallorientierung festzustellen. Diese kann auf der Substratrückseite markiert werden. Alle Angaben von Kristallrichtungen im weiteren Verlauf der Arbeit werden dann bezüglich dieser Substratorientierung gemacht.

Als Dotiermaterial findet entweder Tellur oder Silizium Verwendung. Die Ladungsträgerkonzentration liegt im Bereich von $5 \cdot 10^{16}$ bis $2 \cdot 10^{18}$ Ladungsträgern pro cm^3 . Höhere Dotierungen empfehlen sich nicht, da dann bei Ausbildung der Schottkybarriere nur eine sehr dünne Verarmungszone entsteht und der Leckstrom zunimmt (vgl. Kap. 2.1.3). Eine sehr niedrige Dotierung führt zwar zu einem deutlich verminderten Leckstrom, doch stehen auch weniger freie Zustände für die heißen Elektronen zur Verfügung, so dass der Kollektorstrom kleiner wird. Zudem wird es schwieriger, auf der Rückseite des Substrats einen ohmschen Kontakt für die Kollektorstrommessung herzustellen.

Aus dem Substrat werden zunächst $11 \text{ mm} \times 11 \text{ mm}$ große Stücke herausgebrochen. Da GaAs entlang der [110]-Richtung und der [-110]-Richtung bevorzugt bricht, las-

sen sich durch Anritzen leicht Sollbruchstellen erzeugen, durch die dann zuverlässig quadratische oder rechteckige Bruchstücke mit sauberen Kanten gewonnen werden können. Nach der Schichtherstellung kann die Probe mit der gleichen Methode in mehrere Teile geteilt werden.

Einbau: Bei der Montage des Substrats auf einem Probenhalter wird dieser mit etwas flüssigem GaIn-Eutektikum bestrichen. Dieses erfüllt einen doppelten Zweck: Zum Einen wird dadurch der thermische Kontakt zwischen Probenhalter und Probe verbessert, was für das nachfolgende Tempern wichtig ist. Zum Anderen wird beim Temperprozess aus GaIn und GaAs eine Legierung gebildet, die einen ohmschen Kontakt ergibt. Dieser wird später für die elektrischen Messungen benötigt. Die Qualität dieses Kontaktes hängt vor allem von der höchsten Temperatur ab, mit der das Substrat behandelt wird. Genauere Untersuchungen des Zusammenhangs zwischen Präparationstemperatur und Leitfähigkeit finden sich in [Mur01]. Wie in dieser Untersuchung deutlich wird, eignet sich die Kombination zwischen GaIn und GaAs besonders gut, weil die ideale Legierungstemperatur bei knapp 900 K liegt und somit genau in jenem Bereich, der für die Substratvorbehandlung angestrebt wird.

Tempern und Ionenätzen: Die Vorbehandlung des Substrats erfolgt vollständig in der MBE-Anlage. Der Restgasdruck liegt dort bei ca. $5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Nach Einbringen der Probe wird diese auf knapp 900 K erhitzt. Während des Erwärmens werden zunächst die leichtflüchtigen Adsorbate, v. a. Wasser, entfernt. Ab ca. 840 K beginnt das native Oberflächenoxid zu desorbieren. Durch Oberflächenbeobachtung mittels RHEED kann während des Erwärmungsprozesses mitverfolgt werden, wann die Oxidschicht vollständig desorbiert ist. Erkennbar wird dies dadurch, dass sich aus dem zuvor völlig diffusen Beugungsbild innerhalb kurzer Zeit klare Spots herausbilden. Abb. 3.2 (a) zeigt das Beugungsbild des heißen Substrats. Das im Beugungsbild erkennbare Kreuzgitter der Spots ist typisch für die Beugung an dreidimensionalen kristallinen Objekten und weist damit auf beträchtliche noch vorhandene Oberflächenrauigkeiten hin. Aus den Arbeiten [Bro00, Ben01] ist bekannt, dass die Oberfläche nach diesem Schritt frei von Oxid, aber noch durch Kohlenstoffverbindungen verunreinigt ist.

Um die Oberfläche vollständig zu reinigen und zu glätten, wird sie im heißen Zustand durch Ionenätzen weiter behandelt. Dabei wird die Proben temperatur auf dem Wert konstant gehalten, bei dem die RHEED-Spots sichtbar wurden. Die Kammer wird mit 99,999% reinem Ar-Gas bis zu einem Gasdruck von $8,4 \cdot 10^{-7}$ mbar gefüllt. Der Ionenstrahl trifft die Substratoberfläche unter einem Einfallswinkel von 45° . Die Ionenenergie wird anfangs auf 1 keV eingestellt. Trifft der am Probenort etwa 2 cm breite Ionenstrahl die Probe vollständig, so resultiert daraus ein Ionenstrom von etwa $3 \mu\text{A}$. Nach 30 min wird die Ionenenergie auf 750 eV reduziert und nach weiteren 15 min auf 500 eV. Dadurch wird erreicht, dass der Ionenstrahl einerseits die Verunreinigungen entfernt; gegen Ende des Ätzprozesses soll jedoch vor allem eine Glättung der Oberfläche bewirkt werden, weshalb niedrigere Energien vorteilhaft sind [Moo03]. Nach insgesamt einer Stunde wird der Ionenbeschuss eingestellt,

die Temperatur aber noch etwa 10 Minuten beibehalten. Durch die hohe thermische Aktivität können sich die Ga- und As-Atome auf der Kristalloberfläche gut bewegen. Eventuelle Aufrauungen, die durch das Ätzen entstanden sind, können dabei wieder ausheilen.

Schließlich wird die Heizung abgestellt, so dass die Probe langsam abkühlen kann. Mit Hilfe des RHEED wird nun abermals die Oberfläche untersucht. Idealerweise lässt sich bei der Orientierung der Probe in $[110]$ -Richtung eine Anordnung der Spots auf einem Lauekreis beobachten. Dies deutet darauf hin, dass die Probenoberfläche zum größten Teil aus ausgedehnten (> 100 nm) atomar glatten Terrassen besteht. Noch immer vorhandene 3D-Reflexe werden vor allem von Vertiefungen (Ätzkratern) in der Oberfläche verursacht, die nicht völlig ausgeheilt sind.

Abb. 3.2 (b) zeigt ein typisches Beugungsbild einer getemperten und abgeätzten GaAs-Oberfläche. Trotz des relativ schwachen Kontrasts, der bei dieser Anlage durch den relativ großen RHEED-Schirm und die unvollständige Abschirmung gegen Streulicht von außen bedingt ist, sind die Reflexe auf dem Lauekreis im rechten Bild deutlich zu erkennen.

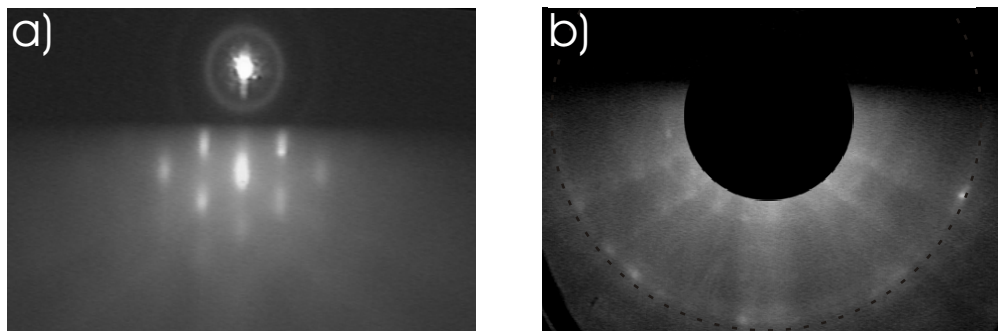


Abb. 3.2: Beugungsbilder des heißen GaAs-Substrats. (a) Vor dem Ionenätzen sind 3D-Reflexe zu sehen. (b) Die durch Ionenätzen gereinigte und geglättete Oberfläche zeigt Reflexe auf dem durch eine gestrichelte Linie markierten Lauekreis.

3.1.3 Aufdampfen von CoFe

Das Aufdampfen der Metallschichten wird erst durchgeführt, wenn das Substrat nach dem Tempern wieder auf Zimmertemperatur abgekühlt ist. Dadurch wird eine Durchmischung des GaAs mit CoFe und die daraus resultierende Reduzierung des magnetischen Moments (magnetisch tote Lagen) vermieden. Der Kammerdruck liegt dann unter $5 \cdot 10^{-10}$ mbar und steigt auch während des Aufdampfens nicht wesentlich an. Bei geschlossenem Hauptschutter wird der CoFe-Ofen langsam aufgeheizt, bis die Schwingquarze die gewünschte Depositionsrate anzeigen. Bewährt hat sich dabei eine Rate von ca. $2\text{--}3 \text{ \AA}/\text{min}$, da dann trotz der leicht unterschiedlichen Sättigungsdampfdrücke von Co und Fe beide Legierungsbestandteile weitgehend gleichmäßig verdampfen.

Sowohl die angezeigte Rate als auch die Legierungszusammensetzung wurde vor

dem Herstellen der Proben mit Hilfe der *Röntgenfluoreszenzanalyse* (XFA) an einer Eichprobe überprüft. Dabei wird das Material mit Röntgenstrahlung bestrahlt, deren Energie knapp über der Absorptionskante des zu bestimmenden Elements liegt. Für Dicken unter ca. 200 nm ist die Intensität des Röntgenfluoreszenzsignals proportional zur Massenbelegung und kann mit der Intensität eines Standards bekannter Dicke verglichen werden. Dadurch lässt sich die Massenbelegung und bei bekannter Fläche und Dichte die Schichtdicke des jeweiligen Materials bestimmen. Details zu dieser Analysemethode können in [Ehr89] nachgelesen werden. Die verwendete Anlage ist in [Zoe97b] ausführlich beschrieben.

Bereits wenige Atomlagen reichen aus, um eine geschlossene, ferromagnetische Schicht zu bilden [Dum00]. Dennoch werden für die Herstellung von MTTs etwa 2-3 nm CoFe aufgedampft. Hauptgrund dafür ist, dass die zu untersuchenden spin-abhängigen Effekte exponentiell von den Dicken der ferromagnetischen Schichten abhängen. Bei einer sehr dünnen Schicht wäre nur ein sehr geringer Effekt zu erwarten. Für zukünftige, systematische Untersuchungen der Dickenabhängigkeit ist mit dem hier vorgestellten Verfahren jedoch eine weitreichende Reduzierung der Dicke, bis hin zu wenigen Atomlagen, problemlos möglich (vgl. Kap. 2.2.1 und Kap. 5.2.1). Mittels RHEED wird erneut eine qualitative Beurteilung der Oberfläche durchgeführt. Wenn das CoFe epitaktisch auf dem GaAs aufgewachsen ist, zeigt sich dies im Beugungsbild darin, dass die Spots nach wie vor auf einem Lauekreis liegen [Dum99].

3.2 Das Spinvalve-System

3.2.1 Das ultradünne Spinvalve

Als ferromagnetisch aktiver Bereich des Systems kommt ein dreilagiges Spinvalve zum Einsatz, bei dem das im vorigen Kapitel beschriebene CoFe als hartmagnetische Schicht verwendet wird. Das gesamte Spinvalve muss im Wesentlichen zwei Bedingungen erfüllen. Zum Einen muss es möglich sein, die beiden ferromagnetischen Schichten durch ein äußeres Magnetfeld wahlweise in einen parallelen oder einen antiparallelen Magnetisierungszustand zu bringen. Zum Anderen soll das Gesamtsystem eine möglichst große Transmissionsrate für den Transport heißer Elektronen aufweisen, was bedeutet, dass die Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht und die Schichttraugigkeit zwischen den Metallen so gering wie möglich sein sollte und keine zusätzlichen Schichten (z.B. Keim- oder Kopplungsschichten) erwünscht sind (vgl. Kap. 2.2.1). Als Zwischenschicht in MTTs hat sich Kupfer besonders gut bewährt, da es für heiße Elektronen einerseits eine relativ große Abklinglänge besitzt und andererseits bereits wenig mehr als 2 nm ausreichen, um ein entkoppeltes Spinvalve zu schaffen [Dij03a] (vgl. Kap. 2.1.2).

Als weichmagnetische Schicht wurde eine NiFe-Legierung benutzt. In der Zusammensetzung $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ wird diese Legierung auch als *Permalloy* (Py) bezeichnet und weist ein sehr geringes Koerzitivfeld auf. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes

beim Herstellen der Schicht kann die leichte Richtung der Magnetisierung aufgeprägt werden. In dieser Richtung genügen dann Feldstärken von deutlich weniger als 5 Oe, um die Schicht umzumagnetisieren.

3.2.2 Auswirkungen des einkristallinen Untergrunds

Mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie wurde eine epitaktische CoFe-Schicht aufgedampft. Um daraus ein Spinvalve zu machen, werden darauf Cu und NiFe aufgebracht. Dabei hat sich in einer Reihe von Experimenten gezeigt, dass beide Schichten durch die Struktur der Unterlage eine Vorzugsrichtung ihres Wachstums aufgeprägt bekommen. Die hier verwendete CoFe-Legierung wächst auf dem GaAs als epitaktische Schicht in kubisch raumzentrierter Struktur mit einem Gitterabstand von ca. 2,82 Å. Da die natürliche Kristallstruktur von Cu kubisch flächenzentriert ist und der Gitterabstand 3,62 Å beträgt, ist hier kein epitaktisches Wachstum möglich. Cu wächst deshalb polykristallin auf dem CoFe und NiFe demzufolge polykristallin auf dem Cu. Dass sich die Kristallite beider Schichten dabei nicht isotrop verteilen, wird durch das Beugungsbild im RHEED erkennbar. Statt punktförmiger Reflexe sind in Abb. 3.3 langgezogene Striche zu erkennen.

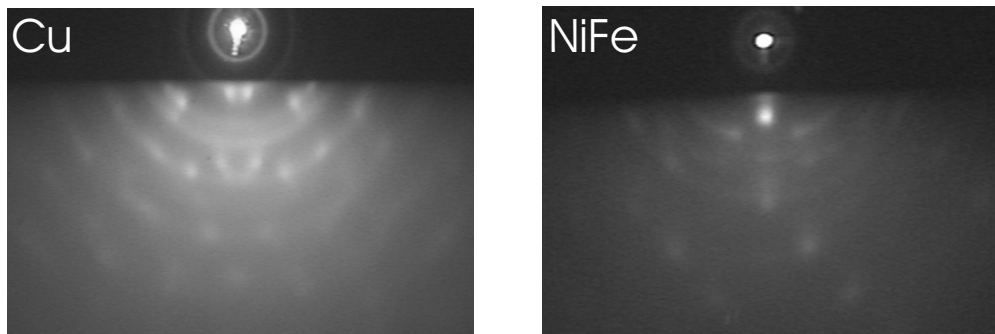


Abb. 3.3: Die Beugungsbilder der Cu – und der NiFe-Oberflächen. Beide Aufnahmen zeigen langgezogene Reflexe, die aus der anisotropen Anordnung der Kristallite in den polykristallinen Schichten resultieren.

Da NiFe eine sehr geringe intrinsische magnetische Anisotropie aufweist, bestimmen beim Wachstum der NiFe-Schicht externe Einflüsse das magnetische Verhalten. Wie die in Kap. 4.1.3 diskutierten magnetometrischen Untersuchungen zeigen, ergibt sich beim Aufwachsen von NiFe auf Cu/CoFe/GaAs(001) stets, dass durch die teilweise geordnete Struktur der polykristallinen Schicht eine uniaxiale magnetische Anisotropie induziert wird, die zu einer leichten Achse der Magnetisierung entlang der [-110]-Richtung des Substrats führt.

Da diese induzierte Anisotropie nur schwach ausgeprägt ist, wird sie durch Anlegen eines äußeren Magnetfelds entlang der [-110]-Richtung des Substrats während des Aufwachsens von NiFe verstärkt bzw. stabilisiert. Am Probenort hat das Magnetfeld eine Stärke von ca. 500 Oe.

3.2.3 Aufdampfen von Cu und NiFe

Sowohl Cu als auch NiFe können direkt in der MBE-2 aufgedampft werden. Die Anlage bietet außerdem die Möglichkeit, bei Bedarf am Probenort ein magnetisches Feld anzulegen. Nachteilig wirkt sich aus, dass Ni und Fe aus einem gemeinsamen Ofen verdampft werden müssen. Befüllt wird der Ofen mit $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Pulver, aber durch die deutlich verschiedenen Sättigungsdampfdrücke von Ni und Fe ist ein gleichmäßiges Verdampfen beider Bestandteile aus einem Ofen nicht zu gewährleisten. Die unmittelbar nach dem Befüllen der Öfen hergestellten Schichten weisen einen etwas erhöhten Ni-Anteil auf. Erst wenn sich dadurch die Fe-Konzentration im Ofentiegel erhöht, wird nach und nach der Fe-Anteil in der aufgedampften Schicht größer und übersteigt schließlich den gewünschten Prozentsatz.

Bei den in dieser Arbeit mit MBE hergestellten NiFe-Schichten wurde in regelmäßigen Abständen die Zusammensetzung mittels XFA geprüft. Die resultierenden Legierungen liegen demnach im Bereich von $\text{Ni}_{85}\text{Fe}_{15}$ bis $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ und werden im Folgenden einheitlich als NiFe bezeichnet.

Wie die MOKE-Messungen in Kapitel 4.1.3 belegen, wird dann trotz der Abweichungen in der Schichtzusammensetzung ein weitgehend getrenntes Ummagnetisieren beider magnetischer Schichten erreicht.

3.2.4 Aufsputtern von Cu und NiFe

Kurz vor Abschluss der vorliegenden Arbeit konnte eine neue UHV-Transportkammer und eine UHV-Sputteranlage genutzt werden, so dass alternativ zum Aufdampfen von Cu und NiFe diese beiden Schichten nun auch mittels *Kathodenzerstäubung* (Sputtern) aufgebracht werden können.

Sputterprinzip: Beim Beschichten durch Sputtern befinden sich Substrat und Beschichtungsmaterial (Target) in einer Vakuumkammer, die mit ca. $1 \cdot 10^{-2}$ mbar Ar-Gas gefüllt wird. Durch eine negative Spannung von 200-400 V, die am Target anliegt, bildet sich dort ein Plasma aus Ar-Kationen und Elektronen. Die Kationen werden auf das Target beschleunigt und schlagen dort Atome heraus, die in Richtung Substrat fliegen und sich auf diesem niederschlagen. Ein Permanentmagnet unter dem Target zwingt die Elektronen auf Schraubenbahnen und erhöht somit deren Ionisationswahrscheinlichkeit. Damit wird der für ein stabiles Plasma benötigte Ar-Druck herabgesetzt. Dies wird als *Magnetronsputtern* bezeichnet. Eine ausführliche Beschreibung der Kathodenzerstäubung findet man bei [Cho79].

Die UHV-Transportkammer: Eine am Institut neu aufgebaute UHV-Transportkammer wurde für die Herstellung der MTTs erstmalig eingesetzt. Die Anlage ermöglicht den Transfer von Proben zwischen unterschiedlichen UHV-Anlagen und unterschiedlichen Probenhaltern. Beim Transfer kann ein Vakuum im Druckbereich unter $5 \cdot 10^{-9}$ mbar aufrecht erhalten werden.

Die UHV-Sputteranlage: Am Lehrstuhl von *Prof. Dr. Weiss* steht seit kurzem eine neue UHV-Sputteranlage zur Verfügung, in der bis zu sieben verschiedene Targets eingesetzt werden können. Sie bietet außerdem die Möglichkeit, die Probenoberfläche zu tempern und mittels RHEED die Oberflächenstruktur zu beurteilen. Ionenätzen soll es in Zukunft ermöglichen, hier ebenso wie an den MBE-Anlagen Substrate so vorzubehandeln, dass epitaktisches Wachstum von Fe oder CoFe in vergleichbarer Qualität gelingt. Die Inbetriebnahme der Anlage und die ersten systematischen Messungen zur Wahl geeigneter Sputterparameter erfolgten im Rahmen der Diplomarbeit von *Pritzl* [Pri03]. Dort findet sich eine Beschreibung der Anlage sowie der Sputterparameter. Im Folgenden wird diese Magnetronsputteranlage als MSA-1 bezeichnet.

Der Sputterprozess: Der Restgasdruck in der Sputteranlage liegt vor dem Einlassen des Sputtergases bei ca. $5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Für den Sputterprozess wird nahe bei dem gewünschten Target (Cu oder Py) Ar eingelassen. Während des Sputterns herrscht in der Kammer ein Druckgradient, so dass beim Target genügend Ar vorhanden ist, um das Plasma stabil zu halten, während in der Umgebung des Substrats ein deutlich geringerer Ar-Druck von nur etwa $1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar herrscht. Die Gasmenge wird über einen Durchflussregler gesteuert.

Die auf das Substrat auftreffenden Partikel haben beim Sputtern eine relativ hohe kinetische Energie, da die Ar-Atome mit einer Spannung von ca. 400 eV auf das Target beschleunigt werden und dort einen großen Teil ihrer Energie an das Targetatom abgeben. Beim Verdampfen in der MBE liegt die kinetische Energie der Teilchen im Vergleich nur bei einigen meV. Da die Depositionsrate bei Sputterprozessen normalerweise wesentlich höher ist als bei einer MBE-Anlage, steht den Atomen beim Sputtern auch weniger Zeit zur Verfügung, sich in einer energetisch günstigen Kristallstruktur anzuordnen. Die meisten gesputterten Schichten wachsen deshalb nicht epitaktisch, sondern sind polykristallin oder amorph. Die höhere Depositionsrate bei Sputterprozessen hat den Vorteil, dass für Restgasatome pro aufgebrachter Atomlage auf dem Substrat weniger Zeit zur Verfügung steht, sich dort niederzuschlagen und somit die Anforderungen an das Vakuum in der Kammer geringer sein können als bei einer MBE-Anlage. Um aber homogene Schichten und eine geringe Durchmischung an den Grenzflächen zu erhalten, wird auch beim Sputtern angestrebt, die Schichten mit möglichst geringer Sputterleistung und Depositionsrate herzustellen. Dies ist in der zur Verfügung stehenden UHV-Sputteranlage möglich, da sie ein dem MBE-System vergleichbares Vakuum besitzt und mit 99.9999% reinem Ar betrieben wird.

In einer Serie von vorbereitenden Experimenten wurden Proben mit Co (2 nm) / Cu (4,2 nm) / Py (5 nm)-Spinvalves beschichtet. Dabei wurden Sputterleistungen von 10 W bis 100 W eingesetzt. Mit Hilfe elektronenmikroskopischer Querschnittsaufnahmen und magnetischer Messungen wurde dabei festgestellt, dass eine Sputterleistung von mehr als 25 W zu einer Durchmischung der sehr dünnen Einzelschichten führt, die kein getrenntes Magnetisierungsverhalten mehr zulässt (vgl. Kap. 2.1.2). Alle mit der MSA-1 hergestellten MTT-Schichten werden deshalb

mit einer Leistung von 25 W und einer daraus resultierenden Rate von 0,2-0,6 Å/s hergestellt. Der Ar-Gasfluss liegt dabei stets bei 6 sccm (Standardkubikzentimeter pro Minute).

Zwischen den einzelnen Sputterprozessen wird mit RHEED die Oberflächenstruktur der Cu- bzw. NiFe-Schicht untersucht. Dabei zeigt sich, dass beim Sputtern ebenso wie beim Aufdampfen in der MBE das für polykristalline Schichten typische Beugungsbild zu beobachten ist. Auch hier kann, wie in Kap. 3.2.2, anhand der langgezogenen Reflexe auf eine anisotrope Anordnung der Kristallite geschlossen werden. Ebenso wie beim Aufdampfen des NiFe wird diese Anisotropie beim Sputtern durch ein Magnetfeld von ca. 500 Oe am Probenort unterstützt und führt zu einer leichten Achse der Magnetisierung des NiFe entlang der [-110]-Richtung des Substrats.

Der Hauptvorteil des Sputterns beim Herstellen von MTTs besteht darin, dass die Legierungszusammensetzung des NiFe von einem Ni₈₀Fe₂₀-Target nur minimalen Abweichungen unterliegt. Dies zeigt sich deutlich im Schaltverhalten des Systems (siehe Kap. 4.1.3), bei dem so eine weit bessere Trennung der beiden magnetischen Zustände möglich ist, als dies beim Aufdampfen der Schichten der Fall war. Nachteilig wirkt sich der hohe zeitliche und apparative Aufwand aus, der notwendig ist, um den UHV-Transport zwischen Epitaxie- und Sputteranlage durchzuführen. Insbesondere durch das nach jedem Andocken der Transportkammer an eine UHV-Anlage notwendige Abpumpen der Schleusenkammer wird der gesamte Herstellungsprozess deutlich verlängert.

3.3 Der Tunnelkontakt

Um den Transport heißer Elektronen untersuchen zu können, wird zwischen einer Emittierelektrode und dem Spinvalve eine Al₂O₃-Tunnelbarriere eingesetzt (vgl. Abb. 3.1). Über die an der Barriere anliegende Spannung wird dann die Energie der injizierten Elektronen vorgegeben (vgl. Kap. 2.1.1). Die Dicke der Barriere wird dabei so gewählt, dass Spannungen von bis zu 2 Volt angelegt werden können, ohne die Barriere zu zerstören. Gleichzeitig ist ein möglichst geringer Flächenwiderstand erwünscht, um bei gegebener Spannung einen möglichst hohen Injektionsstrom und damit auch einen hohen Kollektorstrom zu erzielen.

3.3.1 Prozessentwicklung zur Al-Oxidation

Für die Realisierung der MTTs war es nötig, einen Prozess zur Herstellung von Al₂O₃-Tunnelbarrieren zu entwickeln. Als Verfahren wurde dabei das Magnetronsputtern von Al mit anschließender natürlicher Oxidation in reinem O₂ gewählt. Dieses Verfahren zeichnet sich durch einen minimalen apparativen und finanziellen Aufwand aus und erlaubt es, Tunnelbarrieren verschiedener Dicken reproduzierbar herzustellen.

Die Magnetronsputteranlage MSA-2: Sämtliche Voruntersuchungen zur Herstellung von Tunnelbarrieren wurden mit einer Magnetronsputteranlage durchgeführt. Diese Anlage wird bereits seit vielen Jahren eingesetzt und ist z.B. in der Arbeit von *Prügl* [Pru99] ausführlich beschrieben. Der Restgasdruck in der Kammer liegt im Bereich von $1 \cdot 10^{-8}$ mbar. In der Kammer stehen neben dem Al-Target noch zwei weitere Sputtertargets zur Verfügung. Eines davon ist mit Ta bestückt und wird für die Schutzabdeckung der fertigen Barriere verwendet. Das dritte Target besteht aus Py und kann für Testschichten verwendet werden. Zur Unterscheidung von der neuen UHV-Sputteranlage MSA-1 wird dieses System im Rahmen der vorliegenden Arbeit als MSA-2 bezeichnet.

Zum Herstellen von Al-Schichten und Al_2O_3 -Tunnelbarrieren wird das Substrat während des Sputterns weder beheizt noch gekühlt. Bei einem Sputtergasdruck von $8,3 \cdot 10^{-3}$ mbar 99,999%ig reinem Ar und einer Leistung von 75 W wird Al mit einer Rate von 0,7 nm/s abgeschieden. Um die natürliche Oxidation durchführen zu können, wurde die Schleusenkammer mit einem Manometer für den Druckbereich von 10 mbar bis Atmosphärendruck und einem Nadelventil zum Einlassen von reinem Sauerstoff bestückt. Die Probe wird für jeden Oxidationsprozess aus der Hauptkammer in die Schleuse geholt. Dadurch kann eine Oxidation der Sputtertargets vermieden werden. Zudem erfolgt das Belüften und Evakuieren der wesentlich kleineren Schleusenkammer erheblich schneller als bei einer Oxidation in der Hauptkammer. Dass sich der etwas schlechtere Restgasdruck von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ mbar in der Schleuse für die Oxidation in 100 mbar Sauerstoffatmosphäre nachteilig auswirkt, ist nicht zu erwarten.

Oxidationsverhalten von Al: In einer Serie von Voruntersuchungen wurde Schichtwachstum und Oxidationsverhalten von Al untersucht. Der Oxidationszustand wurde hierfür mit Hilfe von *Röntgen-Photoelektronenspektroskopie* (XPS) bestimmt. Dieses Verfahren erlaubt es, die Bindungsenergien der Elektronen zu analysieren, die zu den an der Probenoberfläche vorhandenen Atomen bzw. Molekülen gehören. In einer UHV-Anlage wird die Oberfläche mittels Ionenätzen langsam abgetragen, so dass Schritt für Schritt die gesamte Probentiefe analysiert werden kann. Einen allgemeinen Überblick über dieses Verfahren bietet [Nef88], während die verwendete Anlage in [Boe97] detailliert beschrieben ist.

Bei einer Informationstiefe von ca. 2-3 nm kann im vorliegenden Fall die gesamte Al_2O_3 -Schicht analysiert werden. Aussagekräftig ist dabei die Signalanalyse im Bereich der Bindungsenergie der 2p-Elektronen des Al (71,9 eV). Durch die Oxidation verschiebt sich die Energie zu 74,5 eV, so dass ein zweiter, leicht versetzter Signalpeak zu beobachten ist. Ein leichter Offset durch Aufladungserscheinungen beim Ionenätzen macht sich in einer Verschiebung der gesamten Kurve um etwa 1 eV bemerkbar, beeinträchtigt die hier durchgeführte Analyse jedoch nicht. Aus Abb. 3.4 wird deutlich ersichtlich, dass eine 2 nm dicke Schicht auch nach 24 Stunden natürlicher Oxidation in einer mit 100 mbar reinem Sauerstoff gefüllten Kammer nur zu etwa 60% oxidiert ist.

Wie sich zeigte, werden mittels natürlicher Oxidation nur etwa 7-10 Å des Al in

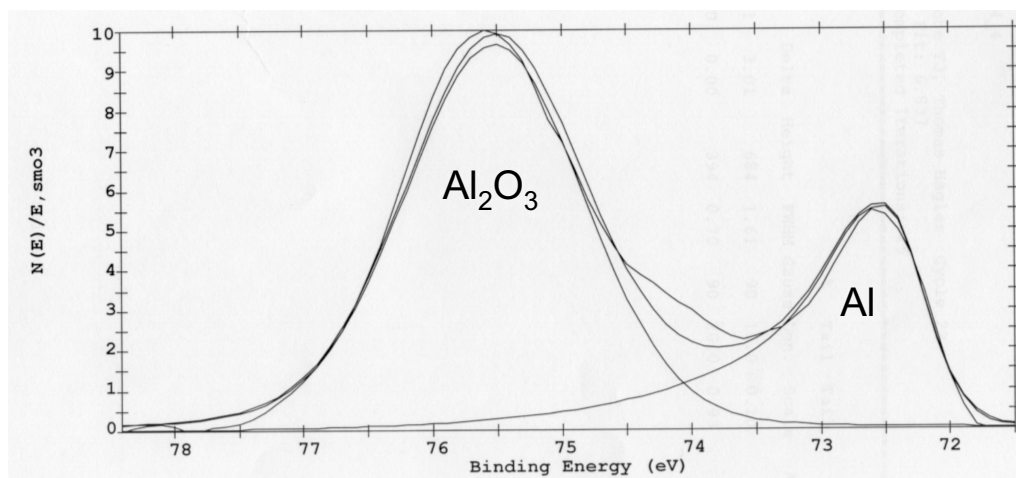


Abb. 3.4: XPS-Analyse einer unvollständig oxidierten Al-Schicht. Die Bindungsenergie der 2p-Elektronen des Aluminium vergrößert sich durch Oxidation leicht. Diese 2 nm dicke Schicht ist nach 24 Stunden in 100 mbar O_2 nur zu etwa 60% oxidiert.

kurzer Zeit vollständig oxidiert. Um eine stabile Tunnelbarriere der gewünschten Dicke zu erhalten, wird deshalb ein Repetitionsverfahren angewandt. In jedem Einzelschritt dieses Prozesses werden nur 0,6 - 0,7 nm Al aufgesputtert. Diese ultradünne Schicht wird dann in reinem Sauerstoff innerhalb von 10 - 15 min vollständig oxidiert. Um eine stabile Barriere der gewünschten Dicke zu erhalten, wird dieser Vorgang mehrmals wiederholt.

Für die in dieser Arbeit untersuchten MTTs wurden alle Tunnelbarrieren mit drei Wiederholungen des beschriebenen Prozesses hergestellt. Abb. 3.5 zeigt die Resultate einer weiteren XPS-Analyse an einem MTT mit einer solchen Tunnelbarriere.

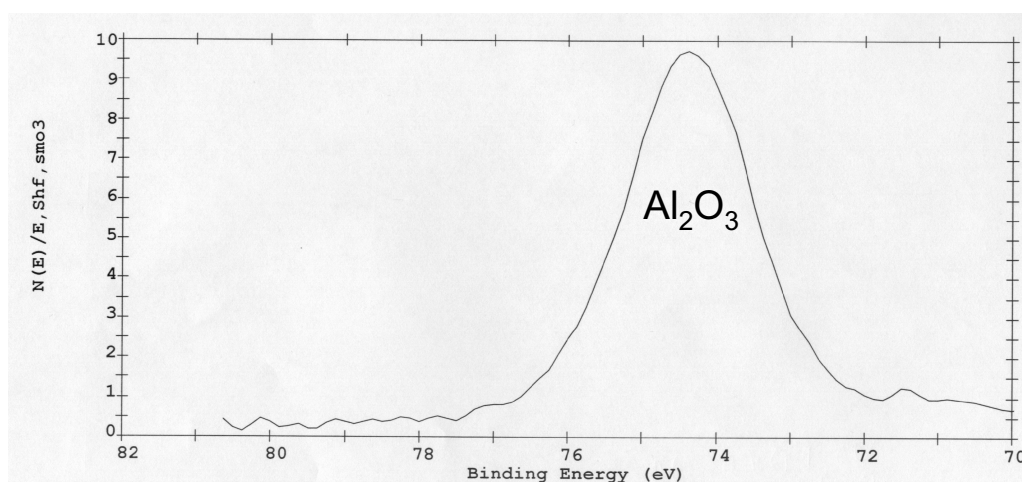


Abb. 3.5: XPS-Analyse einer vollständig oxidierten Al-Schicht. Alle 2p-Elektronen des Aluminium haben eine für das Oxid typische, erhöhte Bindungsenergie. Diese Schicht ist demnach vollständig oxidiert.

Das völlige Fehlen des zweiten Peaks belegt dabei, dass das Al vollständig in der

Form von Al_2O_3 vorliegt. Dass es sich dabei tatsächlich um eine funktionierende und vor allem stabile Tunnelbarriere handelt, kann nach dem Strukturieren und Kontaktieren mittels elektrischer Messungen nachgewiesen werden. Je nach Einzelschrittdicke ergibt sich dann eine effektive Barrierendicke von 1,3 nm bis 1,6 nm. Auf die Bestimmung und Deutung dieser effektiven Dicke wird in Kapitel 4.2.1 genauer eingegangen.

Nicht auszuschließen ist bei diesem Herstellungsverfahren, dass die NiFe-Schicht unter dem Al ebenfalls etwas oxidiert wird. Für den spinpolarisierten Ladungstransport über eine Tunnelbarriere wäre dies ein großes Problem, da das oxidierte NiFe die Spinpolarisation drastisch reduzieren würde. Beim MTT ist dies jedoch anders, da der Tunnelkontakt nur zum Injizieren heißer Elektronen eingesetzt wird, die ohnehin nicht spinpolarisiert sind.

3.3.2 Herstellung der Tunnelbarriere

Nach der Beschichtung mit dem CoFe/Cu/NiFe-Spinvalve werden alle Proben mit einer gesputterten und natürlich oxidierten Al_2O_3 -Tunnelbarriere versehen. Dabei wird das oben beschriebene Verfahren eingesetzt. Unterschiedliche Dicken der Tunnelbarrieren bei verschiedenen Proben werden dadurch erzielt, dass in jedem der drei Einzelschritte die Dicke der abgeschiedenen Al-Schicht durch Variation der Sputterzeit verändert wird. Für den Einsatz im MTT haben sich Barrieren als günstig erwiesen, die effektive Schichtdicken von 1,3 nm bis 1,6 nm besitzen (vgl. Kap. 4.2.1).

Variante 1: MSA-MTTs: Als MSA-MTTs werden in der vorliegenden Arbeit jene Proben bezeichnet, die eine in der MBE-1 hergestellte CoFe-Schicht sowie in der MSA-1 aufgebrachte Cu- und NiFe-Schichten besitzen. Diese Proben befinden sich nach der Fertigstellung des Spinvalves bereits in der MSA-1, so dass die Herstellung der Tunnelbarriere ohne weiteren Transfer ebenfalls in dieser Anlage durchgeführt wird. Dazu wurde das in der MSA-2 erprobte Verfahren zur natürlichen Oxidation auf die MSA-1 übertragen. Nach dem Einbau eines Ventils, über das auch hier reiner Sauerstoff in die Schleusenkammer eingelassen werden kann, und der Bestimmung der genauen Depositionsrates für Al kann das Verfahren in beiden Anlagen mit gleichwertigen Resultaten eingesetzt werden.

Variante 2: MBE-MTTs: Als MBE-MTTs werden in der vorliegenden Arbeit jene Proben bezeichnet, die ein in der MBE-2 hergestelltes CoFe/Cu/NiFe-Spinvalve besitzen. Da die UHV-Transportkammer jedoch nicht an der MBE-2 angeschlossen werden kann, muss hier ein kurzzeitiger Vakuumbruch in Kauf genommen werden, um die Probe in eine der beiden Sputteranlagen zu transferieren. Dass dieser Vakuumbruch die Funktionalität des MTTs nicht zerstört, kann vermutet werden, da die nachfolgende Schicht ohnehin oxidiert werden soll und Al ein wesentlich stärkeres Reduktionsmittel ist als NiFe. Bewiesen wird es aber erst durch die Messungen des spinabhängigen Stroms in Kapitel 5.2.1.

3.3.3 Emitterelektrode und Abdeckung

In einem letzten Beschichtungsschritt wird die Tunnelbarriere mit einer schützenden Metallschicht abgedeckt. Diese Schicht soll einerseits die Tunnelbarriere bei den nachfolgenden Prozessschritten vor Schäden (z.B. durch NaOH-haltige Entwickler) schützen und sich andererseits als Kontaktmaterial für die elektrische Injektion von Elektronen eignen. Um die Mikrostrukturierung nicht unnötig zu erschweren, wurde ein Material gewählt, bei dem sich beide Anforderungen bereits mit geringen Schichtdicken erfüllen lassen. Das Material muss passivierend wirken, so dass ähnlich wie bei Al nur die obersten Atomlagen oxidieren und zugleich auf Al_2O_3 gut bedeckend aufwachsen und gut haften. In Frage kommen hierfür die Metalle Nb, Cr oder Ta. Al würde sich ebenfalls sehr gut eignen, doch ist Al nicht resistent gegenüber der für die Strukturierung verwendeten Entwicklerlösung. Sowohl Ta als auch Nb wurden erfolgreich für die Herstellung der MTTs eingesetzt. In beiden Fällen haben sich Schichtdicken von ca. 7 nm als ausreichend erwiesen. Nb kann in der MSA-1 aufgebracht werden, während in der MSA-2 Ta zur Verfügung steht. Bei beiden Materialien stoppt die natürliche Oberflächenoxidation nach ca. 2-3 nm. Wie in Kapitel 3.4.4 beschrieben, wird der oxidierte Teil der Abdeckung vor der Kontaktierung wieder entfernt.

Mit der Abdeckung der Tunnelbarriere ist die Schichtherstellung für beide Varianten des MTTs abgeschlossen. Für die nachfolgenden Untersuchungen werden die vollständigen MTT-Schichtsysteme mit einem Diamantritzer jeweils in vier Teilproben von ca. 4 mm Kantenlänge zerteilt. Die Teilproben werden mit den Kennbuchstaben a - d bezeichnet und die [110]-Richtung wird auf jeder Probenrückseite markiert. Eventuell inhomogen beschichtete Probenränder und vom Probenhalter verursachte Schatten werden dabei entfernt. An jeder einzelnen dieser vier Teilproben können dann verschiedene magnetische, mikroskopische oder elektrische Messungen durchgeführt werden.

3.4 Mikrostrukturierung magnetischer Tunneltransistoren

Das ausgedehnte Schichtsystem erlaubt zwar bereits einige Voruntersuchungen, um aber aussagekräftige Transportmessungen durchzuführen, sind elektrische Kontakte und klar definierte Kontaktflächen notwendig. Zudem empfiehlt es sich, pro Schichtsystem eine größere Zahl voneinander isolierter Elemente zu produzieren, um durch direkten Vergleich der Messdaten herstellungsbedingte Unregelmäßigkeiten feststellen zu können. Aus diesen Gründen werden von jedem Schichtsystem mindestens zwei Teilproben mittels optischer Lithographie strukturiert und schließlich in einem geeigneten Probenträger kontaktiert.

3.4.1 Belacken, Belichten und Entwickeln

Die gesamte Strukturierung der Probe erfolgt im Reinraum am Lehrstuhl von Prof. Dr. Weiss. Das Belacken, Belichten und Entwickeln der Proben findet unter Gelblicht statt, da der kurzwellige Anteil der Raumbeleuchtung bzw. des Tageslichts den verwendeten Photolack vorbelichten würde. Dabei wird die Probe, d.h. das GaAs/CoFe/Cu/NiFe/Al₂O₃/Ta-Schichtsystem, zunächst in einem Ultraschallbad mit Aceton und mit Isopropanol gereinigt und mit N₂-Gas getrocknet. In einer Lackschleuder wird Photolack aufgebracht (Lackdicke ca. 1 µm). Nach dem Trocknen des Lacks kann die Belichtung erfolgen. Hierfür kommt ein Mask-Aligner zum Einsatz, bei dem unter einem optischen Mikroskop eine Quarzglasmaske mit einer Genauigkeit von weniger als einem Mikrometer positioniert werden kann. Die Maske ist mit Strukturen aus einer lichtundurchlässigen Chromschicht bedeckt, so dass beim anschließenden Belichten mit UV-Licht nur die Teile des Lacks getroffen werden, die beim Entwickeln entfernt werden sollen. Der belichtete Teil des Lacks wird schließlich in einem Entwicklerbad abgelöst.

3.4.2 Ablaufplan und Lithographiemasken

Bevor in den nächsten Abschnitten die Ätz- und Depositionsprozesse genauer erläutert werden, soll zunächst der geplante Strukturierungsablauf vorgestellt werden. Wie aus der Schemazeichnung in Abb. 3.6 ersichtlich, sind vier Lithographieschritte notwendig, um die MTTs zu strukturieren.

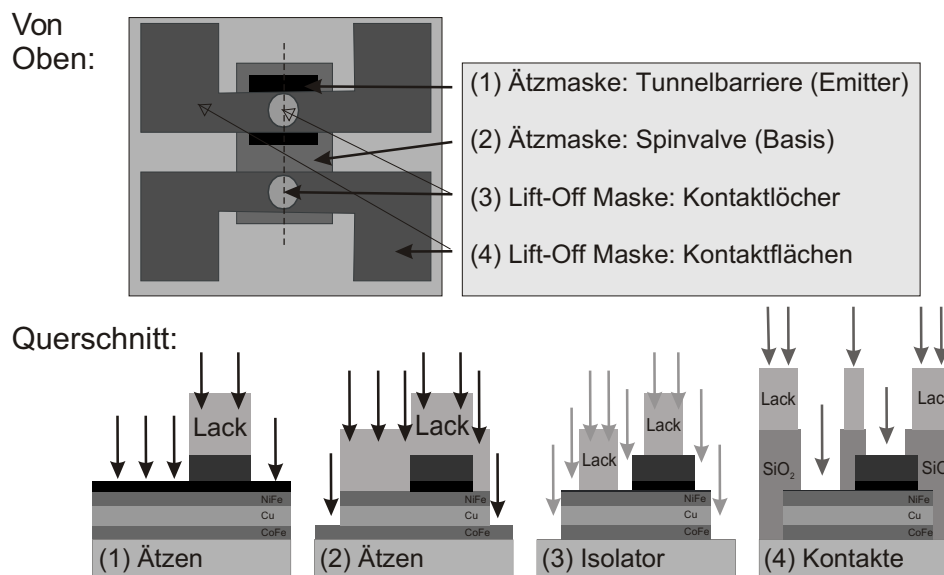


Abb. 3.6: Schemazeichnung der geplanten Mikrostruktur. In der Draufsicht sind die vier Einzelmasken gezeigt. Im Querschnitt ist der Ablauf der vier aufeinander folgenden Lithographieschritte veranschaulicht.

Die Schemazeichnung zeigt die vier Masken bzw. die vier Lithographieschritte am

Beispiel eines einzelnen MTT-Elements. Das gezeigte Element besitzt eine Gesamtgröße von $800\text{ }\mu\text{m} \times 800\text{ }\mu\text{m}$, so dass auf einer Teilprobe mit 4 mm Kantenlänge ein Feld mit 4×4 Einzelementen Platz findet. Zur Strukturierung wird dabei für jeden der vier Prozessschritte eine Chrommaske verwendet, die dem entsprechend 16 Quadrate für die Tunnelbarrieren, 16 Rechtecke für die Spinvalve-Basis, 16 mal zwei Kontaktlöcher bzw. 16 mal zwei Kontaktflächen aufweist. Dadurch können später an einer Teilprobe bis zu 16 Elemente untersucht werden. Dies bietet zwei wichtige Vorteile. Zum einen ist es wichtig, mehrere Elemente gleicher Größe zu haben, da die Gefahr groß ist, dass beim Strukturieren einige Elemente beschädigt werden. Zum anderen können an ein und der selben Teilprobe unterschiedlich große Tunnelbarrieren untersucht werden, indem eine Maske verwendet wird, bei der die Quadrate für den ersten Strukturierungsschritt unterschiedliche Größen haben. In der vorliegenden Arbeit haben je 4 Quadrate die Kantenlängen $100\text{ }\mu\text{m}$, $50\text{ }\mu\text{m}$, $20\text{ }\mu\text{m}$ und $10\text{ }\mu\text{m}$. Im Folgenden werden die vier abgebildeten Prozessschritte kurz erläutert, bevor in den nachfolgenden Abschnitten näher auf die Durchführung der Ätz- und Beschichtungsprozesse an einem konkreten Beispiel eingegangen wird.

(1) Tunnelbarriere: Im ersten Prozessschritt werden die Flächen der Tunnelbarrieren definiert. Die Chrommaske schützt die 16 Quadrate beim Belichten, so dass diese nach dem Entwickeln mit Schutzlack bedeckt sind. Auf dem gesamten Rest der Probe wird die Abdeckung sowie die Tunnelbarriere entfernt, wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben.

(2) Spinvalve Basis: Die 16 Rechtecke zur Definition der Spinvalve-Schicht werden mit Hilfe von Justierkreuzen passgenau über den bereits festgelegten Tunnelkontakten positioniert. Alle in dieser Arbeit hergestellten Elemente haben Basisflächen der Größe $200\text{ }\mu\text{m} \times 400\text{ }\mu\text{m}$. Bei diesem zweiten Ätzschritt werden mit Ausnahme dieser geschützten Rechtecke alle auf dem Substrat befindlichen Schichten entfernt.

(3) Kontaktlöcher: Im dritten Schritt wird die gesamte Probe mit einer schützenden Isolationsschicht aus SiO_2 überzogen. Dabei wird auf jedem der 16 Tunnelkontakte und auf jedem zugehörigen Basiskontakt ein Kontaktloch frei gehalten. Dies wird durch einen so genannten Lift-Off-Prozess realisiert. Dabei wird wiederum mit Hilfe einer Chrommaske alles außer den Flächen für die Kontaktlöcher belichtet. Beim Entwickeln bleibt dann der Lack in den Kontaktlöchern stehen. Erst nach der Deposition des Isolators wird mit Aceton und Ultraschallbad der Lack entfernt. Dadurch löst sich der Teil des Isolators, der auf dem Lack abgeschieden wurde, ebenfalls, so dass schließlich die Löcher frei gelegt werden.

(4) Kontaktflächen: Im letzten Schritt werden dann die Kontaktlöcher mit Metall gefüllt und mit ca. $200\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$ großen Kontaktpads aus Au verbunden. Analog zum vorherigen Schritt wird auch hier ein Lift-Off-Prozess durchgeführt.

Die mit einem optischen Mikroskop mit Gelbfilter und Digitalkamera erstellten Fotos in Abb. 3.7 veranschaulichen die vier beschriebenen Arbeitsschritte. Gezeigt ist jeweils ein Ausschnitt einer Teilprobe, die für den bevorstehenden Arbeitsschritt fertig belackt, belichtet und entwickelt ist.

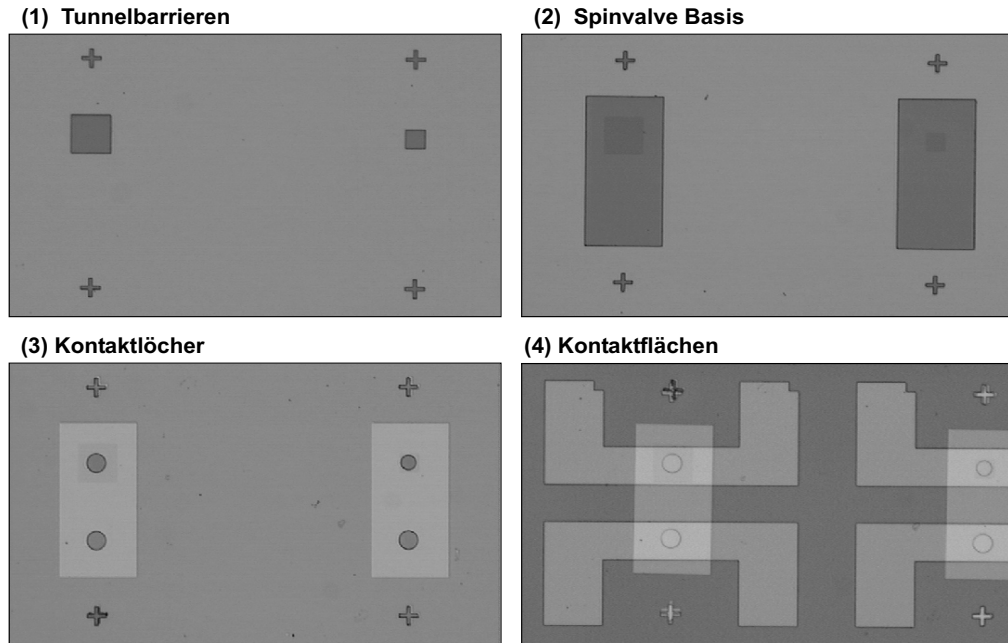


Abb. 3.7: Mikroskopbilder der vier Strukturierungsschritte bei der Herstellung der MTTs. Die Bilder zeigen jeweils die für den genannten Prozessschritt vorbereiteten, also belackten, belichteten und entwickelten Proben.

3.4.3 Die Ätzprozesse

Die größte Herausforderung beim Strukturieren der Elemente stellt zweifellos der Basiskontakt zum Spinvalve dar. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, muss die Spinvalve-Schicht sehr dünn sein (ca. 10 nm), so dass eine große Transferrate für heiße Elektronen zu erreichen ist. Zugleich muss es gelingen, durch einen geeigneten Ätzprozess eine Öffnung zum Spinvalve zu schaffen, über die dieser elektrisch kontaktiert werden kann. Der Ätzprozess muss genau dann gestoppt werden, wenn die Tunnelbarriere durchbrochen, das Spinvalve aber noch unbeschädigt ist. Andernfalls werden die Metallschichten zerstört oder so weit abgetragen, dass ihr Leitungswiderstand das Systemverhalten wesentlich beeinflusst.

Die Ionenstrahlätzanlage mit SIMS: Im Reinraum steht eine *Ionenstrahlätzanlage* (IBE) zur Verfügung, mit der durch den Beschuss mit beschleunigten Ar-Ionen die Probenoberfläche abgetragen werden kann. Dieser rein physikalische Ätzprozess ist auf Grund des gerichteten Ionenstrahls (Strahldurchmesser 3 cm) anisotrop und eignet sich gut, definierte Flächen zu ätzen. Seine Selektivität bezüglich

des zu ätzenden Materials ist gering, so dass fast jede beliebige Schichtfolge damit abgetragen werden kann.

Da im vorliegenden Fall der Ätzprozess sehr präzise dann gestoppt werden muss, wenn die Tunnelbarriere entfernt ist, wird ein *Sekundärionen-Massenspektrometer* (SIMS) eingesetzt, mit dem sich während des Ar-Bombardements die frei werdenden Ionen analysieren lassen. Dadurch ist es möglich, genau zu kontrollieren, wann ein bestimmtes Material (z.B. Al, Co oder Ga) abgetragen wird, um den Prozess im richtigen Moment zu stoppen.

Strukturieren der Tunnelflächen: Abb. 3.8 zeigt, wie sich beim Ätzen der Proben das Signal für Al-Ionen (Masse 27u) im Laufe der Zeit ändert.

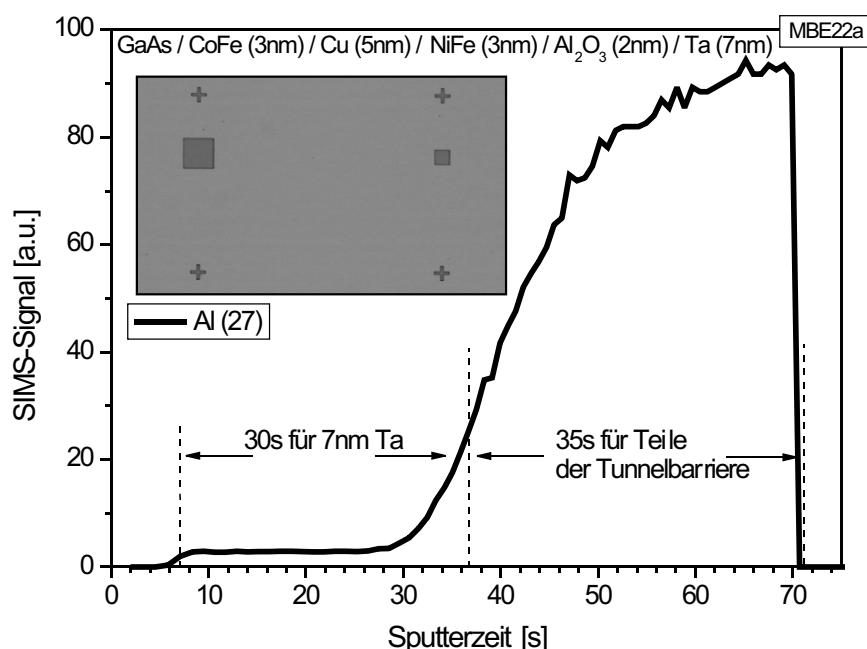


Abb. 3.8: Beobachtung des IBE-Prozesses mit SIMS. Aufgezeichnet ist das Signal für Al-Ionen (27u) beim Ätzen einer Al₂O₃-Tunnelbarriere mit Ta-Abdeckung.

In den ersten Sekunden wird die Schutzabdeckung aus Ta abgetragen. In dieser Zeit werden nur minimale Spuren von Al bzw. Störsignale detektiert. Sobald die Abdeckung in den ersten Teilbereichen vollständig entfernt ist, steigt das Al-Signal rapide an. Es dauert ca. 30 s, bis das Signal seinen Maximalwert erreicht. Jetzt wird auf der gesamten Schicht, mit Ausnahme der Bereiche, die durch Lack geschützt sind, Al₂O₃ abgetragen. Der Ätzprozess wird gestoppt, noch bevor das Oxid vollständig entfernt ist, um Schäden an dem darunter liegenden Spinvalve zu vermeiden. Dass durch Unterbrechen des Ionenstrahls der Ätzprozess unmittelbar gestoppt wird, ist am abrupten Abfall des Signals zu erkennen. Das verbliebene Al₂O₃ wird später bei der Vorbehandlung zum Aufbringen der Kontaktpads entfernt (vgl. Kap. 3.4.4).

Strukturieren der Grundflächen: Weniger kritisch ist die Ätzdauer beim zweiten Ätzschritt, bei dem die Einzelemente durch Abtragen der Zwischenbereiche bis hinab zum Substrat von einander getrennt werden sollen. Im Prinzip würde es hier genügen, die Ätzzeit relativ großzügig zu wählen und nur mit der Stoppuhr den Prozess zu kontrollieren. Der Einsatz des SIMS empfiehlt sich dennoch, wie an Hand von Abb. 3.9 erläutert wird.

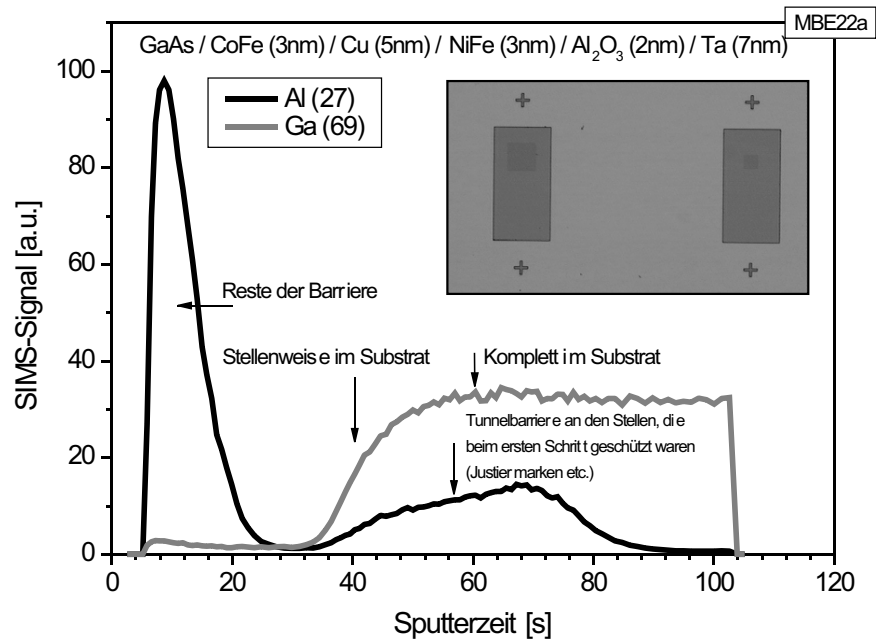


Abb. 3.9: Beobachtung des IBE-Prozesses mit SIMS. Aufgezeichnet ist das Signal für Al-Ionen (27u) und für Ga-Ionen (69u) beim Ätzen eines CoFe / Cu / NiFe - Spinvalve.

In diesem Fall wird neben dem Al-Signal auch das Ga-Signal (Masse 69u) beobachtet. Die erste wichtige Information beim Beginn des Ätzens ist die Aussage, dass durchaus noch Reste des Al_2O_3 vorhanden sind, diese aber sehr schnell weggeätzt sind. Damit lässt sich bestätigen, dass im ersten Schritt nicht zu weit geätzt wurde. Der relativ schmale Bereich zwischen dem vollständigen Abklingen des Al-Signals und dem beginnenden Ansteigen des Ga-Signals verdeutlicht die Inhomogenität des Ätzprozesses. Während in Teilbereichen der Probe noch Al abzutragen ist, wird in anderen Bereichen bereits das Metall des Spinvalves geätzt. Schon kurz nachdem die letzten Reste Barriere verschwunden sind, gibt es Stellen auf der Probe, an denen der Ätzstrahl das Substrat erreicht. Sobald das Ga-Signal nicht mehr weiter ansteigt, kann der Prozess gestoppt werden. Überall im relevanten Bereich ist nun das Metall vollständig entfernt.

Lässt man den Prozess noch etwas weiter laufen, zeigt sich schon bald ein erneuter Anstieg des Al-Signals. Die Erklärung dafür ist einfach: Da die Probe stets etwas größer gewählt wird als die Lithographiemaske, gibt es Ränder, die mit Lack geschützt sind. Jene Bereiche, die beim ersten Ätzen geschützt waren, dies beim zweiten jedoch nicht mehr sind, werden jetzt abgetragen. Nach knapp 40 s ist dort

die Ta-Abdeckung durchdrungen und die Al-Ionen aus diesen Randbereichen werden vom SIMS detektiert.

3.4.4 Die Beschichtungsprozesse

Die verbliebenen zwei Arbeitsschritte stellen Beschichtungsprozesse dar. Der Lack dient hier dazu, nach dem Beschichten in bestimmten Teilbereichen durch einen Ablöseprozess (Lift-Off) die Beschichtung wieder zu entfernen. Damit die geplanten Kontaktflächen nicht zu Kurzschlüssen zwischen Emitter- und Basiskontakt führen, muss zunächst eine Isolatorschicht mit definierten Kontaktlöchern aufgebracht werden. Dies geschieht in einer PECVD-Anlage. In einer Anlage zum thermischen Verdampfen können dann die Au-Kontakte aufgebracht werden.

SiO₂-Abscheidung mit PECVD: Das schnelle und unkomplizierte Aufbringen eines Isolators auf mehrere Proben wird durch *plasmaunterstützte chemische Dampfabscheidung* (PECVD) ermöglicht. Im Reinraum steht hierfür eine PECVD-Anlage zur Verfügung. Die chemische Abscheidung von SiO₂ bei einer Proben temperatur von 100 °C wurde von *Lehner* erprobt [Leh04]. Demnach genügen Schichtdicken von 80 nm, um eine zuverlässige und für die MTT-Strukturierung mehr als ausreichende Isolation zu erreichen. Alle für die vorliegende Arbeit strukturierten Proben wurden deshalb mit 80 nm SiO₂ beschichtet.

Thermisches Verdampfen von Chrom und Gold: Die Kontaktflächen werden bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar aufgedampft. Um zu vermeiden, dass natürliches Oxid bzw. Reste der Tunnelbarriere in den Kontaktlöchern zu einem schlechten Kontakt führt und um zugleich die Haftung der aufzubringenden Schicht zu verbessern, wird in der Anlage unmittelbar vor dem Aufdampfen mittels Ionenstrahlätzen die Oberfläche mit sehr geringer Ätzrate um 1-2 nm abgetragen bzw. aufgeraut. Da der Ätzprozess in dieser Anlage sehr langsam vor sich geht und nur sehr wenig Material abgetragen werden soll, besteht hier, anders als beim Abtragen von Abdeckung und Tunnelbarriere keine Gefahr, die 10 nm dicke Spinvalve-Schicht zu weit abzutragen. Unmittelbar nach diesem Aufrauen der Oberfläche wird zuerst eine dünne Cr-Schicht (ca. 20 nm) und darauf eine dicke Au-Schicht (ca. 250 nm) aufgedampft. Das Cr dient dabei als Haftvermittler zwischen der Probenoberfläche (vor allem SiO₂) und Au.

3.4.5 Bonden und Kontaktieren

Nach dem letzten Lift-Off-Prozess ist die Strukturierung der MTT-Elemente abgeschlossen. Jede so behandelte Probe verfügt nun über 16 isolierte Einzelelemente mit insgesamt 4 unterschiedlichen Emitterflächen, die untersucht werden können. Für elektrische Messungen werden diese Proben mit Leitsilber in einen geeigneten Probenträger eingeklebt. Abbildung 3.10 zeigt einen solchen Träger.

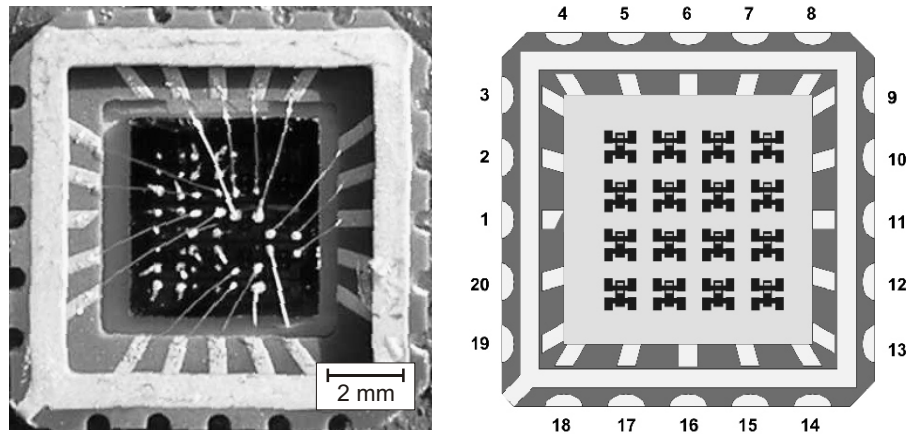


Abb. 3.10: Das linke Bild zeigt einen Probenträger mit eingeklebter und gebondeter Probe. Im rechten Bild ist die gleiche Probe schematisch dargestellt.

Unterschiedliche Messanordnungen verfügen über Sockel, in die dieser Träger einfach eingesetzt werden kann. Die 20 Kontaktflächen am Rand des Trägers können dann genutzt werden, um unterschiedliche Kontaktpads der Probe anzuschließen. Einer der Kontakte (Pin 12) ist fest mit dem vergoldeten Boden des Trägers verbunden, auf dem die Probe klebt. Über diesen Kontakt kann die Rückseite der MTTs (Kollektor) angeschlossen werden. Um bis zu vier Elemente der Probe für 4-Punkt-Messungen zu kontaktieren, wird ein Ultraschall-Bonder benutzt. Damit werden Golddrähte vom Trägerkontakt zu einer Kontaktfläche auf der Probe gespannt und durch Ultraschallschweißen fixiert. Bei der in Abb. 3.10 gezeigten Probe sind bereits mehrere Elemente auf diese Art kontaktiert. Um die Gefahr des Abreissens der Bonddrähte vom Kontaktpad, z.B. beim Abkühlen im He-Kryostat, zu verringern, wird jeder Schweißkontakt auf der Probe mit einem winzigen Tropfen Leitsilber nachbehandelt.

Es hat sich bewährt, die 20 Trägerkontakte während dieser Arbeitsschritte miteinander kurz zu schließen, um statische Aufladungen zu vermeiden. Dieser Kurzschluss erfolgt zweckmäßig über Bonddrähte zwischen den Kontakten auf dem Probenträger, die nach Abschluss der Kontaktierung wieder entfernt werden.

4 Charakterisierung des magnetischen Tunneltransistors

Die mikroskopische und magnetische Charakterisierung des Schichtsystems und die systematische Untersuchung des elektrischen Ladungstransports durch verschiedene Teile des Systems bilden einen experimentellen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit.

Im Folgenden sind zunächst elektronenmikroskopische, elementspezifische und magnetometrische Analysen dargestellt, die Aufschluss über die wichtigsten Schichteigenschaften geben.

Im zweiten Abschnitt werden die elektrischen Voruntersuchungen vorgestellt, mit denen einige grundlegende Transportparameter untersucht werden können. Die elektrischen Eigenschaften von Tunnelbarriere, Spinvalve und Schottkybarriere werden dabei separat analysiert.

4.1 Mikroskopische und magnetische Charakterisierung

Vor allem während der Entwicklung geeigneter Herstellungsverfahren oder bei Modifikationen am Schichtsystem sind mikroskopische und magnetische Untersuchungen des ausgedehnten Schichtsystems hilfreich. So können ohne aufwändige Mikrostrukturierung bereits wesentliche Informationen über die Probe gewonnen werden. Da jedes in dieser Arbeit hergestellte Schichtsystem in vier Teilproben aufgespalten wird, können bei Bedarf stets einzelne Teilproben verwendet werden, um Querschnittsaufnahmen oder elementspezifische Analysen durchzuführen.

4.1.1 Elektronenmikroskopische Querschnittsaufnahmen

Mit der *Transmissionselektronenmikroskopie* (TEM) ist es möglich, einen unmittelbaren Eindruck von den mittleren Schichtauigkeiten des MTT-Systems zu gewinnen und zu beurteilen, ob eine geschlossene Al_2O_3 -Tunnelbarriere vorliegt. Zur Aufnahme von Querschnittsbildern mittels TEM wird ein Probenbruchstück so präpariert, dass ein abgedünnter Teilbereich der Probe vom Elektronenstrahl durchstrahlt werden kann. Die Kontrastunterschiede, die durch die unterschiedlich starke Absorption bzw. Beugung des Strahls in unterschiedlichen Materialien zustande kommen, ergeben schließlich ein Bild mit extrem hoher Auflösung (bis zu 550000-fache Vergrößerung). Einen ausführlichen Überblick und weiterführende

Informationen über dieses Standardverfahren zur Präparation und Aufnahme von Querschnittsbildern findet man bei [Rei97].

Während der Entwicklungsphase der MTT-Systeme haben regelmäßig angefertigte TEM-Bilder immer wieder hilfreiche Informationen geliefert. So hat sich z. B. gezeigt, dass Au als Abdeckung auf den Al_2O_3 -Schichten der Proben in der Sputteranlage wegen seiner großen spezifischen Oberflächenenergie nicht geeignet ist. Es zieht sich zu Tropfen zusammen und bildet keine dünne, glatte und geschlossene Schicht, wie sie für die weiteren Prozesse erforderlich wäre. Ebenfalls hilfreich waren TEM-Bilder für die präzise Bestimmung der Sputterrate von Al in den Magnetronsputteranlagen.

In Abb. 4.1 ist die Querschnittsaufnahme eines MTT-Schichtsystems zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Al_2O_3 -Schicht geschlossen ist, jedoch eine sehr raue Grenzfläche zum Ta mit Dickenfluktuationen von 1-2 nm aufweist. Da der Widerstand einer Isolatorbarriere exponentiell von deren Dicke abhängt, ist zu erwarten, dass der überwiegende Anteil des Tunnelstroms durch die Teilbereiche des Schichtsystems fließen wird, die die geringste Dicke aufweisen (vgl. Kap. 4.2.1). Die einzelnen Schichten des ultradünnen Spinvalves lassen sich mit diesem Verfahren nicht klar unterscheiden, da die Kontrastunterschiede zwischen den Metallen Fe, Co, Cu und Ni nicht besonders stark sind. Gut zu erkennen ist jedoch die sehr glatte Grenzfläche zwischen Substrat und Spinvalve.

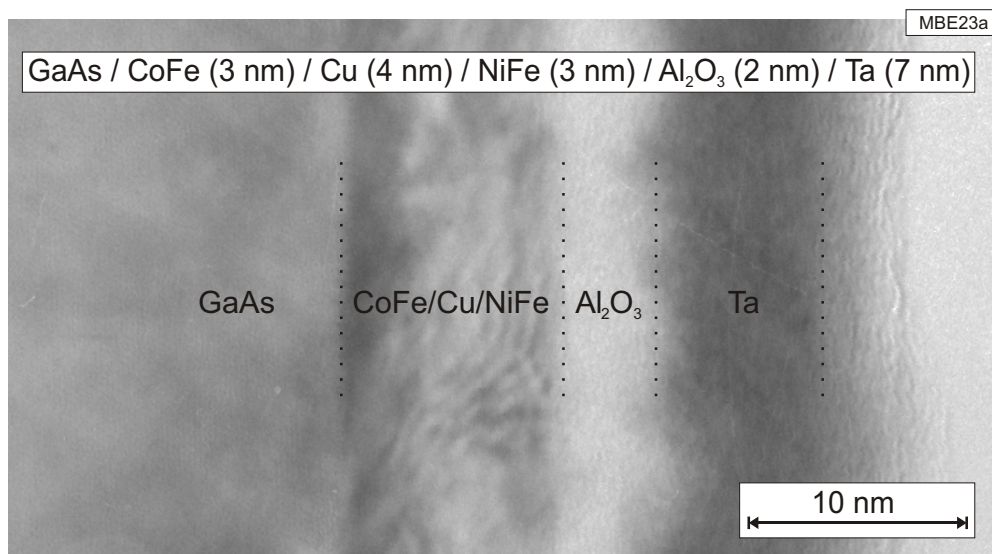


Abb. 4.1: TEM-Aufnahme eines vollständigen MTT-Schichtsystems. Die glatte Grenzfläche zwischen Substrat und Spinvalve sowie die raue Oberfläche der Tunnelbarriere sind zu erkennen.

4.1.2 Elementspezifische Tiefenprofilanalyse

Als Methode zur elementspezifischen Schichtanalyse wurde bereits in Kapitel 3.3.1 die Röntgen-Photoelektronenspektroskopie vorgestellt. Dort war zunächst nur der Oxidationszustand des Al von Interesse. Aus den gleichen Messungen lässt sich jedoch auch analysieren, mit welchen prozentualen Anteilen die unterschiedlichen Atomsorten in verschiedenen Tiefen eines MTT-Schichtsystems vorkommen. Dies ist in Abb. 4.2 gezeigt. Die Auftragung der relativen Atomhäufigkeiten gegen die Sputterzeit ergibt ein qualitatives Bild der Schichtübergänge. Das gemessene Signal stellt dabei jeweils einen Mittelwert über die typische Eindringtiefe von etwa 2 nm bei der Oberflächenanalyse dar.

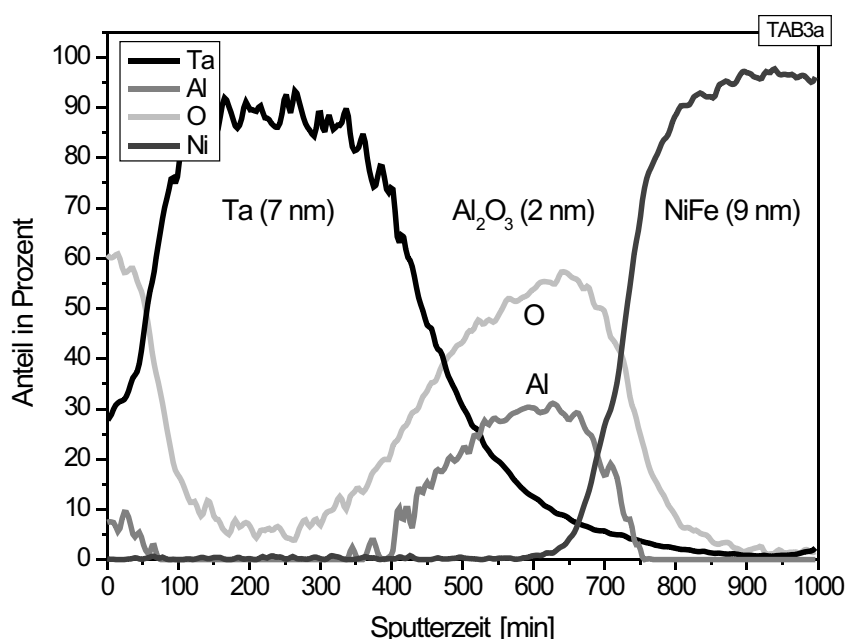


Abb. 4.2: Die elementspezifische XPS-Analyse des vollständigen MTT-Schichtsystems gibt Aufschluss über Oxidationszustände und Grenzflächen des Systems.

Zu Beginn der Messung wird somit die Probenoberfläche analysiert. Wie zu erwarten befindet sich dort oxidiertes Ta. Nach kurzer Zeit geht der Sauerstoffanteil deutlich zurück und es ist gut zu erkennen, dass das Ta nicht durchoxidiert ist. Der relativ langsame Abfall des Ta-Signals beim Übergang zum Al_2O_3 bestätigt die Beobachtung aus dem TEM-Bild: Diese Grenzfläche ist relativ rau. Der Übergang zwischen Al_2O_3 und NiFe ist deutlich schärfer. Trotz des Vakuumbruchs beim Herstellen der Schichten zwischen dem Aufdampfen von NiFe und der Abscheidung von Al (vgl. Kap. 3.2) ist das NiFe folglich nicht stark oxidiert.

4.1.3 Magnetisches Schaltverhalten

Eine der wichtigsten Anforderungen bei der Herstellung des Spinvalves besteht darin, einen parallelen und einen antiparallelen Magnetisierungszustand der beiden fer-

romagnetischen Schichten durch ein äußeres Magnetfeld einstellen zu können. Ob dies der Fall ist, wird nach der Herstellung eines Schichtsystems mit einem MOKE-Magnetometer überprüft.

Magnetooptischer Kerreffekt (MOKE): Die für diese Messungen verwendete MOKE-Apparatur nutzt den longitudinalen magnetooptischen Kerreffekt. Dabei wird linear polarisiertes Licht unter einem festen Winkel auf die Probenoberfläche eingestrahlt. Die Kerr-Rotation des reflektierten, elliptisch polarisierten Lichts wird mit Hilfe eines Polarisations-Strahlteilers und zweier Photodioden gemessen und ermöglicht eine qualitative Aussage über den Magnetisierungszustand des Systems. Eine kurze Beschreibung des Effekts und der verwendeten Apparatur findet sich in [Bro00]. Ausführlicher beschrieben ist der Kerreffekt in [Ben01].

Das MOKE-Signal stellt ein qualitatives Maß für die mittlere Magnetisierungskomponente des Gesamtsystems entlang einer bestimmten Probenrichtung dar. Um eine Einzelmessung auswerten zu können, ist eine Reihe von Zusatzinformationen über das Verhalten der Schichten vorab nötig. Informationen über absolute magnetische Momente können zu diesem Zweck z.B. mit einem SQUID-Magnetometer gewonnen werden.

Um das Verhalten der beiden magnetischen Schichten in ihrem Zusammenspiel zu verstehen, werden zur Vorbereitung der Messungen am Spinvalve zunächst Teilproben hergestellt, bei denen jeweils eine der beiden magnetischen Schichten weggelassen wird. Über das qualitative Verhalten der verbleibenden Schicht geben dann winkelabhängige MOKE-Messungen Auskunft. Ist dieses Vorwissen einmal gewonnen, sind MOKE-Messungen überaus hilfreich bei der Entwicklung des Spinvalves, da so auf einfache und schnelle Art eine qualitative Einschätzung des Verhaltens erfolgen kann.

Magnetisches Verhalten der MBE-MTTs: Um zunächst das magnetische Verhalten der beiden ferromagnetischen Schichten getrennt zu untersuchen, wurden Teilsysteme mit der Schichtfolge GaAs/CoFe/Cu/Au und GaAs/Cu/NiFe/Au mit unterschiedlichen Schichtdicken und Parametern hergestellt. In Abb. 4.3 sind die charakteristischen Ergebnisse der MOKE-Messungen an einer CoFe- sowie einer NiFe-Schicht dargestellt.

Abb. 4.3(1) zeigt deutlich das für epitaktische CoFe-Schichten auf GaAs(001) bereits gut bekannte Verhalten [Dum00, Dum02a, Dum02b]. Die Schicht weist eine leichte Richtung entlang der [110]-Richtung des GaAs-Substrats auf. Die Ummagnetisierung bei Zimmertemperatur erfolgt bei allen in dieser Arbeit untersuchten CoFe-Schichten bei Feldstärken zwischen 15 und 50 Oe. Der genaue Wert hängt dabei einerseits von der Schichtdicke, der relativen Rauigkeit und der Störstellendichte in der Schicht ab, andererseits ist er auch von Messung zu Messung unterschiedlich, da die Ummagnetisierung entlang einer leichten Achse durch Keimbildung und Wandverschiebung erfolgt und somit prinzipiell einen zufälligen Prozess darstellt. Sämtliche in der vorliegenden Arbeit untersuchten CoFe-Schichten haben Schichtdicken von 2 nm bis 5 nm und einen Co-Anteil von etwa 60% und besitzen erwar-

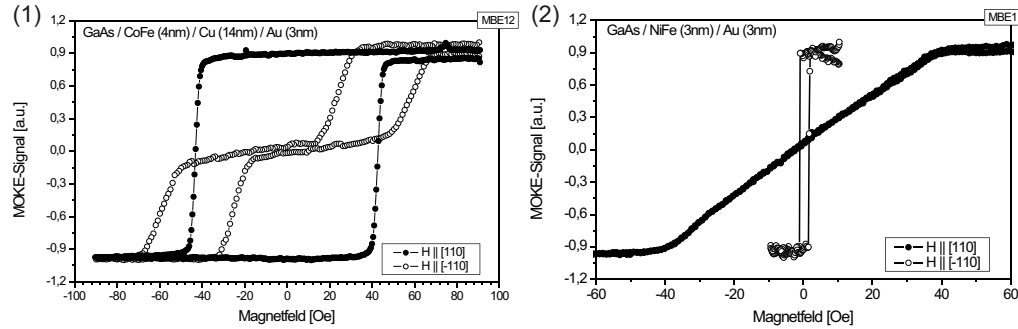


Abb. 4.3: Die MOKE-Messung in Bild (1) zeigt das typische Schaltverhalten von CoFe auf GaAs (1). Bild (2) illustriert das im Text beschriebene magnetische Verhalten von NiFe.

tungsgemäß stets eine leichte Richtung entlang der $[110]$ -Richtung des GaAs. Entlang der $[-110]$ -Richtung befindet sich bei allen eine mittelschwere Richtung. Wie in Abb. 4.3 (1) gut zu erkennen, äußert sich dies darin, dass sich die Magnetisierung der Schicht bereits aus der Messrichtung zu drehen beginnt, lange bevor das externe Feld den Nullpunkt erreicht und umgepolt wird.

Die MOKE-Messungen der mittels MBE hergestellten NiFe-Schichten zeigen deutlich, dass auch diese eine ausgeprägte magnetische Anisotropie besitzen. Wie in Abb. 4.3 (2) dargestellt, liegt die leichte Achse der Magnetisierung des NiFe entlang der $[-110]$ -Richtung des Substrats. Dieser Einfluss kann durch das Anlegen eines externen Magnetfelds in $[110]$ -Richtung, beim Aufdampfen der Schicht gestört werden. Versuche haben aber gezeigt, dass es selbst unter dem Einfluss eines mehrere hundert Oe starken Feldes nicht gelingt, eine leichte Richtung entlang der $[110]$ -Richtung des Substrats zu erhalten.

Umgekehrt stabilisiert ein externes Magnetfeld in $[-110]$ -Richtung das Schaltverhalten deutlich. Die leichte Richtung der Magnetisierung des NiFe liegt dann entlang der $[-110]$ -Richtung des Substrats, während die $[110]$ -Richtung, wie in Abb. 4.3 (2) gezeigt, eine schwere Richtung darstellt in der eine vollständige Ummagnetisierung erst bei etwa 35 Oe erfolgt ist. Alle in der vorliegenden Arbeit untersuchten NiFe-Schichten, die mittels MBE hergestellt wurden, zeigen dieses Verhalten, wobei die für die Ummagnetisierung benötigte Feldstärke deutlich von der Legierungszusammensetzung des NiFe abhängt und zwischen 10 Oe und 35 Oe liegt (vgl. Kap. 3.2.3). Die verschiedenen möglichen Quellen dieser magnetischen Anisotropie wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht genauer analysiert. Allerdings zeigen RHEED-Bilder, dass NiFe auf Cu und auch auf getempertem GaAs texturiert polykristallin aufwächst. Es liegt deshalb nahe, eine substratinduzierte magnetokristalline Anisotropie als Hauptursache anzunehmen. Ausführlichere Diskussionen der Ursachen magnetischer Anisotropien finden sich z. B. in den Arbeiten von Bayreuther *et.al.* und Kipferl [Bay03, Kip04].

Abb. 4.4 zeigt das MOKE-Signal bei der Ummagnetisierung eines MBE-MTTs sowohl entlang der $[110]$ - als auch der $[-110]$ -Richtung. Bei der Herstellung des NiFe wurde, wie oben beschrieben, ein externes Feld entlang der $[-110]$ -Richtung angelegt.

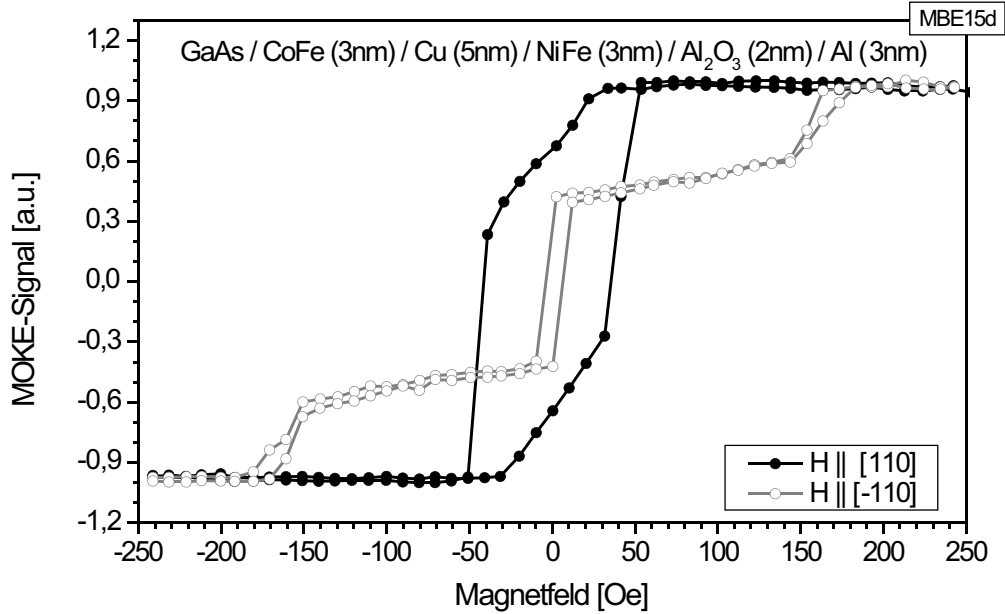


Abb. 4.4: Die MOKE-Messung zeigt das typische Schaltverhalten der mittels MBE hergestellten Spinvalves.

Die Messung mit einem Magnetfeld entlang der $[110]$ -Richtung zeigt, wie NiFe im Feldbereich von -30 Oe bis +30 Oe relativ gleichmäßig ummagnetisiert wird. Der lineare Verlauf der MOKE-Kurve und damit von $M(H)$ in diesem Bereich ergibt sich daraus, dass das NiFe in dieser Richtung entlang seiner schweren Achse durch kohärente Rotation ummagnetisiert wird.

CoFe hingegen besitzt in dieser Richtung seine leichte Achse, d. h. die Ummagnetisierung erfolgt durch Keimbildung und anschließende Wandverschiebung, was sich insbesondere im steilen Verlauf von $M(H)$ beim Umschalten des CoFe zeigt. Bei der gezeigten Messung findet dieser Vorgang bei etwa 30 Oe statt, so dass ein antiparalleler Zustand gerade erreicht wird, bevor die Ummagnetisierung des CoFe einsetzt. Ein getrenntes magnetisches Schalten ist somit an der gezeigten Probe möglich. Da die Keimbildung und damit der gesamte Ummagnetisierungsprozess ein zufälliger Vorgang ist, ist nicht immer gewährleistet, dass dieser Zustand erreicht wird. Hinzu kommt, dass durch die herstellungsbedingten Abweichungen von der gewünschten NiFe-Zusammensetzung auch damit zu rechnen ist, dass das Schaltverhalten der NiFe-Schicht bei unterschiedlichen Proben von einander abweicht (vgl. Kap. 3.2.3). Eine zusätzliche hartmagnetische Schicht oder ein Antiferromagnet zur Verbesserung des Schaltverhaltens kommt nicht zum Einsatz, da hierdurch, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, das Kollektorsignal drastisch reduziert würde. Die Transportmessungen in Kapitel 5.2 zeigen jedoch, dass auch bei nicht vollständig getrenntem Schalten die

geplanten Untersuchungen der Einflüsse von Magnetfeld, Temperatur und Energie auf den spinabhängigen Strom gut durchgeführt werden können.

Ebenfalls abgebildet ist eine Messung entlang der $[-110]$ -Richtung, in der CoFe wie erwähnt eine mittelschwere Richtung aufweist [Dum00]. Die Magnetisierung des CoFe springt aus der Messrichtung und beginnt sich durch kohärente Rotation bereits umzumagnetisieren, wenn das Magnetfeld noch unter -150 Oe stark ist. Die NiFe-Schicht hingegen schaltet in ihrer leichten Richtung erst bei Feldern von etwa $+5$ Oe. Eine getrenntes Schalten ist in dieser Richtung somit nicht zu erreichen. Aus diesem Grund erfolgen alle Magnetowiderstandsmessungen in der vorliegenden Arbeit stets entlang der $[110]$ -Richtung des Substrats.

Magnetisches Verhalten der MSA-MTTs: Ein vollständig getrenntes magnetisches Schalten wird bei jenen Proben erreicht, bei denen Cu und NiFe wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben, in der MSA-1 aufgebracht werden. Das Verhalten der epitaktischen CoFe-Schicht bleibt ebenso unverändert, wie die Orientierung der leichten und schweren Richtung im NiFe, die auch in diesem Fall durch die Textur im polykristallinen Cu sowie ein unterstützendes externes Feld vorgegeben wird. Wie bereits in Kapitel 3.2.4 beschrieben, besteht der entscheidende Unterschied zu den MBE-MTTs darin, dass gesputtertes NiFe auf der Probe genau in der gewünschten Zusammensetzung von 80:20 abgeschieden wird. Damit ist diese Schicht sowohl in leichter als auch in schwerer Richtung besonders leicht umzumagnetisieren. Abb. 4.5 zeigt eine MOKE-Messung des Schaltverhaltens in $[110]$ -Richtung.

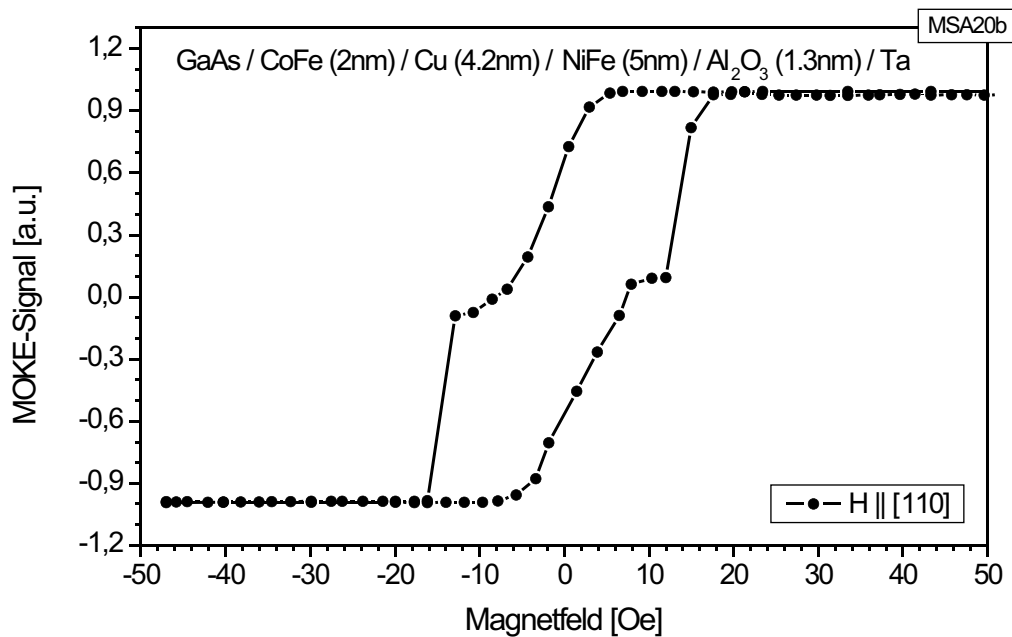


Abb. 4.5: Die MOKE-Messung zeigt das typische Schaltverhalten eines Spinvalves mit gesputterter Cu- und NiFe-Schicht.

Auch in diesem Fall weist die NiFe-Schicht bei der Messung in [110]-Richtung eine schwere Achse auf, während CoFe hier eine leichte Achse besitzt. Das weichmagnetische NiFe ist jedoch bereits bei Feldern von weniger als 10 Oe vollständig in Feldrichtung gesättigt, während das epitaktische CoFe erst bei Feldern zwischen 15 und 20 Oe schaltet. Dadurch kann ein antiparalleler Magnetisierungszustand zuverlässig eingestellt werden.

Bei genauer Betrachtung der Ummagnetisierungskurven fällt jedoch auf, dass die linearen $M(H)$ -Kurven von NiFe gegenüber $H=0$ leicht verschoben sind. Dies deutet auf eine ferromagnetische Néel-Kopplung zwischen den beiden Schichten hin (vgl. Kap. 2.1.2).

4.2 Elektrische Charakterisierung

Die Tunnelbarriere als Emitter heißer Elektronen, das magnetisch aktive Spinvalve sowie die Schottkybarriere als Energiefilter für die Elektronen sind die drei Hauptbestandteile des magnetischen Tunneltransistors. Jedes dieser drei Elemente kann nach der in Kapitel 3.4 beschriebenen Mikrostrukturierung elektrisch kontaktiert und analysiert werden. In den folgenden drei Abschnitten werden die Experimente und die wichtigsten Ergebnisse dieser elektrischen Charakterisierung beschrieben. Zunächst werden Barrierenhöhe, Barrierendicke und Temperaturverhalten der Tunnelbarriere untersucht. Im zweiten Abschnitt geben Messungen des in-plane GMR am Spinvalve Auskunft über das Widerstandsverhalten des magnetischen Systems. Schließlich wird durch das Messen temperaturabhängiger Kennlinien der Schottkybarrieren unterschiedlicher Proben neben der effektiven Barrierenhöhe vor allem auch der Leckstrom für unterschiedliche Spannungen und Temperaturen analysiert.

4.2.1 Charakterisierung der Tunnelbarriere

Voruntersuchungen durch XPS-Analysen und Querschnittsaufnahmen haben bereits gezeigt, dass die Al_2O_3 -Barrieren geschlossene, durchgehend oxidierte Schichten bilden (vgl. Kap. 3.3.1 und Kap. 4.1.1). Nun soll überprüft werden, ob der Tunneleffekt tatsächlich der dominierende Transportmechanismus für Elektronen durch die Barriere ist und welche Parameter diesen Transportprozess beschreiben.

Das Modell von Simmons und die Rowell-Kriterien: Nach einem von *Simmons* vorgestellten Modell lässt sich der Strom durch eine Tunnelbarriere mit einer Gleichung beschreiben, die neben der Temperatur T und der angelegten Spannung U die Barrierendicke d , die Tunnelfläche A und die Barrierenhöhe Φ_m enthält [Sim64]. Dabei wird näherungsweise von einer rechteckigen Potentialbarriere ausgegangen. In der Praxis ist die Höhe des Potentialsprungs auf beiden Seiten der Barriere jedoch unterschiedlich. Auch sind Inhomogenitäten in der Barrierendicke und der Grenzflächenqualität über die Barrierenfläche hinweg denkbar. Die Parameter für die Barrierenhöhe Φ_m und die Barrierendicke d müssen deshalb als effektive Mit-

telwerte für den jeweiligen Tunnelkontakt betrachtet werden. Die im Folgenden als *Simmons-Formel* bezeichnete Gleichung für den Fall kleiner Spannungen ($eU < \Phi_m$) kann wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
 I(U, T) = & \left(\frac{e^2}{2\pi h} \cdot 10^6 \right) \cdot \frac{A}{d^2} \cdot \\
 & \left[\left(\Phi_m - \frac{U}{2} \right) \cdot \exp \left[-\frac{4\pi\sqrt{2me}}{h} \cdot 10^{-9} \cdot d \cdot \left(\Phi_m - \frac{U}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right. \\
 & \left. - \left(\Phi_m + \frac{U}{2} \right) \cdot \exp \left[-\frac{4\pi\sqrt{2me}}{h} \cdot 10^{-9} \cdot d \cdot \left(\Phi_m + \frac{U}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right] \\
 & \cdot \left[1 + \frac{3 \cdot 10^{-7} \cdot d^2 \cdot T^2}{\Phi_m - \frac{U}{2}} \right]
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

In dieser Form enthält die Gleichung bereits alle notwendigen Umrechnungsfaktoren, so dass die Barrierenfläche A in [μm^2], die Barrierendicke d in [nm] und die Barrierenhöhe Φ_m in [eV] direkt eingesetzt werden können. Für m und e sind die Masse und die Elementarladung des Elektrons einzusetzen, während h die Plancksche Konstante bezeichnet. Abhängig von der vorgegebenen Spannung U in [V] und der Temperatur T in [K] lässt sich damit der Barrierenstrom I in [A] berechnen.

Zur Charakterisierung von Tunnelbarrieren wird nun zunächst bei einer festen Temperatur eine U-I-Kennlinie gemessen. Erfolgt der Ladungstransport vorrangig durch Tunneln, so kann die Kennlinie mit der Simmons-Formel näherungsweise beschrieben werden. Die oben genannten Parameter können dann durch Anpassungsrechnungen aus der Messkurve bestimmt werden.

Vor wenigen Jahren wurde allerdings gezeigt, dass auch Barrieren mit Kurzschlusspfaden ein durch das Simmons-Modell beschreibbares Verhalten zeigen können [Jon00], so dass eine Anpassungsrechnung an die Simmons-Formel bei einer festen Temperatur nicht als Beweis für einen durch den Tunneleffekt dominierten Transport ausreicht. In der Arbeit von *Brinkman, Dynes* und *Rowell* wurde bereits 1970 neben dem nichtlinearen Spannungsverhalten und der exponentiellen Dickenabhängigkeit die Temperaturabhängigkeit des Barrierenwiderstands als zusätzliches wichtiges Kriterium für die Beurteilung der Qualität einer Tunnelbarriere genannt [Bri70]. Unter diesen drei, heute als *Rowell-Kriterien* bekannten Punkten stellt die Temperaturabhängigkeit das zuverlässigste Kriterium dar. So ist ein für Metalle typisches Absinken des Widerstands mit fallender Temperatur zu beobachten, wenn der Transport über Löcher in der Barriere stattfindet. Dominieren thermisch aktivierte Störstellen den Transportprozess (*Hopping*), so steigt der Widerstand stark an, wenn das Element gekühlt wird. Aus der Simmons-Formel wird hingegen ersichtlich, dass für den Tunneleffekt eine relativ schwache Temperaturabhängigkeit zu erwarten ist, bei der der Widerstand mit sinkender Temperatur leicht ansteigt.

Vor kurzem konnte allerdings gezeigt werden, dass Barrieren mit Dicken von weniger als 1 nm auch dann ein für den Tunneleffekt typisches Temperaturverhalten zeigen können, wenn nachweislich ein Teil des Ladungstransports über Kurzschlüsse erfolgt [Oli03]. Somit muss festgestellt werden, dass auch das Messen von Strom-Spannungs-Kennlinien bei unterschiedlichen Temperaturen nicht genügend Informationen liefert, um eine sichere Aussage über die Qualität der Tunnelbarriere treffen zu können. Konsequenzen für die Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 5.2 hat dies nur insofern, als eine unvollkommene Tunnelbarriere grundsätzlich zu einer reduzierten Transferrate führt, da ein Teil der Elektronen, die in den MTT fließen, bereits von Anfang an eine zu niedrige Energie besitzen (vgl. dazu Kap. 2.2).

Strom-Spannungs-Charakteristik des Tunnelwiderstands: Für temperaturabhängige elektrische Messungen steht ein Transportmessplatz zur Verfügung. Aufbau und Entwicklung dieses Messplatzes sind in [Hag00] im Detail beschrieben. Im Temperaturbereich zwischen 4 K und 400 K können dort rechnergesteuert Strom-Spannungs-Kennlinien gemessen werden. Die Einstellung der Temperatur erfolgt dabei in einem Heliumkryostaten, der Bestandteil eines SQUID-Magnetometers ist. Ein digitales SourceMeter (DSM) im 4-Punkt-Messbetrieb gibt den Strom vor und misst die an der Probe abfallende Spannung. In Abb. 4.6 ist eine typische Kennlinie einer Tunnelbarriere dargestellt, die nach dem in Kapitel 3.3.2 beschriebenen Verfahren hergestellt wurde.

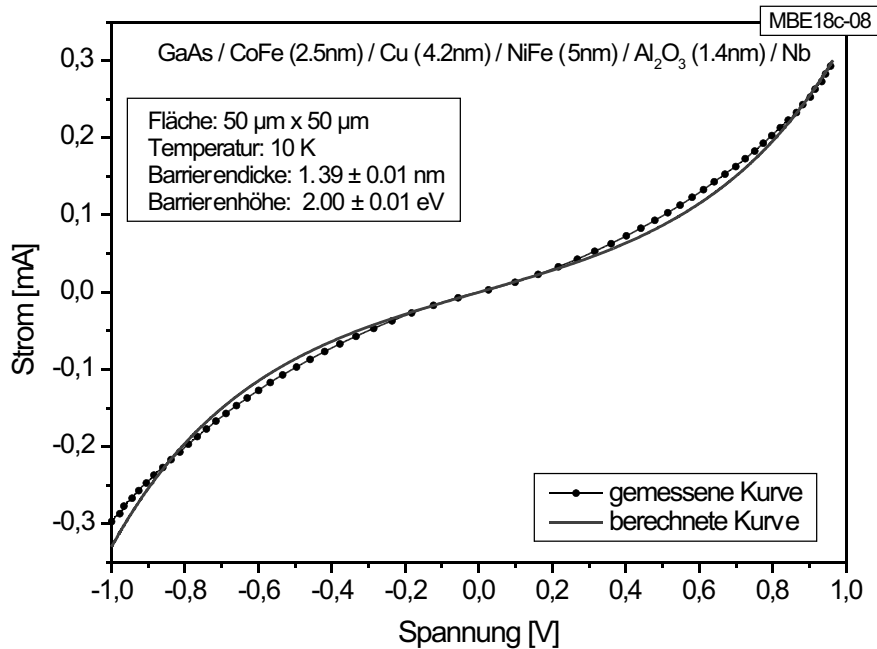


Abb. 4.6: Aus der Strom-Spannungs-Kennlinie (punktierte Linie) wird mittels Anpassungsrechnung (durchgezogene Linie) die Barrierrhöhe Φ_m und die Barrierendicke d ermittelt.

Im Spannungsbereich von -1 V bis +1 V und bei einer Temperatur von 10 K wird dabei der Strom gemessen, der über die $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ große Barrierenfläche trans-

portiert wird. Die Fitkurve zeigt, dass die Messung gut durch die Simmons-Formel beschrieben werden kann, wenn für die Barrierenhöhe ein mittlerer Effektivwert von 2 eV vorgegeben wird. Die Anpassungsrechnung ergibt dann für die Dicke der Barriere $1,39 \pm 0,01$ nm.

Da die Tunnelbarriere auf einer Seite an NiFe, auf der anderen aber an Nb angrenzt, ist eine gewisse Asymmetrie der Barrierenhöhe zu erwarten. Im direkten Vergleich der gemessenen mit der berechneten Kurve ist diese Asymmetrie lediglich an der Abweichung der beiden Kurven von einander im Bereich zwischen -1,0 V und -0,8 V zu erkennen, die zwischen +0,8 V bis +1,0 V nicht auftritt. Die Abweichung von der Näherungsannahme einer rechteckigen Barriere ist demnach nicht besonders groß, so dass eine Anpassung mit dem Simmons-Modell noch gut möglich ist. Die quantitativen Resultate dieser Betrachtung sollen vor allem dazu dienen, verschiedene Barrieren zu beurteilen. Um Elemente mit unterschiedlichen Barrierenflächen vergleichen zu können, wird üblicherweise der *Flächenwiderstand* (Widerstand \times Kontaktfläche) bei einer bestimmten Spannung angegeben. Für das vorliegende Element beträgt dieser bei einer Spannung von 800 mV etwa $1 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ m}^2$.

Bei inhomogenen Barrieren ist davon auszugehen, dass ein Großteil des Ladungstransports über *hot spots* erfolgt. Dabei handelt es sich um die dünnsten Bereiche der Barriere, die einen drastisch reduzierten Tunnelwiderstand bieten. Dadurch ergibt sich für die effektive mittlere Dicke ein Wert, der deutlich unter demjenigen liegt, der sich aus TEM-Aufnahmen oder RFA ergibt.

Temperaturabhängigkeit des Tunnelwiderstands: Die beschriebene Kennlinienmessung wird bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt, wobei an diesem Messplatz für die Messung bei 8 unterschiedlichen Temperaturen im Bereich von 10 K bis 210 K mit einer Messdauer von etwa 12 Stunden zu rechnen ist. Der temperaturabhängige Barrierenwiderstand bei einer bestimmten Spannung kann dann leicht ermittelt werden. In Abb. 4.7 ist das Resultat einer solchen Messreihe dargestellt.

Aus dem bei einer Spannung von 800 mV gemessenen Strom und der Barrierenfläche von $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ wird hier der Flächenwiderstand der untersuchten Tunnelbarriere berechnet. Entscheidend ist die Tatsache, dass dieser mit steigender Temperatur leicht absinkt, wie es bei einem Tunnelstrom erwartet wird. Im vorliegenden Fall sinkt der Widerstand um ca. 10%, wenn die Temperatur von 10 K auf 210 K erhöht wird, was auf eine gute Tunnelbarriere schließen lässt.

4.2.2 Charakterisierung des Spinvalves

Das magnetische Verhalten des Spinvalves vor der Strukturierung kann wie bereits in Kapitel 4.1.3 beschrieben durch MOKE-Messungen untersucht werden. Nach der Strukturierung und Kontaktierung ist dies wegen der Abdeckung mit Isolator und Kontaktpads nicht mehr möglich. Dennoch empfiehlt es sich zu kontrollieren, welche Veränderungen sich durch das Strukturieren der Probe ergeben haben. Eine gute und praktikable Kontrollmöglichkeit stellt hierfür das Messen des GMR ent-

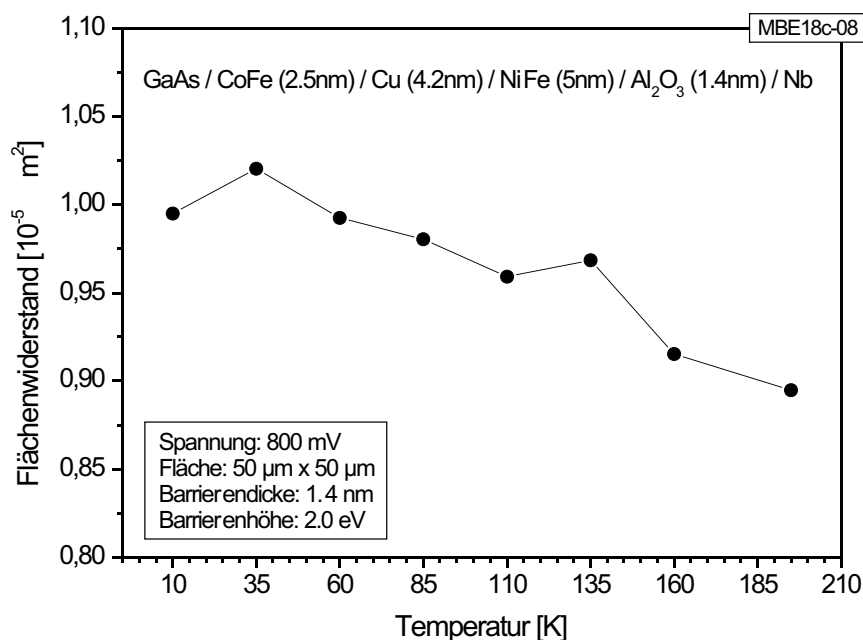


Abb. 4.7: Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstands der Tunnelbarriere bei einer Spannung von 800 mV. Der Wert nimmt mit steigender Temperatur leicht ab, wie es bei einem Tunnelstrom erwartet wird.

lang der Ebenen des Spinvalves dar, da sich der Widerstand des Schichtsystems in der Schichtebene abhängig vom magnetischen Schaltzustand ändert. Hierzu werden Elemente verwendet, bei denen die Tunnelbarriere zerstört worden ist, so dass effektiv zwei ohmsche Kontakte zum Spinvalve zur Verfügung stehen, die etwa $200 \mu\text{m}$ voneinander entfernt sind. Abb. 4.8 zeigt, wie die Probe kontaktiert wird.

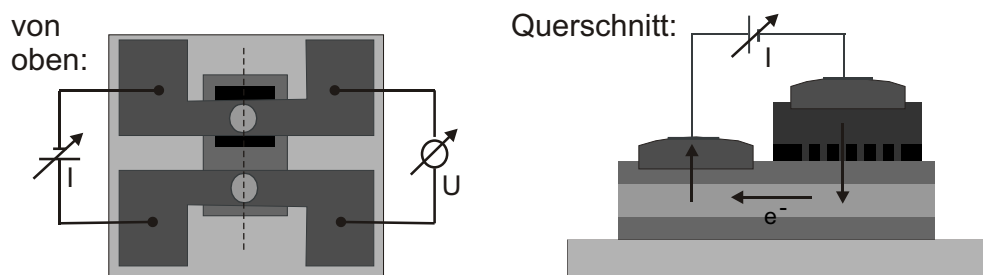


Abb. 4.8: Der in-plane GMR kann gemessen werden, wenn die Tunnelbarriere zerstört ist. Metallische Strompfade in der Barriere ermöglichen einen zweiten ohmschen Kontakt des Spinvalves.

Schichtwiderstand des Spinvalves: Bereits ohne Anlegen eines Magnetfelds kann durch einfaches Messen des Widerstands eine wichtige Erkenntnis gewonnen werden. Da die Dicke und Breite der Metallschichten sowie der Abstand der Kontakte bekannt ist, lässt sich abschätzen, welcher Schichtwiderstand zu erwarten ist. Für

die verwendeten Schichtdicken ergeben sich dabei Werte im Bereich von 10 - 50 Ω . In der Praxis haben vor allem die ersten Versuche oft wesentlich höhere Widerstände von bis zu 1000 Ω gezeigt. Die Ursache dafür ist ein zu langes Ionenätzen beim Strukturieren der Elemente. Bei dem in Kapitel 3.4.3 beschriebenen Ätzprozess stand anfangs noch kein SIMS zur Verfügung, so dass eine genaue Ätzkontrolle nicht möglich war. Wird zu viel Material abgetragen, bleibt nur noch ein sehr dünner Strompfad intakt, was zu einem hohen Widerstand führt. Mit SIMS-Kontrolle gelang die Strukturierung zuverlässig und die erwarteten Widerstände im Bereich von 10 - 50 Ω konnten bestätigt werden.

Magnetowiderstand des Spinvalves: Am Transportmessplatz (vgl. Kap. 4.2.1) wird der GMR-Effekt des Spinvalves gemessen. Neben der Variation von Strom, Spannung und Temperatur kann hier auch das Magnetfeld am Probenort softwaregesteuert eingestellt werden. Nach Anlegen eines Sättigungsfeldes von 1000 Oe werden die Messungen in einem Bereich von ± 300 Oe durchgeführt. Der zu beobachtende GMR-Effekt ist mit einer Größe von 1,5 % bis 3 % bei allen Proben groß genug, um ein magnetfeldabhängiges Transportverhalten zu beobachten. In Abb. 4.9 sind Resultate einer Messung an einem MBE-MTT bei unterschiedlichen Temperaturen dargestellt.

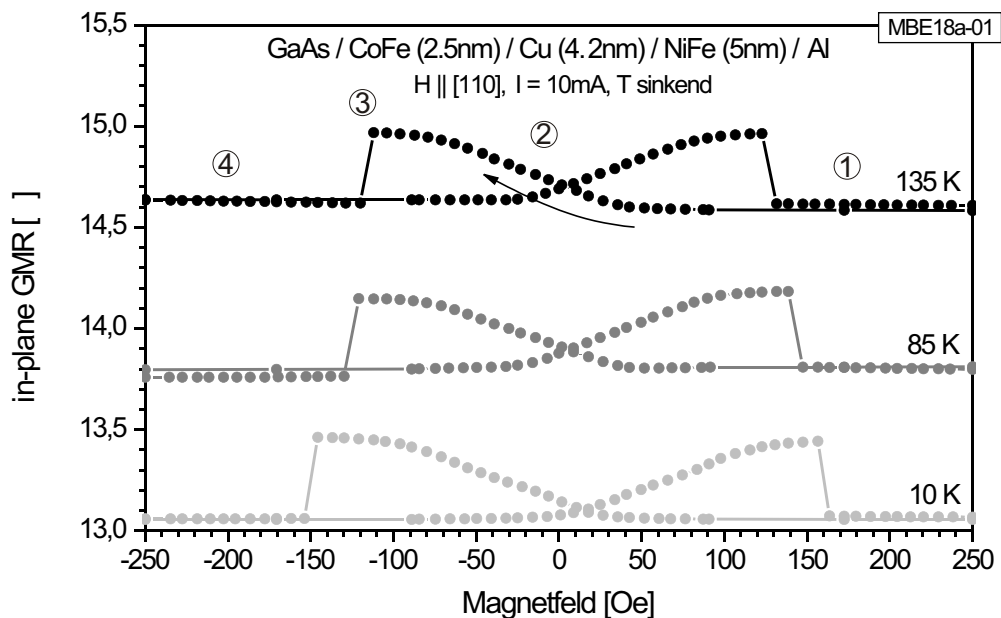


Abb. 4.9: Der in-plane GMR eines MBE-Spinvalves wird bei einem konstanten Strom von 10 mA gemessen.

Aufgrund der Ergebnisse der Voruntersuchungen (vgl. Kap. 4.1.3) wird das externe Magnetfeld entlang der [110]-Richtung des Substrats angelegt. Dies ist bei den unstrukturierten Schichten eine leichte Richtung des CoFe und zugleich eine schwere

Richtung für das NiFe. Qualitativ zeigt sich das bei den MOKE-Messungen beobachtete Verhalten auch im Widerstandsverlauf. Aus der Sättigung kommend (1) hat beim Erreichen des Nullfeldes (2) die Ummagnetisierung des NiFe bereits begonnen (2). Eine beinahe lineare Widerstandsänderung über einen relativ großen Bereich entspricht dem Verlauf der Ummagnetisierung des NiFe in schwerer Richtung (3). Wenn schließlich die Koerzitivfeldstärke des CoFe erreicht ist und dieses abrupt umschaltet, fällt der Widerstand wieder auf sein Minimum zurück (4).

Die Messungen bei niedrigeren Temperaturen zeigen deutlich, dass sich die für eine Ummagnetisierung nötigen Felder für beide Schichten gleichmäßig vergrößern, so dass bei jeder gemessenen Temperatur in gleichem Maße ein getrenntes Schalten zu beobachten ist. Dieses Temperaturverhalten wurde bei allen untersuchten Proben beobachtet. Insbesondere zeigen auch die Spinvalves mit gesputtertem Cu und NiFe bei tiefen Temperaturen nach wie vor ein klar getrenntes Schalten bei insgesamt deutlich höheren Feldern.

4.2.3 Charakterisierung der Schottkybarriere

Die dritte separat zu untersuchende Komponente des Systems, ist der Metall-Halbleiter-Übergang zwischen dem n-dotierten GaAs und der epitaktischen CoFe-Schicht. Eine Strom-Spannungs-Kennlinie, die zwischen Spinvalve-Kontakt und Bodenkontakt gemessen wird, dient als Qualitätskontrolle für die Schottkybarriere. Daraus lässt sich neben einer effektiven Barrierenhöhe auch der serielle Widerstand dieses Probenbereichs abschätzen, wie unten näher erklärt wird.

Im MTT wird der Schottkykontakt in Sperrrichtung betrieben und wirkt als Energiefilter. Wie in Kapitel 2.1.3 erläutert, können im Idealfall nur Elektronen über den Kontakt gelangen, die eine ausreichend hohe Energie haben. In der Praxis ist jedoch ein gewisser Leckstrom zu erwarten, der über Störstellen und vor allem Randbereiche der Barriere fließt. Wie veränderte Herstellungs- und Messparameter den Leckstromanteil verändern, kann durch das temperaturabhängige Messen der Kennlinien in Sperrrichtung untersucht werden.

Das Modell der thermischen Emission und der Nordeplot: Nach dem *Modell der thermischen Emission* kann aus der Strom-Spannungs-Kennlinie einer Schottkybarriere in Durchlassrichtung auf die Barrierenparameter geschlossen werden [Sze81]. Neben der Barrierenfläche A muss dabei die effektive Elektronenmasse m_e^* des beteiligten Halbleiters, sowie die daraus resultierende effektive Richardsonkonstante A^* berücksichtigt werden, um die Barrierenhöhe Φ_B und den Qualityfaktor n zu ermitteln. Der Qualityfaktor stellt einen Korrekturfaktor für den Anteil des Stromes dar, der nicht durch thermische Emission sondern z.B. als Tunnelstrom oder Leckstrom transportiert wird.

Häufig ist es jedoch nicht möglich, den Spannungsabfall an der Barriere getrennt von anderen, seriellen Widerständen zu messen. Im vorliegenden Fall wird zum Beispiel neben dem Kontaktwiderstand mindestens noch der Widerstand der Metallschichten, des Substrats und des ohmschen Metall-Halbleiter-Kontakts auf der

Substratrückseite mit gemessen. Für Barrieren mit sehr gutem Qualityfaktor, aber hohem seriellen Widerstand hat Norde eine Auswertemethode vorgeschlagen, die auch in der vorliegenden Arbeit eingesetzt wird [Nor79]. Wenn als Qualityfaktor der Barriere der Wert 1 angenommen werden kann, die thermische Emission also den dominierenden Transportmechanismus darstellt, ist es möglich, aus einer Strom-Spannungs-Kennlinie in Durchlassrichtung sowohl die Barrierenhöhe Φ_B als auch den seriellen Widerstand R_S zu ermitteln. Die gemessene Spannung U wird dabei als Summe $U = U_B + U_S$ aus der Barrierenspannung U_B und dem Spannungsabfall an allen übrigen, seriellen Widerständen $U_S (= I \cdot R_S)$ betrachtet. Für jedes gemessene Wertepaar aus Strom und Spannung wird dann die *Norde-Funktion* $F(U, I)$ berechnet:

$$F(U, I) = \frac{1}{2}U - \frac{1}{\beta} \cdot \ln \left(\frac{I}{A \cdot A^* \cdot T^2} \right) \quad (4.2)$$

Für Messungen bei Zimmertemperatur ($T = 300 \text{ K}$) ist:

$$\beta = \frac{e}{k_B T} = 38,68 \text{ V}^{-1} \quad (4.3)$$

Einzusetzen ist außerdem noch die Barrierenfläche A und die Temperatur T . Die effektive Richardson-Konstante A^* stellt eine Materialkonstante dar, da außer Naturkonstanten nur die effektive Elektronenmasse des Materials eingeht, aus dem die Elektronen kommen ($m_e^* = 0,068 \cdot m_e$ für n-GaAs [Sze81]). Es gilt:

$$A^* = \frac{4\pi m_e^* e k_B^2}{h^3} \quad (4.4)$$

Wie in [Nor79] gezeigt, kann aus dem *Nordeplot*, bei dem $F(U, I)$ gegen U aufgetragen wird, die Barrierenhöhe Φ_B berechnet werden. Dazu wird die Minimalstelle $F(U_0)$ und der zugehörige Spannungswert U_0 aus der Kurve ermittelt. Es gilt dann:

$$\Phi_B = F(U_0) + \frac{1}{2}U_0 - \frac{1}{\beta} \quad (4.5)$$

Betrachtet man den Strom I_0 an der Minimalstelle $F(U_0)$, so kann auch der serielle Widerstand leicht berechnet werden, denn es gilt:

$$R_S = \frac{1}{(\beta \cdot I_0)} \quad (4.6)$$

Bestimmung der Barrierenparameter: Für die Kennlinienmessung bei Zimmertemperatur kommt ein Parameteranalysator zum Einsatz, mit dem 2-Punkt- oder 4-Punkt-Messungen durchgeführt werden. Für die anzulegende Spannung können

Startwert, Endwert und Schrittweite eingestellt werden. Die gemessenen Strom-Spannungs-Kurven werden direkt am Monitor des Geräts grafisch dargestellt, können zur weiteren Auswertung aber auch gespeichert werden. Abbildung 4.10 zeigt eine solche Kennlinie und den zugehörigen Nordeplot.

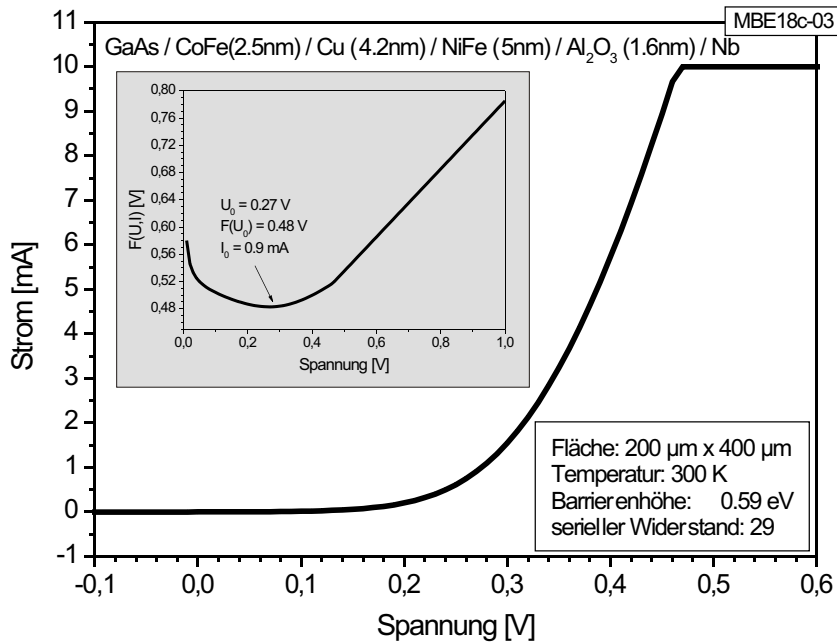


Abb. 4.10: Der aus der Diodenkennlinie berechnete Nordeplot besitzt eine Minimalstelle $F(U_0) = 0,48 \text{ V}$ bei $U_0 = 0,27 \text{ V}$. Aus diesen Werten und dem zugehörigen Strom $I_0 = 0,9 \text{ mA}$ kann die Barrierenhöhe von $0,59 \text{ eV}$ und ein serieller Widerstand von 29Ω bestimmt werden.

Die bei dieser Probe ermittelte Barrierenhöhe von knapp $0,6 \text{ eV}$ ist ein typisches Resultat für die Messungen von epitaktischem CoFe auf n-dotiertem GaAs. Sämtliche in dieser Arbeit untersuchten Proben zeigen hier Werte im Bereich von $0,55 \text{ eV}$ bis $0,65 \text{ eV}$. Größer sind die Unterschiede beim seriellen Widerstand, der in diesem Fall bei nur 29Ω liegt. Wird beim Herstellen der Proben zu wenig Eutektikum aufgebracht oder beim Tempern nicht der richtige Temperaturbereich erreicht, so kann dieser Widerstand deutlich höher ausfallen (vgl. Kap. 3.1.2).

Temperaturabhängiger Leckstrom: Um den Leckstrom in Sperrrichtung zu messen, kommt wiederum der schon bei den temperaturabhängigen Messungen des Tunnelstroms in Kapitel 4.2.1 beschriebene Messaufbau zum Einsatz. Gemessen wird der Strom, der in Sperrrichtung über die Barriere fließt, wenn die angelegte Spannung kleiner als die effektive Barrierenhöhe ist. Dadurch lässt sich gut abschätzen, unter welchen Bedingungen dieser Leckstrom eine für die MTT-Messungen störende Größe erreicht. In Abb. 4.11 ist eine Leckstrommessung für unterschiedliche Temperaturen und Spannungen dargestellt.

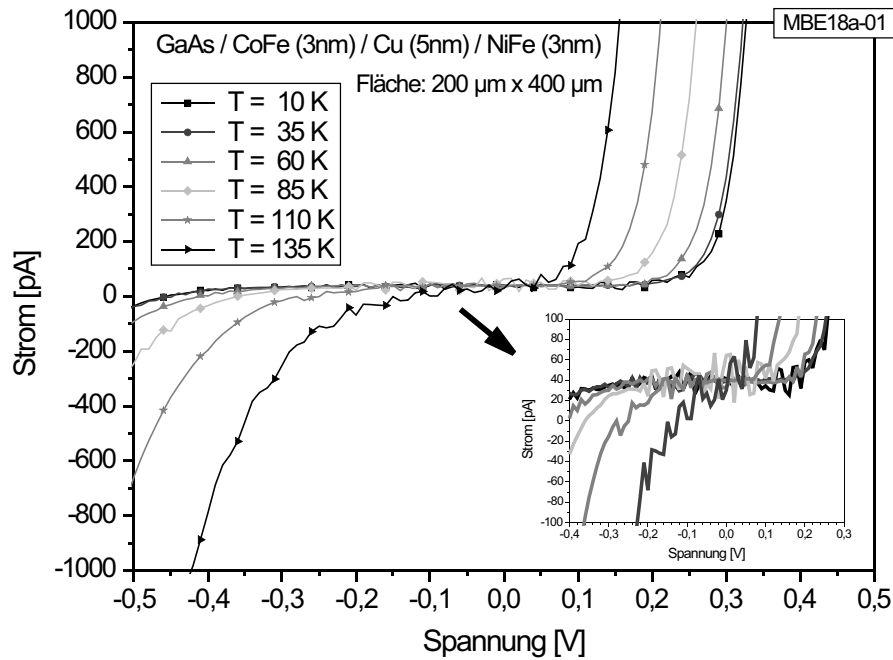


Abb. 4.11: Der Strom über die Schottkybarriere in Sperrrichtung wird abhängig von Temperatur und Spannung gemessen.

Die Messung zeigt sehr deutlich, dass der Strom stark von der Temperatur abhängt. Viele der Störstellen in der Barriere, die diesen Leckstrom tragen, sind offenbar thermisch aktiviert. Es zeigt sich, dass der Einfluss des Leckstroms durch Abkühlen der Probe weitgehend unterdrückt werden kann, während er bei höheren Temperaturen das System immer stärker dominiert.

Für alle in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Proben ergibt sich im Wesentlichen das gleiche Resultat. Deutliche Abweichungen sind jedoch zu beobachten, wenn die Herstellungsbedingungen für den Metall-Halbleiter-Kontakt verändert werden. So erhöht sich der Leckstrom drastisch, wenn das komplette Schichtsystem vor der Strukturierung bei 200 °C für 60 min getempert wird. Während sich bei den Eigenschaften der Tunnelbarriere und beim Spinvalve hier keine messbaren Veränderungen zeigen, steigt der Leckstrom um etwa den Faktor 10 an. Dass eine nasschemische Nachbehandlung der Kontakte nach dem Ionenätzen zu einer Verminderung des Leckstroms in der gleichen Größenordnung führt, konnte hingegen Spitzer im Rahmen seiner Diplomarbeit zeigen [Spi04].

5 Spinabhängiger Transport im magnetischen Tunneltransistor

In den beiden vorangegangenen Kapiteln ist beschrieben, welche Herstellungs- und Analysemethoden eingesetzt werden, um einen magnetischen Tunneltransistor mit epitaktischer Schottkybarriere zu realisieren. Nachdem dies gelungen ist, kann an diesen MTTs nun der spinabhängige Transport heißer Elektronen untersucht werden. Für diese Messungen muss der Transportmessplatz erweitert und modifiziert werden. Dies ist im ersten Abschnitt des Kapitels beschrieben. Zentraler Gegenstand des Kapitels sind dann die elektrischen Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern, Temperaturen und Spannungen, deren Resultate vorgestellt und diskutiert werden.

5.1 Der Versuchsaufbau

Die spinabhängigen Transportmessungen am MTT werden an dem in Kap. 4.2.1 erwähnten Transportmessplatz durchgeführt. Für die Anforderungen dieser Messungen sind einige Modifikationen am Aufbau nötig. So muss die Software zusätzliche Messsignale erfassen und der Messaufbau muss dahingehend erweitert werden, dass sehr kleine Ströme mit hoher Genauigkeit gemessen werden können. Besondere Sorgfalt ist dabei nötig, um eine zuverlässige Isolation aller Kontakte der untersuchten Probe zu erreichen.

5.1.1 Die VMCS-Software

Das speziell für die Automatisierung diverser Messaufbauten entwickelte Programm *Versatile Measurement Control Software* (VMCS¹) bietet die Möglichkeit, temperaturabhängige Messungen durchzuführen. Für die Temperatursteuerung im Bereich von 4 K bis zu 400 K wird dabei der Temperaturregler des SQUID-Magnetometers benutzt. Ein bipolarer Verstärker erlaubt es, die Magnetspulen im Kryostaten zu steuern und Felder im Bereich von ± 3500 Oe mit einer minimalen Schrittweite von 2 Oe einzustellen.

Nach Eingabe der gewünschten Parameter steuert das Programm automatisch die Temperaturen an und führt nach einer Temperaturstabilisierung die feldabhängigen Messungen durch. Dabei werden Strom und Spannung des digitalen SourceMeter

¹Programmiert von *F.Bensch* im Rahmen seiner Dissertation [Ben01].

(DSM²) sowie als Hilfssignal eine von einem digitalen Multimeter (DMM³) gemessene Spannung gespeichert. Ein Benutzereingriff während der oft mehrere Stunden dauernden Messung ist normalerweise nicht erforderlich.

5.1.2 Messgeräte und Probenstab

Bei der Untersuchung der MTTs sollen bei jedem Temperatur- und Magnetfeldwert die Emitter-Basis-Spannung U_{EB} , der Emitterstrom I_E und der Kollektorstrom I_K gemessen werden. Die Schaltskizze in Abb. 5.1 zeigt, wie die Messgeräte zu diesem Zweck mit der Probe verbunden werden.

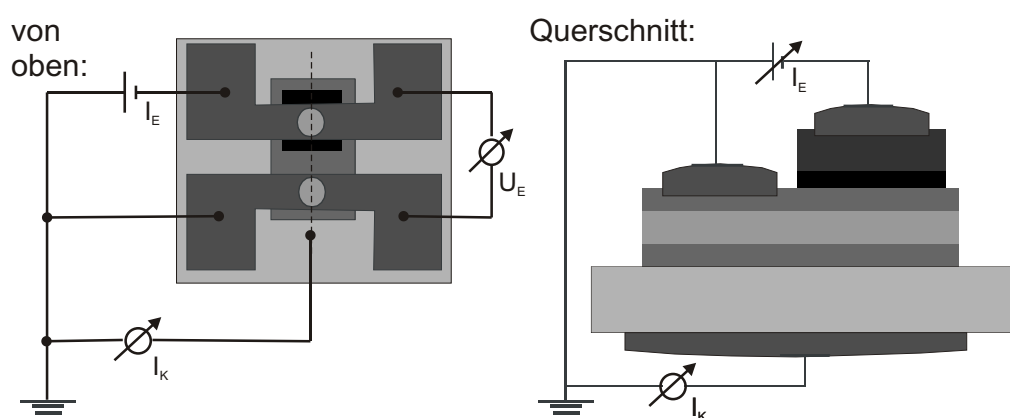


Abb. 5.1: Probenkontaktierung zur Messung des Kollektorstroms mit einem Elektrometer. Ein digitales SourceMeter gibt dabei den Emitterstrom vor und misst die Emitterspannung. Der Basiskontakt ist geerdet.

Zur Regelung der Emitterspannung und Messung des Emitterstroms wird das DSM als 4-Punkt-SourceMeter eingesetzt. Während das DSM als Stromquelle über zwei Leitungen einen Strom vorgibt, misst es zugleich über zwei weitere Leitungen den Spannungsabfall an der Tunnelbarriere. Ein interner Regelkreis im DSM stellt den Strom dann so ein, dass der vom Benutzer vorgegebene Spannungsabfall auch tatsächlich gemessen wird. Damit kann eine Emitterspannung vorgegeben werden, die während der Aufnahme einer Messreihe stets konstant bleibt. Strom- und Spannungswert an jedem Messpunkt werden vom DSM an die Software übergeben und gespeichert.

Der Metall-Halbleiter-Übergang soll potentialfrei kontaktiert sein, so dass ohne die Injektion heißer Elektronen kein Stromfluss über die Barriere stattfindet. Dazu werden Basis- und Kollektorkontakt an eine gemeinsame geerdete Leitung angeschlossen. Um den Kollektorstrom zu messen, wird ein Elektrometer⁴ als Strommessgerät zwischen den Bodenkontakt und diese Leitung geschaltet. Mit dem Elektrometer

²Keithley 2400 Digital Source Meter

³Keithley 199 System DMM Scanner

⁴Keithley 6516 ElectroMeter

können extrem kleine Ströme bis in den Femtoamperebereich gemessen werden. Das Messsignal wird mit Hilfe des DMM an die Software übergeben. Dazu wird der analoge Ausgang des Elektrometers genutzt, der eine Spannung zwischen -2 V und $+2\text{ V}$ liefert, die direkt proportional zum gemessenen Strom ist. Die Software speichert diesen Wert, wobei der Benutzer allerdings dokumentieren muss, in welchem Messbereich das Elektrometer betrieben worden ist, um den gespeicherten Wert eindeutig einem gemessenen Strom zuordnen zu können.

Die Kontaktierung der Probe im Kryostaten wird mit Hilfe eines Probenstabs erreicht, der an seinem unteren Ende über einen geeigneten Sockel für die Probenträger verfügt. Alle Kontakte des Probenträgers werden über einzeln abgeschirmte Leitungen durch den Stab nach oben geführt. Eine vakuumtaugliche Stromdurchführung am oberen Ende dient zur thermischen Isolation der Probe und des Stabes im Kryostaten. Oberhalb der Stromdurchführung kann in einer Metallbox jede Leitung einzeln geerdet oder über ein Koaxialkabel kontaktiert werden. Dabei ist die äußere Leitung des Koaxialkabels stets über die Box geerdet und schirmt so die Signalleitung ab. Die gewünschten Signalleitungen werden schließlich über geeignete Adapterstecker mit DSM und Elektrometer verbunden.

5.1.3 Probleme und Besonderheiten

Bei den MTT-Messungen sollen Ströme gemessen werden, die zum Teil kleiner als 10 pA sind. Dadurch werden an den Messaufbau besondere Anforderungen gestellt. Insbesondere die Erdung der verschiedenen Geräte und Kontakte muss sehr sorgfältig ausgeführt werden, da eine Erdschleife Ströme in das System einkoppelt, die wesentlich größer als das zu messende Signal sind. Sowohl DSM als auch Elektrometer können erdfrei betrieben werden. In der Praxis hat es sich bewährt, den Ausgang des Elektrometers mit einem möglichst kurzen Kabel direkt mit der Gebäude-Erdleitung zu verbinden. Die von der Basis des MTTs kommende Leitung sowie das entsprechende Kabel vom DSM werden dann wie in Abb. 5.1 dargestellt ebenfalls am geerdeten Ausgang des Elektrometers angeschlossen.

Die Abschirmung sämtlicher Signalleitungen durch Koaxialkabel, deren Ummantelung an der Kontaktbox des Probenhalters geerdet ist, sowie die Abschirmung der Signalleitungen im Probenstab durch Umwicklung mit ebenfalls dort geerdeten Kabeln hat sich für die durchgeführten Messungen bewährt. Zu Problemen kann es allerdings kommen, wenn an irgend einer Stelle der Isolationswiderstand zwischen geerdeter Abschirmung und Signalleitung oder aber zwischen verschiedenen Signalleitungen zu gering ist ($R < 10^9\Omega$). Diese Gefahr besteht besonders dann, wenn die Probenträger in den Kontaktsockel ein- und ausgebaut werden und dabei die Lackisolation einzelner Drähte beschädigt wird. Durch die regelmäßige Erneuerung der Isolation mit Hilfe eines Isolatorlacksprays können Störungen aber vermieden werden.

5.2 Experimente zum spinabhängigen Transport

Ausgangspunkt der Untersuchungen zum spinabhängigen Transport ist die Messung des Kollektorstroms während eines vollständigen Ummagnetisierungszyklus des MTTs. Zwei exemplarisch ausgewählte Messkurven werden in Abschnitt 5.2.1 vorgestellt. Dabei wird der charakteristische Kurvenverlauf erläutert und die Auswertung dieser Messreihen beschrieben. Durch Variation der Temperatur und der angelegten Spannung können dann weitergehende Aussagen über den Transport heißer Elektronen im System getroffen werden. Die dabei gemessenen Resultate werden in den Abschnitten 5.2.2 und 5.2.3 vorgestellt und diskutiert.

5.2.1 Messung des spinabhängigen Kollektorstroms

Bei allen Experimenten zum spinabhängigen Transport heißer Elektronen im MTT-System ist die wichtigste Messgröße der Kollektorstrom. Dieser gibt Auskunft darüber, wie viele Elektronen die Schottkybarriere jeweils überwinden und erlaubt so Rückschlüsse auf den Transportmechanismus im System. Die Emitterspannung und damit die Energie der Elektronen sowie die Temperatur der Probe werden während der Aufnahme einer Messkurve konstant gehalten. Verändert wird hingegen das externe Magnetfeld, in dem sich die Probe befindet. Beginnend im Zustand paralleler Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten (bei etwa 600 Oe) wird das Feld zunächst auf Null reduziert und dann in Gegenrichtung wieder aufgebaut. Dieser *Sweep* wird in beiden Ummagnetisierungsrichtungen ausgeführt und zwei bis drei Mal wiederholt. Abbildung 5.2 zeigt den typischen Verlauf einer feldabhängigen Kollektorstrommessung an einem MBE-MTT.

Aus jeder so gemessenen Kurve kann der maximale Kollektorstrom $I_K(\text{max})$ bei paralleler Magnetisierung und der minimale Kollektorstrom $I_K(\text{min})$ bei antiparalleler Magnetisierung ermittelt werden. Mit den in Kapitel 2.1.4 angegebenen Gleichungen (2.1) und (2.2) lässt sich daraus der spinabhängige Anteil am Kollektorstrom (MC) und der relative spinabhängige Kollektorstrom (MCR) berechnen.

Für Abb. 5.2 ergibt sich damit:

$$MCR = \frac{30,6\text{pA} - 3,4\text{pA}}{3,4\text{pA}} = 8,00 = 800\%$$

und

$$MC = 30,6\text{pA} - 3,4\text{pA} = 27,2\text{pA}$$

Sowohl MC als auch MCR erlauben Rückschlüsse auf die Transportmechanismen für heiße Elektronen im System. Allerdings muss zunächst geprüft werden, inwiefern das Ergebnis durch Störsignale oder eine unvollständige antiparallele Magnetisierung beeinträchtigt wird.

Messfehler durch Leckströme und Störsignale: Eine sehr gravierende Fehlerquelle kann darin bestehen, dass zusätzlich zu den heißen Elektronen, die die

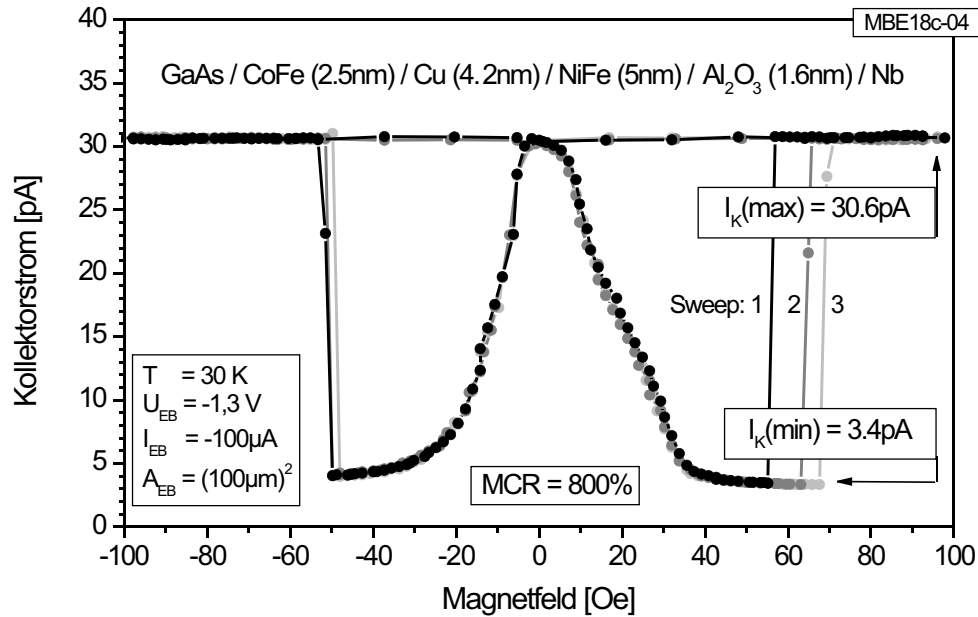


Abb. 5.2: Messung des Kollektorstroms bei drei Magnetfeld-Sweeps ergibt für diesen MBE-MTT ein MCR von 800%.

Schottkybarriere überwinden, auch solche Ladungsträger gemessen werden, die über Lecks jeglicher Art zum Kollektor gelangen. Einerseits können dies Ströme sein, die durch Erdschleifen oder unzureichende Isolierung der Kontakte verursacht werden. Andererseits sind jedoch auch Leckströme im MTT-System denkbar, die dann auftreten, wenn die in der Basis des MTTs akkumulierten Elektronen in den Halbleiter gelangen können, ohne die Schottkybarriere überwinden zu müssen (vgl. Kap. 4.2.3). Eine einfache, aussagekräftige Überprüfung dieser Einflüsse ist die Messung des Kollektorstroms bei einer Emitter-Basis-Spannung von 0,5 V. In diesem Fall liegt die Energie der Elektronen unterhalb der Barrierenhöhe, so dass kein Transport heißer Elektronen über die Schottkybarriere hinweg in den Halbleiter stattfinden kann. Der Kollektorstrom müsste also idealerweise auf Null zurück gehen. Im Temperaturbereich von 5 K bis 65 K hat dieser Test für alle im Folgenden gezeigten Messungen und bei allen Feldwerten ergeben, dass die Leckströme vernachlässigt werden können ($I_{Leck} < 0,05 \text{ pA} \ll I_K(\text{min})$). Wird die Temperatur jedoch erhöht, so ändert sich dies deutlich und bereits ab etwa 100 K dominiert der Leckstrom das Verhalten des Systems.

Messfehler durch unvollständige antiparallele Magnetisierung: Der Wert für $I_K(\text{min})$ kann nur dann korrekt aus der Messkurve ermittelt werden, wenn es gelingt, einen antiparallelen Magnetisierungszustand des MTTs einzustellen. Bei den in dieser Arbeit untersuchten MTTs wird NiFe in seiner schweren Richtung ummagnetisiert. Dieser Vorgang verläuft kontinuierlich und spiegelt sich auch in den Messkurven für den Kollektorstrom gut wieder (vgl. Abb. 5.2). Ein antiparalleler Zustand

wird erreicht, wenn die Stromkurve in ein Plateau einmündet, bevor die Ummagnetisierung des CoFe sie relativ abrupt auf den Maximalwert zurück springen lässt. Je ausgeprägter das Plateau ist, desto zuverlässiger kann von einer vollständig antiparallelen Magnetisierung ausgegangen werden. Die trotzdem noch vorhandene sehr schwache Steigung in diesem Bereich erlaubt es zugleich, eine Fehlerabschätzung für die Unvollständigkeit der antiparallelen Magnetisierung zu machen. In dem in Abb. 5.2 präsentierten Beispiel einer Messung bei einer Temperatur von 30 K sind etwas mehr als 40 Oe nötig, bevor der minimale Kollektorstrom erreicht wird.

Die Ummagnetisierung von CoFe erfolgt in leichter Richtung. Dass dieser Prozess durch die magnetische Vorgeschichte der Probe bestimmt ist und der Feldwert, bei dem der Prozess startet, von Messung zu Messung unterschiedlich sein kann, wird durch Abb. 5.2 gut dokumentiert. In mehreren unmittelbar nacheinander aufgenommenen Messkurven variiert das Schaltfeld im Bereich zwischen 50 Oe und 70 Oe. Da jedoch in allen Fällen der Plateauzustand erreicht worden ist, ergibt sich für die Auswertung von MC und MCR kein Unterschied.

Während somit MC und MCR gut bestimmt und ihre Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wie Temperatur und Emitter-Basis-Spannung untersucht werden können, sind quantitative Aussagen über die Feldstärken, bei denen eine Ummagnetisierung erfolgt, nur eingeschränkt verwertbar. Betrachtet man nämlich die an einem anderen Teil der gleichen Probe durchgeführten GMR-Messungen bei 85 K und 10 K (vgl. Kap. 4.2.2), so zeigt sich eine deutliche Diskrepanz zu den Erkenntnissen aus der Messung des Kollektorstroms. Während bei der Messung des in-plane GMR der Bereich maximalen Widerstands erst bei Feldern zwischen 120 Oe und 150 Oe beobachtet wurde, liegt der Bereich minimalen Kollektorstroms beim Ladungstransport senkrecht zu den Schichtebenen zwischen 40 Oe und 50 Oe. Dabei ist allerdings zu bedenken, dass bei den MC-Messungen nur derjenige Teilbereich der magnetischen Schichten relevant ist, der sich senkrecht unter der Tunnelbarriere befindet. Bei den GMR-Messungen hingegen wird der Ladungstransport in der gesamten Schichtebene betrachtet, also auch in jenem Bereich, der bei der Strukturierung durch die Ätzprozesse eventuell verändert wurde. Zudem können die Messungen nur an Elementen ausgeführt werden, bei denen die Tunnelbarriere zerstört ist. Je nachdem, wodurch die Barriere zerstört wurde, könnten auch hieraus Veränderungen der magnetischen Schichten resultieren. Insgesamt ist jedoch festzustellen, dass allein die Messung des Ladungstransports nicht ausreicht, um die Diskrepanz zwischen den Messungen an beiden Probenelementen zu erklären. Eine genauere Untersuchung der Schichtsysteme in einem Kerr-Mikroskop, das eine ortsabhängige Messung des Magnetisierungszustands erlaubt, kann hier in zukünftigen Arbeiten eventuell mehr Klarheit bringen.

Unterschiedliche Proben: In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Typen von MTTs hergestellt und untersucht. Unterschiede zwischen Proben mit aufgedampfter Cu- und NiFe-Schicht (MBE-MTT) und mit gesputterter Cu- und NiFe-Schicht (MSA-MTT) zeigen sich auch bei den MC-Messungen. So gelingt durch die günstigere Legierungszusammensetzung der gesputterten NiFe-Schichten die ma-

gnetische Trennung so zuverlässig, dass bei jeder Messung ein ausgeprägtes Plateau zu beobachten ist (vgl. Kap. 3.2.4 und Kap. 4.1.3). Abb. 5.3 zeigt den typischen Verlauf für eine solche Messkurve.

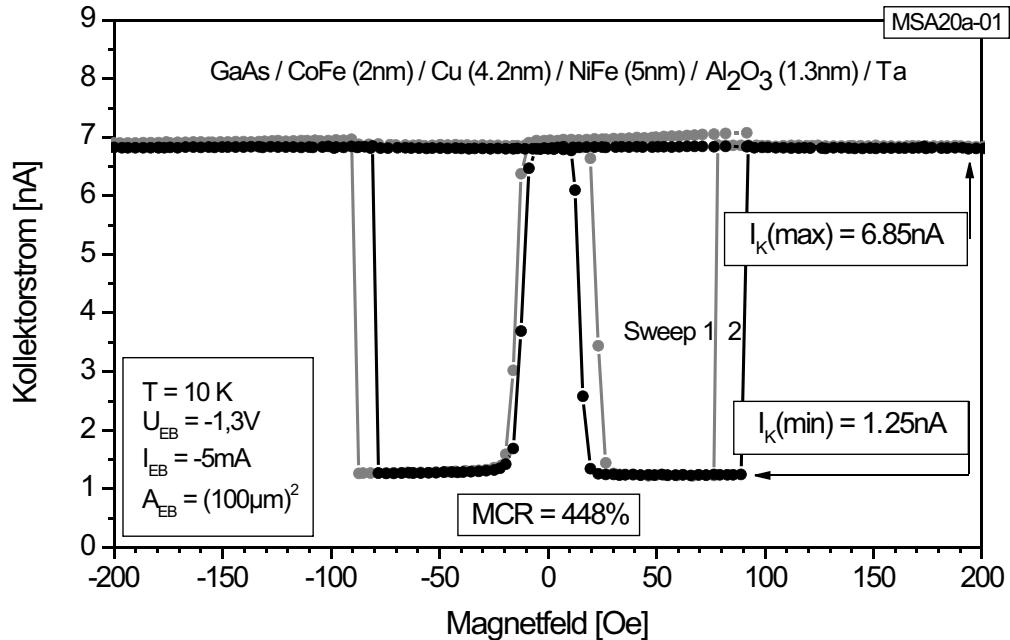


Abb. 5.3: Messung des Kollektorstroms bei zwei Magnetfeld-Sweeps ergibt für diesen MSA-MTT ein reproduzierbares MCR von 448%.

Für beide Typen gilt gleichermaßen, dass der Leckstrom bei tiefen Temperaturen vernachlässigt werden kann. Dass hier kein Unterschied besteht, ist verständlich, da die Hauptursache für den Leckstrom in Störungen des Metall-Halbleiter-Kontakts aufgrund der Strukturierungsprozesse zu sehen ist und sich die beiden MTT-Typen weder in der Herstellung der epitaktischen CoFe-Schicht noch in der Strukturierung des Systems unterscheiden.

Abgesehen vom unterschiedlichen Verlauf der MC-Kurven aufgrund der unterschiedlichen NiFe-Legierungen fallen beim Vergleich der beiden Messungen noch weitere Unterschiede auf. So sind bei der in Abb. 5.3 dargestellten Messung an einem MSA-MTT sowohl Emitter- als auch Kollektorstrom deutlich höher als beim MBE-MTT in Abb. 5.2. Der Wert des MCR ist jedoch deutlich geringer. Die Ursache für diese Unterschiede liegt in der unterschiedlichen Dicke der CoFe- und der Al₂O₃-Schicht beider Proben. Die Konsequenzen dieser Unterschiede ergeben sich aus dem in Kapitel 2.1 beschriebenen Funktionsprinzip des MTTs:

- Die CoFe-Schichtdicke ist beim MSA-MTT geringer als beim MBE-MTT. Dies hat eine verminderte spinabhängige Streuwahrscheinlichkeit für die heißen Elektronen zur Folge. Damit wird das MCR kleiner, während sich zugleich die Transferrate erhöht (vgl. Kap. 2.2.1).

- Die Al_2O_3 -Schichtdicke ist beim MSA-MTT geringer als beim MBE-MTT. Dies hat zur Folge, dass bei gleicher Emitterspannung wesentlich mehr heiße Elektronen in das System emittiert werden. Dadurch erhöht sich zwar nicht die Transferrate, wohl aber der Kollektorstrom und damit der MC.

Vergleich mit Literaturdaten: Analog zu der in Kapitel 2.2.1 ausgeführten Beispielrechnung können die zu erwartenden MCRs für die verwendeten Schichtsysteme berechnet werden, indem hierfür die von *van Dijken, Jiang* und *Parkin* ermittelten effektiven spinabhängigen Abklinglängen für $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ und $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$ verwendet werden [Dij02b]. Diese wurden durch systematische Messungen bei einer Temperatur von 77 K und Emitterspannungen von 1,0 V bis 1,8 V gewonnen. Wie in Kap. 2.2.2 beschrieben, ergeben sich auch hier aufgrund spinabhängiger Streumechanismen unterschiedliche Abklinglängen für Elektronen, deren Spin parallel zur Magnetisierung der Schicht orientiert ist, und solchen mit antiparallelem Spin. Bei einer Elektronenenergie von 1,3 eV ergaben sich dabei für $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ die Abklinglängen $\lambda_{\uparrow} = 7,0 \pm 0,3 \text{ nm}$ und $\lambda_{\downarrow} = 1,3 \pm 0,1 \text{ nm}$ und für $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$ die Werte $\lambda_{\uparrow} = 5,0 \pm 0,3 \text{ nm}$ und $\lambda_{\downarrow} = 0,9 \pm 0,2 \text{ nm}$.

Zum Vergleich mit den Messungen in der vorliegenden Arbeit sind diese Werte nur eingeschränkt verwendbar. Zum einen beziehen sie sich auf $T = 77 \text{ K}$ und auf $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$, während im vorliegenden Fall bei deutlich tieferen Temperaturen gemessen und eine $\text{Co}_{66}\text{Fe}_{34}$ -Legierung benutzt wurde. Zum anderen erhalten *van Dijken, Jiang* und *Parkin* keinen eindeutig bestimmbaren Wert für λ_{\downarrow} bei CoFe. Der Grund besteht darin, dass sich deren Messungen sowohl dadurch beschreiben lassen, dass für λ_{\downarrow} ein Wert von 0,7 nm angenommen und von völlig spinunabhängiger Grenzflächenstreuung zwischen CoFe und GaAs ausgegangen wird, wie auch dadurch, dass für λ_{\downarrow} ein Wert von 11 nm und zusätzlich eine spinpolarisierte Grenzflächenstreuung angenommen wird.

Lässt man diese Einschränkungen und die angegebenen Fehlergrenzen für die Abklinglängen außer Acht, so können mit den Gleichungen (2.6) und (2.7) quantitative Vergleichswerte für die in den vorigen Abschnitten vorgestellten MCRs berechnet werden. Dabei gilt im Fall paralleler Magnetisierung für die Transferrate α nach Gleichung (2.6):

$$\begin{aligned} \alpha^P = & \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{\text{NiFe}}}{\lambda_{\text{NiFe}}^{\uparrow}}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{\text{CoFe}}}{\lambda_{\text{CoFe}}^{\uparrow}}\right) \\ & + \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{\text{NiFe}}}{\lambda_{\text{NiFe}}^{\downarrow}}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{\text{CoFe}}}{\lambda_{\text{CoFe}}^{\downarrow}}\right) \end{aligned} \quad (5.1)$$

und für die antiparallele Konfiguration nach Gleichung (2.7):

$$\begin{aligned}\alpha^{AP} &= \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{NiFe}}{\lambda_{NiFe}^{\uparrow}}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{CoFe}}{\lambda_{CoFe}^{\downarrow}}\right) \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-d_{NiFe}}{\lambda_{NiFe}^{\downarrow}}\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{CoFe}}{\lambda_{CoFe}^{\uparrow}}\right)\end{aligned}\quad (5.2)$$

Damit ergibt sich für den MBE-MTT mit Schichtdicken von 5,0 nm NiFe und 2,5 nm CoFe:

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{MBE}}^P &= \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-5,0}{7,0}\right) \cdot \exp\left(\frac{-2,5}{5,0}\right) \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-5,0}{1,3}\right) \cdot \exp\left(\frac{-2,5}{0,9}\right) = 0,15\end{aligned}\quad (5.3)$$

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{MBE}}^{AP} &= \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-5,0}{7,0}\right) \cdot \exp\left(\frac{-2,5}{0,9}\right) \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{-5,0}{1,3}\right) \cdot \exp\left(\frac{-2,5}{5,0}\right) = 0,02\end{aligned}\quad (5.4)$$

Unter der Annahme, dass alle übrigen α -Faktoren nicht spinabhängig sind, ergibt sich damit:

$$\text{MCR}_{\text{MBE}} = \frac{\alpha_{\text{MBE}}^P - \alpha_{\text{MBE}}^{AP}}{\alpha_{\text{MBE}}^{AP}} = 650\% \quad (5.5)$$

Analog kann die Rechnung für den MSA-MTT mit Schichtdicken von ebenfalls 5,0 nm NiFe aber nur 2,0 nm CoFe durchgeführt werden und es ergibt sich:

$$\text{MCR}_{\text{MSA}} = 450\% \quad (5.6)$$

Während beim MSA-MTT die Abschätzung überraschend gut passt, ist beim MBE-MTT festzustellen, dass das Experiment ein signifikant höheres MCR ergeben hat als die Abschätzung. Berücksichtigt man allerdings, dass die Abklingparameter mit den

oben angegebenen Unsicherheiten behaftet sind und kalkuliert bei den Schichtdicken Abweichungen um $\pm 10\%$ mit ein, so ergibt sich für den MBE-MTT als schlechtester Fall ein MCR von 262% und als bester Fall ein MCR von 1830%. Ähnlich groß ist die Unsicherheit beim MSA-MTT, so dass in beiden Fällen letztlich nur festgestellt werden kann, dass die Messergebnisse mit den aus der Literatur verfügbaren Abklingparametern gut beschrieben werden können. Eine Entscheidung der Frage, ob neben der schichtdickenabhängigen Spinabhängigkeit auch ein Grenzflächeneinfluss eine wesentliche Rolle spielt, kann hingegen weder mit den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen noch mit den zur Verfügung stehenden Literaturdaten getroffen werden.

5.2.2 Temperaturabhängige Messungen

Welche Rolle thermisch angeregte Prozesse beim Transport heißer Elektronen im MTT spielen, kann durch die temperaturabhängige Messung des Kollektorstroms untersucht werden. In der vorliegenden Arbeit sind alle MTTs bei unterschiedlichen Emitterspannungen im Temperaturbereich von 5,5 K bis etwa 180 K untersucht worden. Das beobachtete Verhalten soll nun anhand einer typischen Messung diskutiert werden. In Abb. 5.4 ist die Temperaturabhängigkeit des Kollektorstroms dargestellt. Die Emitterspannung beträgt bei dieser Messung 1,3 V.

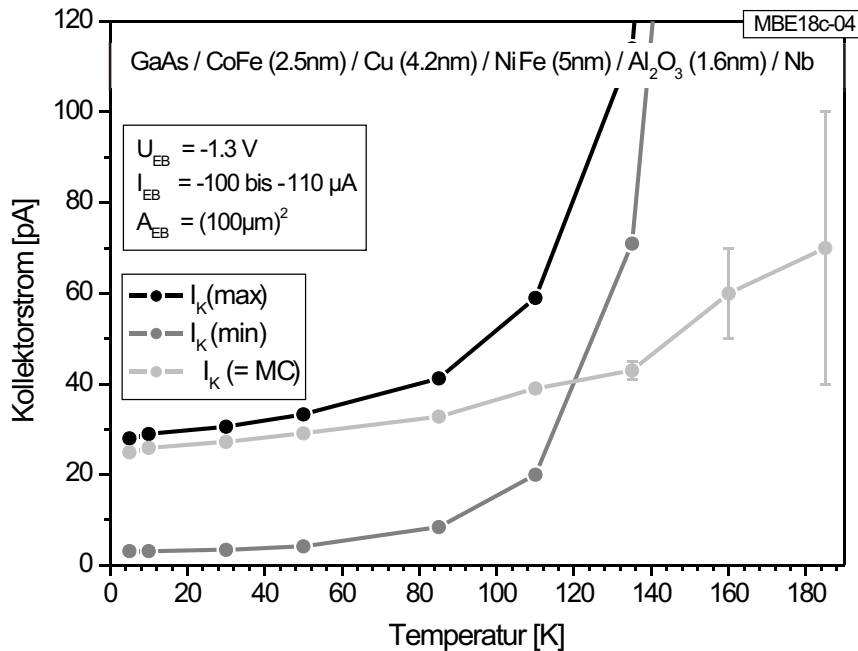


Abb. 5.4: Temperaturabhängige Messung des Kollektorstroms an einem MBE-MTT.

Wie die Messung zeigt, nimmt sowohl $I_K(\text{max})$ als auch $I_K(\text{min})$ mit steigender Temperatur zu. Zugleich ist auch beim MC ein leichter Anstieg zu beobachten. Bei einer Erhöhung der Temperatur von 10 K auf 100 K steigt der MC um knapp 40%

an. Da allerdings der Gesamtstrom in beiden Schaltzuständen bei höheren Temperaturen exponentiell ansteigt, ist der MC bei Temperaturen über 120 K mit einem erheblichen Fehler behaftet.

Um dieses Verhalten zu verstehen, muss zunächst der in Kapitel 5.2.1 beschriebene Einfluss des Leckstroms betrachtet werden. Bei Temperaturen bis etwa 65 K kann dieser nicht spinabhängige Leckstrom vernachlässigt werden ($I_{Leck} < 0,05 \text{ pA} \ll I_K(\text{min})$). Doch bei höheren Temperaturen ist er die Hauptursache für den starken Anstieg des Kollektorstroms. Auf den MC hat der Leckstrom zwar auch bei höheren Temperaturen keinen Einfluss, doch sinkt die Messgenauigkeit durch die hohen Störströme erheblich, so dass die Messungen nicht über 185 K hinaus fortgesetzt wurden.

Während somit der Anstieg von $I_K(\text{max})$ und $I_K(\text{min})$ infolge des steigenden spinunabhängigen Leckstroms zu erwarten ist, bleibt die Beobachtung zu diskutieren, dass auch der MC im gesamten gemessenen Bereich mit steigender Temperatur leicht ansteigt. Dieses Verhalten zeigen auch die bislang bei Temperaturen von 77 K bis ca. 200 K untersuchten SVTs [Jan00, Jan01]. Es entspricht qualitativ den Vorhersagen durch Modellrechnungen [Hon02, Hon03]. Die folgende Diskussion der Ergebnisse ist dementsprechend eng an die Argumentationen in den genannten Publikationen angelehnt:

Thermische Spinwellen und Gitterschwingungen: Die relevanten thermisch angeregten Streuprozesse im Spinvalve sind bereits in Kapitel 2.2.2 beschrieben. Dort ist erläutert, dass sowohl die Phononenstreuung als auch die Streuung aufgrund thermischer Spinwellen mit steigender Temperatur an Bedeutung gewinnt. Beide Prozesse erhöhen die Streuwahrscheinlichkeit für heiße Elektronen, sind aber nicht spinabhängig. Demnach ist mit steigender Temperatur ein Absinken des Kollektorstroms sowie des MC zu erwarten, so lange keine Leckströme auftreten. Dass bei der Messung dennoch bereits von 10 K an ein Anstieg des Stromes mit steigender Temperatur beobachtet wurde, zeigt, dass die thermisch angeregten Streuprozesse über Spinwellen und Gitterschwingungen im beobachteten Temperaturbereich durch einen anderen Einfluss überkompensiert werden. Für den Anstieg des spinabhängigen Anteils am Kollektorstrom, also des MCs, muss folglich ein weiterer Aspekt betrachtet werden.

Energieverteilung: Beim MTT kommt dem Zusammenspiel von Tunnelbarriere, Schottkybarriere und Elektronenenergie eine entscheidende Rolle zu (vgl. Kap. 2.1). Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer Erhöhung der mittleren Energie der emittierten Elektronen und zu einer Verbreiterung ihrer Energieverteilung. Dadurch haben insgesamt mehr heiße Elektronen bei Erreichen der Schottkybarriere noch ausreichend Energie, um diese zu überwinden und der spinabhängige Kollektorstrom erhöht sich.

Um grob abzuschätzen, wie stark dieser Einfluss ist, können die energieabhängigen Messungen herangezogen werden (vgl. Kap. 5.2.3). Dort zeigt sich, dass Kollektorstrom und MC sich etwa verdoppeln, wenn die Emitterspannung von 1,3 V auf

1,4 V erhöht wird. Ein Anstieg um einige Prozent kann somit durchaus bereits durch eine relativ geringe thermische Energie bewirkt werden (für $T = 100\text{ K}$ ist $E \approx k_B T \approx 0.01\text{ eV}$). Auch die theoretischen Analysen von *Hong* und *Wu* zeigen deutlich, dass sich die temperaturabhängige Energieverteilung stark auf den spinabhängigen Kollektorstrom auswirkt [Hon04] und legen nahe, dass dies tatsächlich die Hauptursache für einen Anstieg des MCs mit steigender Temperatur ist.

Solange also die Beiträge durch thermische Spinwellenanregungen und durch Leckströme gering sind, stellt die Veränderung der Energieverteilung aufgrund der zusätzlichen thermischen Energie den Hauptgrund für einen Anstieg von $I_K(\text{max})$, $I_K(\text{min})$ und MC dar. Während im Temperaturbereich über ca. 65 K ein verstärkter Anstieg von $I_K(\text{max})$ und $I_K(\text{min})$ auf Grund der nun auftretenden Leckströme zu beobachten ist, steigt der MC weiter leicht an, da der Einfluss der zusätzlichen thermischen Energie auf die heißen Elektronen noch immer stärker ist als der von thermischen Spinwellen und Gitterschwingungen. Messungen an SVTs bei höheren Temperaturen haben gezeigt, dass etwa ab 210 K der Einfluss dieser Streuprozesse zu überwiegen beginnt und der MC wieder absinkt [Jan00].

5.2.3 Energieabhängige Messungen

Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, kann beim MTT die Energie der heißen Elektronen durch Änderung der äußeren Spannung am Tunnelkontakt gezielt variiert werden. Die maximal erreichbare Energie wird dabei durch die Stabilität der Tunnelbarriere begrenzt. In der vorliegenden Arbeit hat sich gezeigt, dass die verwendeten Tunnelbarrieren bei Spannungen bis mindestens 2 V betrieben werden können, ohne Schaden zu nehmen. Ein Zusammenbruch der Barrieren wurde typischerweise bei 2,3 V bis 2,5 V beobachtet.

Zur Analyse der energieabhängigen Effekte eignen sich insbesondere die Messungen bei möglichst tiefen Temperaturen, da hier alle thermisch bedingten Einflussfaktoren minimiert sind und ein störender Einfluss von Leckströmen ausgeschlossen werden kann. Um die Energieabhängigkeit des Transports im MTT zu diskutieren, ist in Abb. 5.5 das Resultat einer Serie von Messungen bei einer Temperatur von 5,5 K dargestellt. Dabei zeigen Abb. 5.5 (1) und Abb. 5.5 (2) die gleichen Messdaten, jedoch einmal linear (1) und einmal logarithmisch (2) aufgetragen.

In dieser Darstellung ist gut zu erkennen, wie stark sich eine Änderung der Energie auf den Kollektorstrom auswirkt. Bei einer Änderung der Spannung von 1 V auf 2 V erhöht sich beispielsweise der Kollektorstrom im parallelen Magnetisierungszustand um mehr als drei Größenordnungen von 0,9 pA auf 2,0 nA. Der Emitterstrom I_E hingegen wächst nur von 60 μA auf 225 μA , also um einen Faktor 3,75. Dies zeigt deutlich, wie sensibel das System auf Änderungen der Energieverteilung reagiert.

Aus dem Verhältnis zwischen ΔI_K und $I_K(\text{min})$ ergibt sich der relative, spinabhängige Kollektorstrom MCR, der in Abb. 5.6 in Abhängigkeit von der Emitterspannung dargestellt ist.

Die Messung zeigt erwartungsgemäß, dass der spinabhängige Strom erst einsetzt,

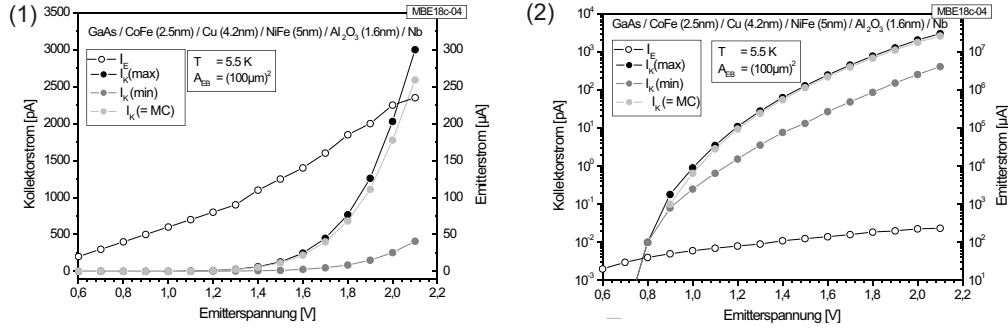


Abb. 5.5: Kollektorstrom und Emitterstrom in Abhängigkeit von der Emitterspannung linear (1) sowie logarithmisch (2) aufgetragen. Die Skalierung für den Emitterstrom I_E befindet sich jeweils am rechten Rand der Diagramme.

wenn die anliegende Spannung und damit die Energie der Elektronen die Schottky-barrierenhöhe übersteigt. Bei steigender Energie nehmen MC und MCR schnell zu, so dass bereits bei 0,9 V ein MCR von über 100% beobachtet werden kann. Wird die Spannung weiter erhöht, so steigt der Effekt an, bis er in einem Bereich von 1,3 V bis 1,5 V seinen Maximalwert erreicht. Bei weiterer Erhöhung der Energie steigt zwar auch der spinabhängige Strom weiter an, doch überwiegt dann der Anstieg des spinunabhängigen Stromes, so dass ein Sinken des MCR zu beobachten ist. Dies ist auch in Abb. 5.5 zu erkennen, wenn man die logarithmische Auftragung von $I_K(\text{max})$, $I_K(\text{min})$ und MC gegen die angelegte Spannung betrachtet. Während anfangs $I_K(\text{max})$ und MC deutlich schneller ansteigen als $I_K(\text{min})$, verlaufen bei höheren Spannungen beide Werte nahezu parallel. Bei der linearen Auftragung hingegen ist deutlich der verstärkte Anstieg von $I_K(\text{min})$ bei Spannungen über ca. 1,5 V zu erkennen.

Bei allen Messungen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, ist, wie in Abb. 5.6 gezeigt, stets ein steiler Anstieg des MCR mit der Emitterspannung zu beobachten. Der Maximalwert wird bei 1,2 V bis 1,5 V erreicht. Danach fällt der Wert langsam wieder ab. Mit steigender Temperatur sinkt das MCR leicht, während sich die Position des Maximums praktisch nicht ändert.

Dieser Kurvenverlauf stimmt qualitativ gut mit der in Kap. 2.2.2 vorgestellten theoretischen Modellrechnung überein (vgl. Abb. 2.7). Die Messungen ergeben, dass das theoretisch für Temperaturen von 100 K bis 300 K vorhergesagte Verhalten sich auch im Temperaturbereich von 5,5 K bis 65 K beobachten lässt und stellen eine erste experimentelle Bestätigung dieser Rechnungen für tiefe Temperaturen dar.

Zur Deutung der Ergebnisse wird deshalb, wie bei den Modellrechnungen in [Hon03], davon ausgegangen, dass die spontane Emission von Spinwellen und die Stoner-Anregungen die beiden wichtigsten Streumechanismen im System sind. Beide Prozesse sind in Kap. 2.2.2 erläutert. Im Folgenden soll nun diskutiert werden, auf welche Weise sie das energieabhängige Transportverhalten im MTT erklären können.

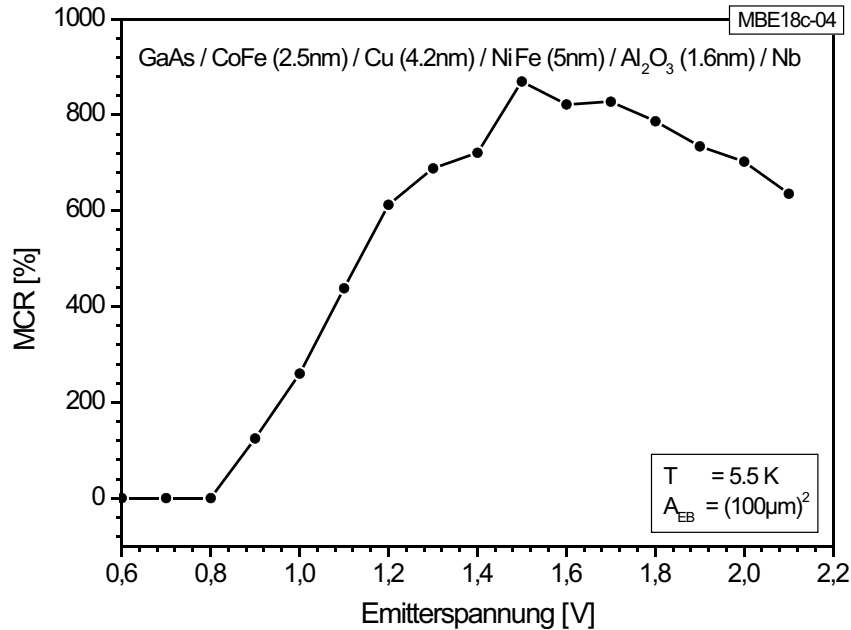


Abb. 5.6: MCR in Abhängigkeit von der Emitterspannung.

Spontane Spinwellenemission: Bei niedrigen Energien ist die spontane Emission von Spinwellen der vorherrschende spinabhängige Streumechanismus. Sie führt zu einer Verkürzung der Abklinglänge λ_{\downarrow} für Minoritätselektronen gegenüber der Abklinglänge λ_{\uparrow} für Majoritätselektronen und dadurch zu einem spinabhängigen Kollektorstrom. Mit steigender Energie der heißen Elektronen wird der Phasenraum für spontane Spinwellen erweitert, da spontane Spinwellen Energien bis hin zur Gesamtenergie der heißen Elektronen erhalten können. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission von Spinwellen (vgl. Kap. 2.2.2).

Um den Anstieg des MCR mit steigender Energie der Elektronen zu erklären, kommt allerdings noch ein zweiter Effekt hinzu. Bei der spontanen Emission einer Spinwelle wechselt der Spin des heißen Elektrons stets vom Minoritätszustand in den Majoritätszustand. Je höher nun die Energie des Elektrons ist, umso größer ist die Chance, dass ein solches Elektron auch nach einer spontanen Spinwellenemission noch zum Kollektorstrom beiträgt. In diesem Fall wirkt sich der Prozess gleich doppelt auf die Asymmetrie der Abklinglängen λ_{\uparrow} und λ_{\downarrow} aus. Durch den Streuprozess wird dann nicht nur die Anzahl der Minoritätselektronen reduziert, es erhöht sich zugleich auch die Anzahl der Majoritätselektronen, die zum Kollektor gelangen. Ergebnis ist ein Anstieg des MCRs mit steigender Emitterspannung, wie dies in der Messung bei Spannungen zwischen 0,8 eV und 1,4 eV zu beobachten ist.

Stoner-Anregungen: Im Unterschied zur spontanen Spinwellenemission sind Stoner-Anregungen, d. h. die inelastische Streuung heißer Elektronen unter Coulombwechselwirkung mit den besetzten und unbesetzten Zuständen in den Elek-

tronenbändern von Ferromagneten schon seit längerem untersucht worden [Sch93]. Dabei hat sich gezeigt, dass sowohl die Wahrscheinlichkeit für Stoner-Anregungen insgesamt als auch die Asymmetrie der Wahrscheinlichkeiten für die beiden Spinrichtungen wesentlich von der Energie der heißen Elektronen abhängen (vgl. Kap. 2.2.2). Bei der theoretischen Berechnung der zu erwartenden Effekte muss die Bandstruktur in allen beteiligten Schichten genau bekannt sein, da die unterschiedliche Anzahl freier und besetzter Zustände im ferromagnetischen Material von entscheidender Bedeutung ist. Berechnungen wurden für elementares Fe und für elementares Ni durchgeführt. Dabei hat sich ergeben, dass die maximale Asymmetrie und damit das zu erwartende Maximum des MCRs für Fe bei etwa 4 V liegt und für Ni bei nur 1,2 V [Hon00]. Ein genauer Wert für NiFe- oder CoFe-Legierungen ist bislang nicht bekannt, doch scheint plausibel, dass er zwischen den beiden genannten Werten liegt. Bei höheren Energien steigt zwar die Wahrscheinlichkeit für Stoner-Anregungen weiter an und die Abklinglängen λ_{Stoner} werden kürzer, doch der Unterschied zwischen den beiden Spinorientierungen nimmt wieder ab. Die Folge ist ein entsprechendes Absinken des MCRs bei höheren Energien, wie dies in Abb. 5.6 für Spannungen über 1,6 eV zu sehen ist.

Insgesamt lässt sich die Energieabhängigkeit des MCRs somit verstehen, wenn die unterschiedliche relative Bedeutung der beiden wichtigsten spinabhängigen Streuprozesse im System berücksichtigt wird. Entsprechend der theoretischen Voraussagen von *Hong* und *Mills* kann dabei angenommen werden, dass die Stoner-Anregung gegenüber der Spinwellenstreuung im Energiebereich zwischen 1 eV und 3 eV zu dominieren beginnt [Hon00].

5.2.4 Transferrate und Kollektorstrom

Zusätzlich zur Größe des spinpolarisierten Stroms und dem damit verbundenen MCR ist die Transferrate eine wichtige Kenngröße des Systems. Diese wird berechnet als $\alpha = I_K(\text{max})/I_E$ und kann für jede durchgeführte Messung angegeben werden. In Abb. 5.7 ist die Transferrate eines MBE-MTTs gegen die Emitterspannung aufgetragen.

Zunächst ist festzustellen, dass in jedem Fall nur ein sehr kleiner Teil der heißen Elektronen den Kollektor erreicht. Ein weitaus größerer Anteil wird über die geerdete Basis abtransportiert. Während sich bei einer Erhöhung der Emitterspannung der Emitterstrom aber nur vergleichsweise wenig ändert, steigt der Kollektorstrom und damit die Transferrate um mehrere Größenordnungen an. Dennoch wird maximal eine Transferrate von $1 \cdot 10^{-5}$ erreicht, da bei noch höheren Emitterspannungen die Tunnelbarriere zerstört wird. Im Folgenden werden die wichtigsten Faktoren diskutiert, die für das Zustandekommen der Transferrate verantwortlich sind.

Der Einfluss der Schichtdicken: Der Einfluss der einzelnen Schichtdicken auf die Transferrate ergibt sich aus dem Funktionsprinzip des MTTs und besteht darin, dass die Transferrate jeder Einzelschicht exponentiell von der Schichtdicke abhängt. Ei-

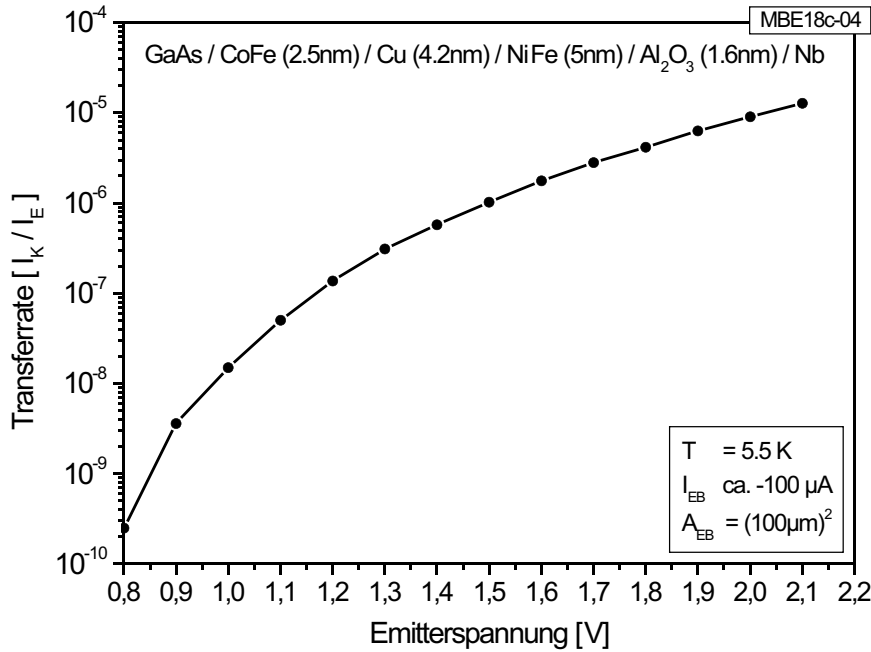


Abb. 5.7: Exponentieller Anstieg der Transferrate mit steigender Emitterspannung.

ne Verminderung der Schichtdicke kann diese Verluste reduzieren. Das führt jedoch zugleich zu einer Verminderung des MC-Effekts, wie die Beispielrechnung in Kapitel 2.2.1 deutlich macht. Lediglich bei der nichtmagnetischen Zwischenschicht ist es möglich, die Dicke zu reduzieren, ohne zugleich den spinabhängigen Effekt zu verlieren. Eine Untergrenze wird hier allein dadurch gegeben, dass die Zwischenschicht ein getrenntes magnetisches Schalten der beiden Ferromagneten ermöglichen muss. Systematische Messungen der Abklinglängen haben allerdings gezeigt, dass die Cu-Zwischenschicht im Vergleich zu den beiden ferromagnetischen Schichten praktisch nicht ins Gewicht fällt, so dass eine weitere Abdünnung nur sehr wenig Erfolg bringen würde [Dij03a]. Bei der Wahl der Schichtdicken für die ferromagnetischen Schichten wird hingegen stets zwischen einem größeren MCR und einer größeren Transferrate abzuwägen sein.

Aussichtsreicher kann eine systematische Untersuchung unterschiedlicher Materialien und Struktureigenschaften sein, die darauf abzielt, ein System zu finden, bei dem sowohl die Abklinglänge für Majoritätselektronen als auch die Asymmetrie zwischen den Abklinglängen besonders groß ist. Während sich bei Vergleichsmessungen polykristalliner Systeme mit Au bzw. Cu als Zwischenschicht bereits gezeigt hat, dass das Cu-System eine zehn Mal bessere Transferrate aufweist [Dij03a], wird eine nochmals deutlich verbesserte Transferrate bei vollständig epitaktischen Systemen erwartet.

Der Einfluss von Emitterspannung und Emitterstrom: Auch ohne die Transfer rate zu verbessern, kann der Kollektorstrom erhöht werden. Dies geschieht wahlweise durch eine Vergrößerung der Fläche der Emitterbarriere oder eine Verringerung der

Barrierendicke. In beiden Fällen steigt der Emittierstrom und somit auch der Kollektorstrom. Doch beide Fällen haben gravierende Nachteile. Für eine zukünftige Anwendung wird nicht eine Vergrößerung der Flächen, sondern eine wesentliche Verkleinerung erwünscht sein, so dass diese Option bestenfalls für Grundlagenversuche in Frage kommt. Eine Verminderung der Barrierendicke hingegen ist nur begrenzt möglich. In der vorliegenden Arbeit weisen die Barrieren effektive Dicken von 1,3 nm bis etwa 1,6 nm auf und ermöglichen es, mit einer Spannung von bis zu 2 V betrieben zu werden. Für Barrieren mit geringeren effektiven Dicken ist zu erwarten, dass sie bereits bei einer geringeren Spannung zusammenbrechen. Da sich bereits gezeigt hat, dass der maximale Effekt erst bei einer Emitterspannung von mindestens 1,3 V zu erwarten ist, sollte die Barriere diese Spannung in jedem Falle auch aushalten. Bessere Erfolge sind zu erwarten, wenn die Emitterspannung erhöht wird. Wie in Kapitel 5.2.3 beschrieben steigt dabei der Emittierstrom relativ langsam an, während der Kollektorstrom sich drastisch erhöht. Hauptursache dafür ist die Tatsache, dass Elektronen mit einer höheren Anfangsenergie auch nach mehreren inelastischen Stößen die Kollektorbarriere noch überwinden können. Da sich in der vorliegenden Arbeit gezeigt hat, dass das MCR bei Erhöhung der Spannung zunächst wächst und auch bei höheren Energien nur relativ langsam absinkt, kann somit eine relativ große Emitterspannung verwendet werden.

Der Einfluss der Grenzflächen: In den vergangenen Jahren durchgeführte Experimente an Spintransistoren haben gezeigt, dass die Streuung an den Grenzflächen eine der wichtigsten Ursachen für die geringe Transferrate der Spintransistoren ist [Vlu02, Dij03a]. So kann durch die Streuung an einer Grenzfläche zwischen zwei benachbarten Schichten der Kollektorstrom um den Faktor 2 bis 10 reduziert werden. Wie groß dieser Verlust im Einzelfall ist, hängt davon ab, wie gut die Gitter- und Bandanpassung beim Übergang zwischen zwei Schichten erfolgen kann (vgl. Kap. 2.2.1). Die Verwendung eines semi-epitaktischen Systems stellt diesbezüglich einen ersten Schritt hin zu einem MTT mit optimierten Grenzflächen dar. Ein erster Versuch eines MTTs mit einem vollständig epitaktischen Spinvalve von *Sato* und *Mizushima* hat bereits gezeigt, dass durch eine verbesserte strukturelle Anpassung der Grenzflächen eine deutlich höhere Transferrate erreichbar ist. Für ihren MTT mit einem Fe / Au / Fe-Spinvalve erreichen sie bei einer Emitterspannung von 3 V eine Transferrate von $\alpha \approx 1 \cdot 10^{-3}$ [Sat01].

Zu berücksichtigen ist dabei, dass eine Änderung der Grenzflächeneigenschaften sich auch auf die Spinabhängigkeit des Kollektorstroms auswirken kann. Bislang ist noch nicht systematisch untersucht, welchen Anteil spinabhängige elastische Streuungen an den Grenzflächen im MTT auf das Gesamtverhalten haben und, wie in Kap. 5.2.1 beschrieben, vermag auch die vorliegende Arbeit diese Frage nicht zu beantworten. Wenn es zukünftig gelingt, eine Serie von MTTs herzustellen, die sich ausschließlich in den Eigenschaften einer bestimmten Grenzfläche unterscheiden, so kann diese Frage vermutlich beantwortet werden. Dies wäre z. B. möglich, wenn ein MTT mit vollständig epitaktischem Spinvalve realisiert würde, bei dem durch gezielte Vorbehandlung eine bestimmte Grenzfläche modifiziert wird.

5.3 Schlussbemerkungen

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten MTTs zeigen das große Potential des spinpolarisierten Transports heißer Elektronen. So ist die Möglichkeit zu nennen, den aktuellen Schaltzustand ohne weitere Energiezufuhr aufrecht erhalten zu können, sowie die sehr hohe Sensibilität gegenüber Änderungen eines kleinen Magnetfelds: Bei der in Abb. 5.2 gezeigten Messung beträgt die relative Stromänderung ca. 25% pro Oe in einem Feldbereich von 0 Oe bis 30 Oe. Insbesondere aber stellt der Spintransistor ein System dar, an dem der spinabhängige Ladungstransport heißer Elektronen systematisch untersucht werden kann, um das physikalische Verständnis der zu Grunde liegenden Mechanismen zu erweitern und abzusichern.

Insgesamt bleibt festzustellen, dass die Verbesserung der Transferrate eines der wichtigsten Ziele bei der weiteren Entwicklung des MTTs ist. Die Optimierung der einzelnen Schichten und ihrer Grenzflächen kann gegenüber dem heutigen Stand noch eine erhebliche Verbesserung bringen. Hierzu sind jedoch systematische Untersuchungen notwendig, bei denen der Zusammenhang zwischen elastischen und inelastischen Streuprozessen heißer Elektronen und der Band- und Gitterstruktur der einzelnen Schichten und ihrer Grenzflächen im Spintransistor analysiert werden. Um die Transferrate zu maximieren, müssen dann Materialien mit optimaler chemischer Zusammensetzung und Bandstruktur verwendet werden.

Aufbauend auf den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit und dem in Kap. 3 beschriebenen Herstellungsverfahren können dafür zukünftig MTTs mit hoher struktureller Qualität reproduzierbar hergestellt werden. Durch die systematische Variation einzelner Herstellungsparameter und die genaue Analyse der Auswirkungen dieser Variationen auf MC und MCR in Abhängigkeit von Temperatur und Energie können dann die bislang noch offenen Fragen wie z.B. die Frage nach der Spinabhängigkeit der Grenzflächenstreuung beantwortet werden.

Ein nächster Schritt könnte darin bestehen, die Vorbehandlung der epitaktischen Grenzfläche zwischen GaAs und CoFe zu variieren und deren Einfluss genauer zu untersuchen. Dabei sollte bei sonst gleichen Parametern auch eine Serie von MTTs mit unterschiedlichen CoFe-Schichtdicken hergestellt werden. Da mit dem hier vorgestellten Verfahren die Dicke der CoFe-Schicht bis auf wenige Atomlagen reduziert werden kann, wäre so eine genauere Aussage darüber möglich, welchen Einfluss Streuprozesse innerhalb der epitaktischen CoFe-Schicht relativ zu den Einflüssen der Grenzflächen dieser Schicht haben.

Im Weiteren sollte ein Herstellungsverfahren für ein vollständig epitaktisches Spinvalve-System entwickelt werden. Hierfür könnte z.B. die Cu-Zwischenschicht durch Au ersetzt werden, das in einer MBE-Anlage epitaktisch auf CoFe aufwächst. Statt der polykristallinen NiFe-Schicht könnte dann als zweite ferromagnetische Schicht entweder reines Fe oder eine CoFe-Legierung verwendet werden. Die Legierungszusammensetzung des CoFe und die Schichtdicken für beide Schichten müssten dann mit Hilfe der in Kapitel 4 beschriebenen Charakterisierungsmethoden optimiert werden. Gelingt es, auf diese Weise einen MTT mit epitaktischem Spinvalve

herzustellen, so kann eine deutlich erhöhte Transferrate erwartet werden, da die Störungen von Gitter- und Bandstruktur an den Grenzflächen deutlich vermindert werden können.

Parallel zur experimentellen Untersuchung epitaktischer MTTs sollte auch versucht werden, bei der theoretischen Betrachtung dieser Systeme über die bislang vorhandenen phänomenologischen Berechnungen hinaus zu gehen, um genauere Vorhersagen über das Verhalten heißer Elektronen in epitaktischen Spintransistoren machen zu können. In dem in der Physik bewährten Zusammenspiel aus theoretischer Vorhersage und experimenteller Analyse könnte so ein vertieftes Verständnis der Streuprozesse heißer Elektronen gewonnen und ein optimierter Spintransistor verwirklicht werden.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Herstellung und Analyse von magnetischen Tunneltransistoren (MTTs) mit epitaktischer Schottkybarriere beschrieben. Das Schichtsystem, aus dem ein MTT aufgebaut ist, besteht aus einem Tunnelkontakt, durch den heiße Elektronen in das System injiziert werden (Emitter), einem Spinvalve, d. h. zwei ferromagnetischen Schichten mit nichtmagnetischer metallischer Zwischenschicht (Basis) und einer Schottkybarriere zwischen dem Spinvalve und einem Halbleitersubstrat, die dafür sorgt, dass nur Elektronen mit ausreichend hoher Energie in den Halbleiter gelangen (Kollektor).

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein heißes Elektron auf Grund von Streuprozessen im Spinvalve so viel Energie verliert, dass es die Schottkybarriere nicht mehr überwinden kann, hängt von der relativen Orientierung des Elektronenspins zur Magnetisierungsrichtung in den beiden ferromagnetischen Schichten des Spinvalves ab. Hauptursache dafür ist die spinabhängige inelastische Streuung der Elektronen in den ferromagnetischen Schichten durch Stoner-Anregungen und spontane Spinwellenemissionen. Ziel dieser Arbeit ist es, diese Streuprozesse in ihrer Abhängigkeit von der Energie der heißen Elektronen und der Temperatur zu untersuchen. Um inelastische Streuungen an der Grenzfläche zwischen Spinvalve und Halbleiter zu minimieren, wird dazu ein Herstellungsprozess für einen MTT mit epitaktischer Schottkybarriere entwickelt. Dieser Prozess stellt einen ersten Meilenstein, auf dem Weg zu einem vollständig epitaktischen magnetischen Tunneltransistor dar.

Herstellung und Charakterisierung: Die Herstellung von MTTs wurde in zwei unterschiedlichen Varianten erfolgreich durchgeführt. Bei den als MBE-MTTs bezeichneten Spintransistoren wird nach der Vorbehandlung des n-dotierten GaAs-Substrats in der UHV-Kammer einer Molekularstrahlepitaxieanlage (MBE) sowohl die erste, hartmagnetische Schicht aus $\text{Co}_{66}\text{Fe}_{34}$ als auch die Cu-Zwischenschicht und die weichmagnetische NiFe-Legierung in dieser Anlage aufgebracht, bevor die Probe einem Vakuumbruch ausgesetzt und für die Herstellung der Al_2O_3 -Tunnelbarriere in eine Sputteranlage transferriert wird. Die Charakterisierung mittels Elektronenbeugung bestätigt dabei, dass CoFe auf GaAs epitaktisch wächst, während Cu und NiFe polykristalline Strukturen mit einer festen Vorzugsrichtung ausbilden.

Im Unterschied dazu wird bei MSA-MTTs nur die epitaktische CoFe-Schicht in einer MBE aufgebracht, während Cu und NiFe in einer Magnetronsputteranlage (MSA) hergestellt werden. Bei diesem Verfahren wird durch Einsatz einer UHV-Transportkammer ein Vakuumbruch vermieden. Ein weiterer Vorteil dieses zweiten Verfahrens besteht darin, dass die Zusammensetzung der $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Legierung beim

Sputtern mit hoher Genauigkeit auch in der abgeschiedenen Schicht vorliegt, während beim Verdampfen des Materials aus einem Ofen in der MBE Abweichungen von $\pm 5\%$ in der Zusammensetzung festzustellen sind. Dies ist wichtig, da für $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ein Magnetfeld von weniger als 10 Oe ausreicht, um die Schicht in Feldrichtung zu sättigen, während bei abweichenden Zusammensetzungen deutlich höhere Felder benötigt werden. Für zukünftige Untersuchungen an MTTs wird das zweite Verfahren empfohlen, da es damit zuverlässig möglich ist, die NiFe-Schicht vollständig umzumagnetisieren, bevor die CoFe-Schicht schaltet.

Die Herstellung robuster Tunnelbarrieren wird mit Hilfe gesputterter Al-Schichten und natürlicher Oxidation erreicht, indem in mehreren Einzelschritten jeweils Schichten mit einer Maximaldicke von 0,8 nm Al aufgebracht und anschließend in der Schleusenkammer der Sputteranlage in 100 mbar reinem O_2 10 min lang oxidiert wird. Durch dreimalige Wiederholung dieses Prozesses werden Tunnelbarrieren mit einer effektiven Schichtdicke von 1,4 nm realisiert, die mit äußeren Spannungen von bis zu 2,4 V betrieben werden können.

Die Charakterisierung der Schichtsysteme mit Hilfe elektronenmikroskopischer Querschnittsaufnahmen und elementspezifischer Tiefenprofilanalyse und die Untersuchung des magnetischen Schaltverhaltens mit Hilfe des magnetooptischen Kerreffekts liefert während der Entwicklung des Herstellungsverfahrens wichtige Informationen darüber, welche Herstellungsparameter zum gewünschten Resultat führen.

Für elektrische Messungen werden die Proben im Reinraum mittels optischer Lithographie mikrostrukturiert. Durch den Einsatz eines Sekundärionenmassenspektrometers gelingt es dabei, die Ätzprozesse so zu steuern, dass die ultradünnen Spinvalves anschließend elektrisch kontaktiert werden können. Mit gebondeten und mit Leitsilber verstärkten Kontaktdrähten werden die bei der Strukturierung aufgetragenen Kontaktflächen mit den Pins eines Probenträgers verbunden, so dass dieser in unterschiedliche Messanordnungen eingebaut werden kann. Durch Einzelmessungen an Tunnelkontakt, Spinvalve und Schottkykontakt des Systems werden dann wichtige Systemparameter wie die effektiven Barrierenparameter von Tunnelbarriere und Schottkybarriere sowie das Magnetowiderstandsverhalten des Spinvalves untersucht. Für die Tunnelbarrieren ergeben sich dabei Schichtdicken zwischen 1,3 nm und 1,6 nm und eine effektive Barrierenhöhe von 2 eV. Für den in-plane GMR im Spinvalve werden Werte zwischen 2% und 3% gemessen. Die Schottkybarriere zwischen GaAs und CoFe schließlich hat eine effektive Höhe von ca. 0,6 eV. Dabei zeigt sich auch, dass beim MTT ein stark temperaturabhängiger Leckstrom über die Schottkybarriere auftritt, der die Messungen bei Temperaturen über ca. 100 K empfindlich stört. Für zukünftige Arbeiten wird deshalb ein verbessertes Strukturierungsverfahren empfohlen, bei dem die Schottkybarriere deutlich weniger beeinträchtigt wird. Zudem ist zu untersuchen, ob eine niedrigere Dotierung des Substrats hier Vorteile bringt.

Spinabhängiger Transport: An den erfolgreich hergestellten und charakterisierten MTTs werden spinabhängige Transportmessungen durchgeführt. Dabei wird der Kollektorstrom mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1 \text{ pA}$ in einem veränderlichen externen Magnetfeld und damit in unterschiedlichen Schaltzuständen der magnetischen Schichten des MTTs gemessen. Ein Ummagnetisieren des Spinvalves von einem parallelen Magnetisierungszustand beider ferromagnetischer Schichten in den antiparallelen Zustand erfolgt in einem externen Magnetfeld im Bereich von -100 Oe bis $+100 \text{ Oe}$. Die untersuchten MTTs zeigen dabei relative spinabhängige Kollektorströme (MCR) von 400% bis über 900%.

Der verwendete Versuchsaufbau erlaubt Messungen im Temperaturbereich von $5,5 \text{ K}$ bis 400 K . Durch den starken Störeinfluss von Leckströmen bei höheren Temperaturen werden die Untersuchungen jedoch auf tiefe Temperaturen bis maximal 185 K beschränkt. Durch die Betrachtung des spinabhängigen Anteils am Kollektorstrom können dabei Aussagen über den Transport heißer Elektronen gemacht werden. Es zeigt sich, dass dieser spinabhängige Kollektorstrom mit steigender Temperatur ansteigt. Zwischen 10 K und 100 K beträgt der beobachtete Anstieg etwa 40%. Dies bestätigt die Vorhersagen aus Modellrechnungen in der Literatur und zeigt, dass thermisch angeregte Spinwellen und Gitterschwingungen in diesem Temperaturbereich noch keinen dominierenden Einfluss haben. Die zusätzliche thermische Energie und die Verbreiterung der Energieverteilung der heißen Elektronen stellt die Hauptursache für den beobachteten Anstieg dar.

Der Einfluss der Energie der heißen Elektronen auf das Systemverhalten wird ebenfalls untersucht. Da die Tunnelbarrieren auch über längere Zeit hinweg mit Spannungen von bis zu 2 V betrieben werden können, sind detaillierte energieabhängige Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen möglich. Dabei zeigt sich wie erwartet, dass erst bei einer Emitterspannung von mehr als $0,6 \text{ V}$ heiße Elektronen bis zum Kollektor gelangen. Mit steigender Emitterspannung und damit steigender Energie der heißen Elektronen steigt der MCR schnell an und erreicht bei Spannungen zwischen $1,3 \text{ V}$ und $1,5 \text{ V}$ seinen Maximalwert. Bei noch höheren Spannungen sinkt der MCR langsam wieder ab. Analysiert wird dabei neben dem MCR auch der Emitterstrom I_E sowie der Kollektorstrom $I_K(\text{max})$ bei paralleler Magnetisierung und $I_K(\text{min})$ bei antiparalleler Magnetisierung. Die Untersuchungen stellen eine erste experimentelle Bestätigung dafür dar, dass der theoretisch vorhergesagte Zusammenhang zwischen MCR und Energie auch im Temperaturbereich zwischen 5 K und 65 K zu beobachten ist. Erklären lässt sich das Verhalten durch das Zusammenspiel von Stoner-Anregungen und spontaner Spinwellenemission, wobei die Spinwellenemission bei niedrigen Energien vorherrschend ist, während Stoner-Anregungen in einem Energiebereich von über 1 bis 3 eV zu dominieren beginnen.

Schließlich wird die Transferrate, d.h. das Verhältnis zwischen Emitterstrom I_E und maximalem Kollektorstrom $I_K(\text{max})$ betrachtet. Bei den untersuchten MTTs kann eine maximale Transferrate von $1 \cdot 10^{-5}$ erreicht werden. Eine Verbesserung dieses Verhältnisses ist eine der wichtigsten Aufgaben, um das Anwendungspotential von Spintransistoren zu vergrößern. Als Einflussfaktoren, die hierbei wesentlich sind, wird die Dicke der einzelnen Schichten des Spinvalves, die Anpassung von Band- und

Gitterstruktur an den Grenzflächen und die Energie der heißen Elektronen diskutiert. Eine Vertiefung des Verständnisses dieser Faktoren und eine dadurch mögliche systematische Optimierung der Herstellungsparameter stellt eine wichtige Aufgabe für die Zukunft dar.

Literaturverzeichnis

- [Aes97] M. Aeschlimann, M. Bauer, S. Pawlik, W. Weber, R. Burgermeister, D. Oberli, H.C. Siegmann: *Ultrafast Spin-Dependent Electron Dynamics in fcc Co*. Phys. Rev. Lett. **79**, 5158 (1997)
- [Bai88] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, N. van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas: *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*. Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)
- [Bay99] G. Bayreuther: *Spinvalves in Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung*. 30. IFF Ferienkurs im Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Bay03] G. Bayreuther, M. Dumm, B. Uhl, R. Meier, W. Kipferl: *Magnetocrystalline volume and interface anisotropies in epitaxial films: Universal relation and Néel's model* Journ. Appl. Phys. **93**, 8230 (2003)
- [Bel88] L.D. Bell, W.J. Kaiser: *Observation of interface band structure by Ballistic-Electron-Emission Microscopy*. Phys. Rev. Lett. **61**, 2368 (1988)
- [Ben01] F. Bensch: *Der magnetische Phasenübergang und das Einsetzen des Ferromagnetismus bei dünnen Eischichten auf Galliumarsenid*. Dissertation, Universität Regensburg (2001)
- [Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Phys. Rev. B **39** 4828 (1989)
- [Boe97] A. Böhm: *Grenzflächenuntersuchungen in Fe Tb-Viellagenschichten mit verschiedenen Zwischenlagen*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (1997)
- [Bri70] W.F. Brinkman, R.C. Dynes, J.M. Rowell: *Tunneling conductance of asymmetrical barriers*. J. Appl. Phys. **41** 1915 (1970)
- [Bro99] R.H. Brown, D.M.C. Nicholson, X. Wang, T.C. Schulthess: *First principles theory of spin waves in Fe, Co and Ni*. J. Appl. Phys. **85** 4830 (1999)

- [Bro00] M. Brockmann: *Epitaxie und magnetische in-plane-Anisotropie dünner Fe(001)-Schichten auf Au(001) und GaAs(001)*. Dissertation, Universität Regensburg (2000)
- [Cho79] K. L. Chopra: *Thin Film Phenomena*. McGraw-Hill, New York (1979)
- [Dat90] S. Datta, B. Das: *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Appl. Phys. Lett. **7** 665 (1990)
- [Die91] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri: *Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers*. Phys. Rev. B **43** 1297 (1991)
- [Dij02a] S. vanDijken, X. Jiang, S.S.P. Parkin: *Room temperature operation of a high output current magnetic tunnel transistor*. Appl. Phys. Lett. **80** 3364 (2002)
- [Dij02b] S. vanDijken, X. Jiang, S.S.P. Parkin: *Spin-dependent hot electron transport in $Ni_{81}Fe_{19}$ and $Co_{84}Fe_{16}$ films on GaAs(001)*. Phys. Rev. B. **66** 094417-1 (2002)
- [Dij03a] S. vanDijken, X. Jiang, S.S.P. Parkin: *Comparison of magnetocurrent and transfer ratio in magnetic tunnel transistors with spin-valve bases containing Cu and Au spacer layers*. Appl. Phys. Lett. **82** 775 (2003)
- [Dij03b] S. vanDijken, X. Jiang, S.S.P. Parkin: *Giant magnetocurrent exceeding 3400% in magnetic tunnel transistors with spin-valve base layers*. Appl. Phys. Lett. **83** 951 (2003)
- [Dow04] P.A. Dowben, R. Skomski: *Are half-metallic ferromagnets half metals?* J. Appl. Phys. **95** 7453 (2004)
- [Dum99] M. Dumm: *Magnetismus und Anisotropie epitaktischer FeCo-Schichten auf GaAs(001)*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (1999)
- [Dum00] M. Dumm, M. Zöfl, R. Moosbühler, M. Brockmann, T. Schmidt, G. Bayreuther: *Magnetism of ultrathin FeCo(001) films on GaAs(001)*. J. Appl. Phys. **87** 5457 (2000)
- [Dum02a] M. Dumm, F. Bensch, R. Moosbühler, M. Zöfl, M. Brockmann, G. Bayreuther: *Epitaxy and Magnetism of Fe and FeCo on GaAs (001): Growth, Onset of Ferromagnetism and Magnetic Anisotropies*. Magnetic Storage Systems Beyond 2000 **41** 555 (2002)
- [Dum02b] M. Dumm, B. Uhl, M. Zöfl, W. Kipferl, G. Bayreuther: *Volume and interface magnetic anisotropy of $Fe_{1-x}Co_x$ thin films on GaAs(001)*. J. Appl. Phys. **91** 8763 (2002)

- [Ehr89] H. Ehrhardt: *Röntgenfluoreszenzanalyse - Anwendung in Betriebslaboratorien*. Springerverlag (1989)
- [Gru99] P. Grünberg: *Zwischenschichtaustauschkopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit in Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung*. 30. IFF Ferienkurs im Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Hag00] T. Hagler: *Die Temperaturabhängigkeit des Tunnel-Magnetowiderstands*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2000)
- [Hag01] T. Hagler, R. Kinder, G. Bayreuther: *Temperature dependence of tunnel magnetoresistance*. J. Appl. Phys. **89** 7570 (2001)
- [Hon99] J. Hong, D.L. Mills: *Theory of the spin dependence of the inelastic mean free path of electrons in ferromagnetic metals: a model study*. Phys. Rev. B **59** 13840 (1999)
- [Hon00] J. Hong, D.L. Mills: *Spin dependence of the inelastic electron mean free path in Fe and Ni: Explicit calculations and implications*. Phys. Rev. B **62** 5589 (2000)
- [Hon02] J. Hong: *Calculations of hot electron magnetotransport in a spin-valve transistor at finite temperatures*. J. Magn. Magn. Mater. **248** L151 (2002)
- [Hon03] J. Hong, R.Q. Wu: *Bias and temperature dependence of hot electron transport in a spin-valve structure*. J. Appl. Phys. **93** 7525 (2003)
- [Hon04] J. Hong, R.Q. Wu: *Hot electron spin polarization and Schottky barrier in spin-valve transistor*. J. Appl. Phys. **95** 4240 (2004)
- [IBM98] <http://www.research.ibm.com/research/gmr.html>
- [INF04] <http://www.infineon.com/> - Presseinformation vom 22.06.2004
- [Jan00] R. Jansen, P.S. Anil Kumar, O.M.J. van't Erve, R. Vlutters, P. deHahn, J.C. Lodder: *Thermal Spin-Wave Scattering In Hot-Electron Magnetotransport Across A Spin-Valve*. Phys. Rev. Lett. **85** 3277 (2000)
- [Jan01] R. Jansen, R. Vlutters, P.S. Anil Kumar, O.M.J. van't Erve, S.D. Kim, J.C. Lodder: *Temperature dependence of magnetocurrent of hot electrons in a spin-valve transistor*. J. Magn. Magn. Mater. **226-230** 658 (2001)
- [Jan03] R. Jansen: *The spin-valve transistor: a review and outlook*. J. Phys. D: Appl. Phys. **36** R289 (2003)

- [Jan04] R. Jansen, O.M.J. van't Erve, F.M. Postma, J.C. Lodder: *Comment on „Giant magnetocurrent exceeding 3400% in magnetic tunnel transistors with spin-valve base layers*. Appl. Phys. Lett. **84** 4337 (2004)
- [Jia04] X. Jiang, S. van Dijken, S.S.P. Parkin: *Response to „Comment on 'Giant magnetocurrent exceeding 3400% in magnetic tunnel transistors with spin-valve base layers'“*. Appl. Phys. Lett. **84** 4339 (2004)
- [Jon00] B.J. Jönsson-Akerman, R. Escudero, C. Leighton, S. Kim, I.K. Schuller: *Reliability of normal-state current-voltage characteristics as an indicator of tunnel-junction barrier quality*. Appl. Phys. Lett. **77** 1870 (2000)
- [Jul75] M. Jullière: *Tunneling between ferromagnetic films*. Phys. Rev. Lett. **54A** 225 (1975)
- [Jun03] H.S. Jung, W.D. Doyle, S. Matsunuma: *Influence of underlayers on the soft properties of high magnetization FeCo films*. J. Appl. Phys. **93** 6462 (2003)
- [Kip04] W. Kipferl: *Spinwellenanregungen in ferromagnetischen ultradünnen epitaktischen Fe-Schichten und Nanostrukturen*. Dissertation, Universität Regensburg (2004)
- [Kit02] C. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik, 13. Auflage*. Oldenbourg Verlag, München, Wien (2002)
- [Koo99] J.C.S. Kools, W. Kula: *Effect of finite magnetic thickness on Néel coupling in spin valves*. J. Appl. Phys. **95** 4240 (2004)
- [Kum00] P.S. Anil Kumar, R. Jansen, O.M.J. van't Erve, R. Vlutters, P. de Haan: *Low-field magnetocurrent above 200% in a spin-valve transistor at room temperature*. J. Magn. Magn. Mater. **214** L1 (2000)
- [Leh04] D. Lehner: *Optimierung der Beschichtungsparameter an der PECVD*. Praktikumsbericht, Universität Regensburg (2004)
- [Miz97] K. Mizushima, T. Kinno, T. Yamauchi, K. Tanaka: *Energy-Dependent Hot Electron Transport across a Spin-Valve*. IEEE Trans. Magn. **33** 3500 (1997)
- [Miz98] K. Mizushima, T. Kinno, K. Tanaka, T. Yamauchi: *Strong increase of the effective polarization of the tunnel current in Fe/AlO_x/Al junctions with decreasing Fe layer thickness*. Phys. Rev. B. **58** 4660 (1998)
- [Mon95] D.J. Monsma, J.C. Lodder, Th.J.A. Popma, B. Dieny: *Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor: The spin-valve transistor*. Phys. Rev. Lett. **74** 5260 (1995)

- [Moo95] J. Moodera et al.: *Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions*. Phys. Rev. Lett. **74** 3273 (1995)
- [Moo03] R. Moosbühler: *GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktion und epitaktische Fe-Schichten auf GaAs(001): Wachstum und magnetische Anisotropie*. Dissertation, Universität Regensburg (2003)
- [Mur01] M. Murakami: *Development of refractory ohmic contact materials for gallium arsenide compound semiconductors*. Science and Technology of Advanced Material **3** (2001)
- [Nef88] V. J. Nefedov: *X-Ray Photoelectron Spectroscopy of Solid Surfaces*. VSP, Utrecht, Netherlands (1988.)
- [Nor79] H. Norde: *A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance*. J. Appl. Phys. **50** 5052 (1979)
- [Oli03] B. Oliver, Q. He, X. Tang, J. Nowak: *Tunneling criteria and breakdown for low resistive magnetic tunnel junctions*. J. Appl. Phys. **94** 1783 (2003)
- [Par90] S.S.P. Parkin, N. Moore, K.P. Roche: *Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr*. Phys. Rev. Lett. **64** 2304 (1990)
- [Pea03] S.J. Pearton, C.R. Abernathy, M.E. Overberg, G.T. Thaler, D.P. Norton, N. Theodoropoulou, A.F. Hebard, Y.D. Park, F. Ren, J. Kim, L.A. Boatner: *Wide band gap ferromagnetic semiconductors and oxides*. J. Appl. Phys. **93** 1 (2003)
- [Pli99] M. Plihal, D.L. Mills, J. Kirschner: *Spin wave signature in the spin polarized electron energy loss spectrum of ultrathin Fe films: theory and experiment*. Phys. Rev. Lett. **82** 2579 (1999)
- [Pri03] C. Pritzl: *Inbetriebnahme und Optimierung einer Sputteranlage zur Herstellung ferromagnetischer und supraleitender Schichten*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2003)
- [Pru99] K. Prügl: *Magnetismus von Eisen/Seltenerdmetall-Viellagenschichten*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (1999)
- [Rei97] L. Reimer: *Transmission Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis (4. Edition)* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1997)
- [Rip00] W.H. Rippard, R.A. Buhrmann: *Spin-Dependent Hot Electron Transport in Cu/Cu Thin Films*. Phys. Rev. Lett. **84** 971 (2000)

- [Sat01] R. Sato, K. Mizushima: *Spin-valve transistor with an Fe/Au/Fe(001) base*. Appl. Phys. Lett. **79** 1157 (2001)
- [Sch93] G. Schönhense, H.C. Siegmann: *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization* Annalen der Physik, Leipzig **2** 465 (1993).
- [Sch00] G. Schmidt, D. Ferrand, L.W. Molenkamp, A.T. Filip, B.J. van Wees: *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor*. Phys. Rev. B **62** R4790 (2000)
- [Sim64] J.G. Simmons: *Generalized thermal J-V characteristics for the electric tunnel effect*. J. Appl. Phys. **35** 2655 (1964)
- [Spi04] A. Spitzer: *Schottky-Kontakte auf GaAs*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2004)
- [Sze81] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices (2. Edition)* Wiley & Sons Inc (1981)
- [Vlu01a] R. Vlutters, O.M.J. van't Erve, R. Jansen, S.D. Kim, J.C. Lodder, A. Vedyayev, B. Dieny: *Modelling of spin-dependent hot-electron transport in spin-valve transistor*. Phys. Rev. B **65** 024416-1 (2001)
- [Vlu01b] R. Vlutters: *Hot-electron transport in the spin-valve transistor*. Dissertationsschrift, Universität Twente (2001)
- [Vlu02] R. Vlutters, O.M.J. van't Erve, S.D. Kim, R. Jansen, J.C. Lodder: *Interface, volume and thermal attenuation of hot-electron spins in $Ni_{80}Fe_{20}$ and Co*. Phys. Rev. Lett. **88** 27202-1 (2002)
- [Zoe97a] M. Zölfl, M. Brockmann, M. Köhler, S. Kreuzer, T. Schweinböck, S. Miethaner, F. Bensch, G. Bayreuther: *Magnetic films epitaxially grown on semiconductors*. J. Magn. Magn. Mater. **175** 16 (1997)
- [Zoe97b] M. Zölfl: *Epitaktische Fe(001) Schichten auf GaAs(001) ohne magnetisch tote Lagen*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (1997)