

TMR- und TAMR-Effekt an (Ga,Mn)As und GaAs Tunnelstrukturen

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

vorgelegt von
Eva Brinkmeier
aus
Göttingen

Juni 2009

Promotionsgesuch eingereicht am: 15.06.09

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

Prüfungsausschuss:

Vorsitzende:	Prof. Dr. M. Grifoni
1. Gutachter:	Prof. Dr. D. Weiss
2. Gutachter:	Prof. Dr. Ch. Schüller
Weiterer Prüfer:	Prof. Dr. Ch. Back

Datum des Promotionskolloquiums: 30.07.09

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	(Ga,Mn)As- ein verdünnt magnetischer Halbleiter	5
2.1.1	Gitterstruktur und Wachstum	5
2.1.2	Ferromagnetismus von (Ga,Mn)As	7
2.1.3	Magnetische Anisotropie	9
2.1.4	Ummagnetisierungsprozess in (Ga,Mn)As	11
2.2	Der anisotrope Magnetowiderstand (AMR)	13
2.3	Spinabhängiges Tunneln - der Tunnelmagnetowiderstand	14
2.3.1	Das Simmons-Modell	16
2.3.2	Das Jullière-Modell	17
2.3.3	Spannungsabhängigkeit des TMR	18
2.3.4	Temperaturabhängigkeit	20
2.3.5	Einfluss von Barriere und Grenzfläche	21
2.4	Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit einer Cs Zwischenschicht	22
2.5	(Ga,Mn)As basierte Tunnelkontakte	24
2.6	Der TAMR-Effekt	27

3	Probenpräparation	33
3.1	Ausgangsmaterialien	33
3.2	Strukturierungsverfahren A	35
3.3	Strukturierungsverfahren B	37
3.4	EBASE	38
4	Messmethoden	43
4.1	Das SQUID-Magnetometer	43
4.2	Magnet-Kryostaten	44
4.3	Transportmessungen	46
5	Messergebnisse und Diskussion	49
5.1	Fe/GaAs/Cs/Fe-Tunnelkontakte	49
5.2	(Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/(Ga,Mn)As-System	55
5.2.1	Magnetische und elektrische Charakterisierung der Tunnelkontakte	55
5.2.2	Spannungsabhängigkeit des TMR	59
5.2.3	Temperaturabhängigkeit des TMR	61
5.2.4	Abhängigkeit von der Orientierung des Magnetfeldes	63
5.2.5	TAMR-Effekt in (Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/(Ga,Mn)As	66
5.3	(Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As-Tunnelkontakte	69
5.3.1	Charakterisierung der Dreilagengstruktur	69
5.3.2	Winkelabhängiger Magnetowiderstandseffekt	70
5.3.3	Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des TAMR	75
5.3.4	Magnetfeldabhängigkeit	78
5.3.5	Abkühlzyklen	80
5.3.6	Vergleich mit Dreilagensystem auf p^{++} -Unterlage	81
5.4	(Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/ p^{++} -Tunnelsystem	85
5.4.1	Charakterisierung der Tunnelkontakte	85

5.4.2	Spannungsabhängigkeit des TAMR	88
5.4.3	Temperaturabhängigkeit	92
5.4.4	B-Sweeps bei kleinen B-Feldern	93
5.4.5	Magnetfeldabhängigkeit	96
6	Zusammenfassung und Ausblick	99
A	Rezeptliste	103
	Literaturverzeichnis	113

Kapitel 1

Einleitung

Das Thema der Dissertation ist in dem Gebiet der Spinelektronik angesiedelt. Die Spinelektronik oder auch Spintronik genannt, versucht neben der Ladung des Elektrons auch seinen Spin für die Speicherung und Verarbeitung von Daten nutzbar zu machen. Durch Manipulation des Spins, zum Beispiel mit Hilfe von äußeren Magnetfeldern, soll vor allem der Widerstand eines Bauelements beeinflusst werden. Als im Jahre 1988 Albert Fert [1] und Peter Grünberg [2] den GMR-Effekt (*Giant Magneto Resistance*) entdeckten, wurde damit der Grundstein der Spintronik gelegt. Im Jahre 2007 wurden sie dafür mit dem Nobelpreis der Physik ausgezeichnet. Der GMR-Effekt zeigt sich in ferromagnetischen Schichten, die durch eine dünne nicht-ferromagnetische Metallschicht voneinander getrennt sind. Verursacht durch spinabhängige Streuung ergibt sich ein geringerer Widerstand, wenn beide magnetische Schichten parallel zueinander magnetisiert sind, als für den Fall, dass ihre Magnetisierungen antiparallel zueinander stehen.

Ersetzt man die nichtmagnetische Metallschicht durch eine isolierende Barriere, so tritt der TMR-Effekt (Tunnelmagnetowiderstand), mit dem sich diese Arbeit beschäftigt, in Erscheinung. Auch der Widerstand von magnetischen Tunnelementen hängt empfindlich von der relativen Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten zueinander ab. Eine vielversprechende Anwendung des TMR sind die sogenannten MRAM-Bausteine (*Magnetic Random Access Memory*), die eine nicht-flüchtige Speicherung von Daten möglich machen [3]. Im Gegensatz zu den bisherigen dynamischen Speicherbausteinen (DRAM) bleiben daher die Informationen auch ohne Versorgungsspannung erhalten. Um ein möglichst gutes Signal-Rausch-Verhältnis zum Beispiel für einen Ausleseprozess zu erhalten, sollte der Widerstandsunterschied im TMR-Effekt möglichst groß sein. Daher wurde seit seiner Entdeckung viel

Forschungsarbeit in das Verständnis und die Vergrößerung der TMR-Verhältnisse gesteckt. Dabei zeigte sich, dass bestimmte Kombinationen aus Ferromagnet und Tunnelbarriere, wie zum Beispiel Fe/MgO [4] einen besonders hohen TMR-Effekt bewirken können. Theoretisch wird auch für das Fe/GaAs-System ein sehr großer TMR vorausgesagt [5, 6]. Der Halbleiter GaAs ist als Barrierenmaterial besonders interessant, da GaAs-basierte Halbleiter-Heterostrukturen in der Halbleiterindustrie bereits vielseitig verwendet werden. Fe/GaAs-Tunnelemente ließen sich daher relativ einfach in neuartige Spintronik-Bauelemente implementieren. Ein Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit Fe/GaAs-Tunnelementen und knüpft dabei an einige Forschungsarbeiten von Moser [7], Zenger [8] und Kreuzer [9] vom gleichen Lehrstuhl an. Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht, das Fe/GaAs-System durch das Einfügen einer Cs-Zwischenschicht in der Grenzfläche zu verbessern.

Ein Problem bei der Integration von Metallen in Spintronik-Bauelemente besteht jedoch darin, dass das Wachstum metallischer, ferromagnetischer Filme nicht ohne weiteres in den Produktionsablauf implementiert werden kann und einige unerwünschte Nebeneffekte an der Metall/Halbleiter-Grenzfläche auftreten. Daher war es ein großer Fortschritt für das Gebiet der Spintronik, als eine neue Materialklasse, die ferromagnetischen Halbleiter, entwickelt wurden. Ferromagnetische Halbleiter vereinen halbleitende und ferromagnetische Eigenschaften in einem Material. Der prominenteste verdünnt magnetische Halbleiter ist (Ga,Mn)As. Im Jahre 1996 gelang es Ohno [10] erstmals mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie (Ga,Mn)As-Schichten zu wachsen. Bis heute dauert die Verbesserung des Wachstums von (Ga,Mn)As an und beschäftigt sich hauptsächlich damit die Curie-Temperatur T_C möglichst hoch zu treiben, so dass irgendwann ein ferromagnetischer Halbleiter bei Raumtemperatur realisiert werden kann. Aktuell liegen die Rekordwerte für die Curie-Temperatur von (Ga,Mn)As bei $T_C = 185\text{ K}$ [11]. Dieses Material beherbergt aber nicht nur ein enormes Potential für Spintronik-Anwendungen aufgrund der guten Integrierbarkeit in die Standardhalbleitertechnik sondern eröffnet auch durch eine Vielzahl neuartiger physikalischer Effekte, wie zum Beispiel dem TAMR (*Tunneling Anisotropic Magneto Resistance*) ganz neue Möglichkeiten. Der TAMR-Effekt wurde von Gould et al. [12] im Jahre 2004 am (Ga,Mn)As/ AlO_x /Au-Tunnelsystem entdeckt und ist ein zentraler Forschungsgegenstand der vorliegenden Arbeit. Das erstaunliche an diesem Effekt ist, dass der Widerstand eines Tunnelements mit nur einer einzigen ferromagnetischen Elektrode von der Orientierung der Magnetisierung abhängt. Bei ausreichend hohen TAMR-Effekten würde dies eine zweite ferromagnetische Schicht überflüssig machen, was für Anwendungen von großem Vorteil wäre. Da der TAMR-Effekt erst relativ neu entdeckt wurde, ist er noch weitestgehend unverstanden und

wirft teilweise recht grundsätzliche Fragen, zum Beispiel nach der genauen Ursache oder nach möglicher Beeinflussung des TAMR durch Parameter, wie Schichtaufbau oder elektrische Felder, auf. Hier setzt die vorliegende Arbeit an und versucht mit detaillierten Messungen an verschiedensten auf (Ga,Mn)As-basierenden Tunnelstrukturen die Eigenschaften des TAMR besser zu verstehen.

Der Inhalt der Dissertation gliedert sich wie folgt: Nach einer kurzen Darstellung der Grundlagen von (Ga,Mn)As und spinpolarisiertem Tunneln sowie dem TAMR-Effekt werden in Kapitel 3 und 4 die Präparation von Tunnelkontakten sowie die verwendeten Messaufbauten und -techniken erläutert. In Kapitel 5 werden anschließend die Messergebnisse dargestellt, wobei 5.1 zunächst Fe/GaAs-Tunnelkontakte behandelt und ab Kapitel 5.2 (Ga,Mn)As-Tunnelsysteme im Hinblick auf den TMR- und TAMR-Effekt behandelt werden.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind, vorgestellt. Dazu gehören vor allem die Eigenschaften und das Verhalten des verdünnt magnetischen Halbleiters (Ga,Mn)As, welcher in der vorliegenden Arbeit als ferromagnetische Elektrode von Tunnelementen benutzt wurde. Im Anschluss wird auf die theoretischen Aspekte des spinpolarisierten Tunnelns sowie auf den TAMR-Effekt eingegangen.

2.1 (Ga,Mn)As- ein verdünnt magnetischer Halbleiter

Erstmals gelang Ohno et al. im Jahre 1996 die Herstellung von einkristallinem (Ga, Mn)As auf GaAs-Substraten mit Hilfe von Low Temperature Molecular Beam Epitaxy (LT-MBE) [10]. Seitdem besteht ein großes Interesse an diesem Material, da es sich leicht in bereits vorhandene und etablierte Halbleiterbauelemente integrieren lässt und sich zudem die magnetischen sowie elektrischen Eigenschaften über die Dotierung variieren lassen.

2.1.1 Gitterstruktur und Wachstum

(Ga,Mn)As ist ein verdünnt magnetischer III/V-Verbindungshalbleiter, der durch Dotierung des Wirtsgitters GaAs mit Mn elektrisch leitfähig sowie ferromagnetisch

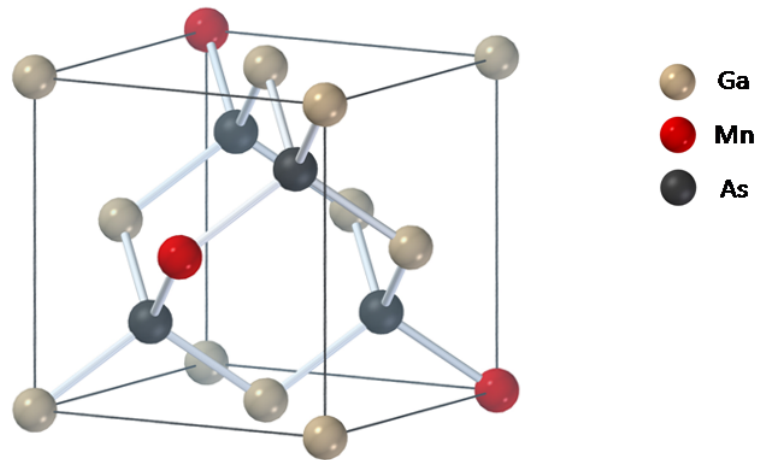


Abbildung 2.1: Zinkblendestruktur von (Ga,Mn)As aus [13].

wird. (Ga,Mn)As behält dabei die Zinkblendestruktur von GaAs bei, welche in Abbildung 2.1 zu sehen ist. Die Zinkblendestruktur besteht aus zwei kubisch flächenzentrierten Gittern der Ga- und As-Atome, welche um $1/4$ der Raumdiagonalen gegeneinander verschoben sind.

Die meisten Mn-Atome werden unter geeigneten Wachstumsbedingungen auf Ga-Plätzen eingebaut. Aus der unten stehenden Elektronenkonfiguration der drei beteiligten Elemente lässt sich erkennen, dass Mn im Vergleich zu Ga ein Elektron in der p-Schale weniger besitzt, welches zur Aufrechterhaltung der Bindung aus dem Valenzband aufgefüllt werden muss.

Ga: $[\text{Ar}]3d^{10}4s^24p^1$

Mn: $[\text{Ar}]3d^54s^2$

As: $[\text{Ar}]3d^{10}4s^24p^3$

Mn wirkt dementsprechend als Akzeptor und das GaAs Ausgangsmaterial erhält eine p-Dotierung. Um eine hohe Mn-Konzentration im Prozentbereich zu erhalten, wird (Ga,Mn)As bei niedrigen Wachstumstemperaturen von $180^\circ\text{C} < T < 300^\circ\text{C}$ (LT-Wachstum) hergestellt, was zu einer größeren Defektdichte im Vergleich zu reinem GaAs mit einer Wachstumstemperatur von etwa 580°C führt. Die Absenkung der Wachstumstemperatur ist allerdings notwendig, da sich sonst eine zweite, unerwünschte Phase mit MnAs bildet, welche bei höheren Temperaturen energetisch

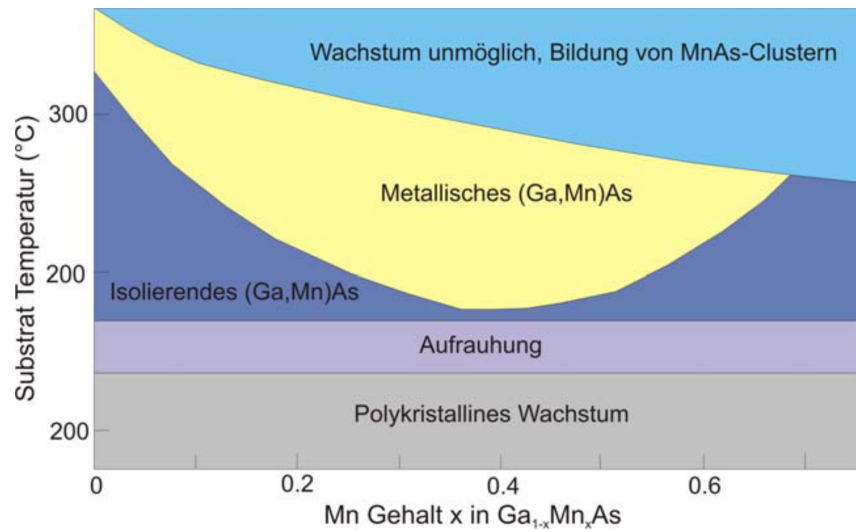


Abbildung 2.2: Phasendiagramm für das Wachstum von (Ga,Mn)As aus [14].

günstiger ist (s. Abb. 2.2).

Zu den Defekten in (Ga,Mn)As gehören unter anderem Mn-Atome, welche auf Zwischengitterplätzen sitzen (Mn-Interstitials) sowie As-Atome auf Ga-Plätzen (As-Antisites). Beide Punktdefekte fungieren an diesen Positionen als Doppeldonatoren und führen so zu einer erheblichen Reduzierung der Lochkonzentration im (Ga,Mn)As. Da die Mn-Atome auf Zwischengitterplätzen nicht fest in das Kristallgitter eingebaut sind, können sie schon bei relativ niedrigen Aktivierungsenergien von $0,7\text{ eV}$ - $0,8\text{ eV}$ durch den Kristall diffundieren [15]. Eine Diffusion der Mn-Atome schon während des Wachstumsprozess sowie bei erhöhten Temperaturen während der Strukturierung des Materials ist also wahrscheinlich.

2.1.2 Ferromagnetismus von (Ga,Mn)As

Durch die Dotierung mit Mangan bringt man neben beweglichen Ladungsträgern auch ein magnetisches Moment in den Wirtskristall, was (Ga,Mn)As zu einem verdünnt magnetischen Halbleiter macht. Aufgrund der nur halbgefüllten d-Schale des Mangans ergibt sich nach der Hundschen Regel ein maximal mögliches magnetisches Moment von $5/2\mu_B$. Daher ist das Element Mangan besonders geeignet für die magnetische Dotierung. Da die Mn-Kationen zufällig über den Kristall verteilt sind und nur einige wenige Prozent ausmachen, ist ihr mittlerer Abstand zu groß für eine direkte Austauschwechselwirkung zwischen ihnen. Trotzdem ergibt sich unter-

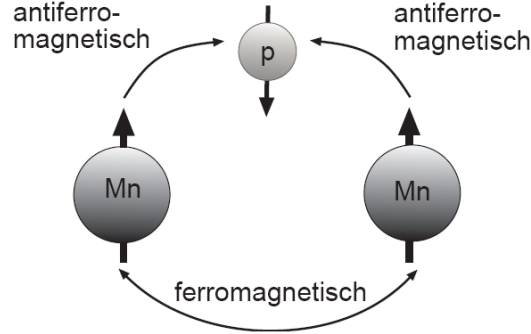


Abbildung 2.3: Antiferromagnetische Kopplung zwischen Mn-Ionen und Löchern führt zu einer indirekten ferromagnetischen Kopplung zwischen den Mn-Ionen untereinander.

halb der Curie-Temperatur T_C , welche den Übergang zwischen der paramagnetischen und der ferromagnetischen Phase angibt, eine spontane Ordnung der magnetischen Momente. Es konnte experimentell nachgewiesen werden, dass das Auftreten von ferromagnetischer Ordnung in (Ga,Mn)As von der Lochkonzentration abhängig ist [16, 17]. So kommt es bei zu geringer Lochkonzentration zu einer antiferromagnetischen Ausrichtung der Spins der Manganionen. Diese schwache antiferromagnetische Kopplung ist bedingt durch die indirekte Superaustauschwechselwirkung zwischen den Manganionen. Bei höherer p-Dotierung wird die antiferromagnetische Wechselwirkung durch das Auftreten einer indirekten, durch die Löcher vermittelten ferromagnetischen Wechselwirkung überkompensiert. In Abbildung 2.3 ist das Schema dieser indirekten Austauschwechselwirkung zu sehen. Es koppeln zunächst die freien Löcher antiferromagnetisch mit den Mn-Ionen und damit ordnen sich die Spins der Mn-Ionen untereinander ferromagnetisch.

Zur näheren Beschreibung der indirekten, durch Löcher vermittelten Austauschwechselwirkung in verdünnt magnetischen Halbleitern existieren mehrere Ansätze. Eine gute Beschreibung des auftretenden Ferromagnetismus bietet vor allem eine mit dem Zener-Modell modifizierte Molekularfeldtheorie von Dietl et al. [18]. Ausgangspunkt dieses Modells ist eine pd-Austauschwechselwirkung zwischen den d-Niveaus der Manganionen und den Löchern, die zu einer spinabhängigen Aufspaltung der Bänder führt. Ein wesentliches Ergebnis dieses Modells ist die Vorhersage der Curie-Temperatur T_C in Abhängigkeit von der Mangankonzentration x und der Lochkonzentration p durch:

$$T_C \propto x \cdot p^{1/3}. \quad (2.1)$$

Dieser Zusammenhang konnte von Wang et al. experimentell bestätigt werden [19]. Je nach Dotierung und Wachstumsparametern liegt die Curie-Temperatur von (Ga, Mn)As im Bereich von einigen 10 K und einem Rekordwert von $T_C = 185\text{ K}$ [11]. Nach dieser Beziehung wäre es sogar theoretisch möglich Ferromagnetismus bei Raumtemperatur in (Ga,Mn)As zu erreichen mit einem Mn-Gehalt von $x = 0,125$ und einer Lochkonzentration von $p = 3,5 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. Das Zener-Modell ist ursprünglich zur Beschreibung von magnetischen Metallen entwickelt worden, wurde aber wieder verworfen, da es weder den itineranten Charakter der Elektronen, noch die Friedel-Oszillationen erklären konnte [20]. Im Falle der verdünnt magnetischen Halbleiter mittelt sich der oszillierende Charakter der magnetischen Wechselwirkung allerdings zu Null, da der mittlere Abstand der Ladungsträger größer ist als der Abstand zwischen den lokalisierten Spins.

Die sogenannte RKKY-Wechselwirkung [21] führt zu den gleichen Ergebnissen wie das Zener-Modell und kann somit ebenso zur Beschreibung des Ferromagnetismus in verdünnt magnetischen Halbleitern herangezogen werden [22]. Der Vorteil des Mean-Field Zener-Modells von Dietl et al. gegenüber der RKKY-Wechselwirkung liegt darin, dass die im (Ga,Mn)As starke Spin-Bahn-Wechselwirkung leicht einbezogen werden kann und sogar Aussagen über die magnetische Anisotropie gemacht werden können, die durch experimentelle Befunde bestätigt wurden. Die magnetische Anisotropie ist wichtig zum Verständnis des in dieser Arbeit behandelten TAMR-Effekts und soll daher im nächsten Abschnitt näher behandelt werden. Vernachlässigt werden im Mean-Field Zener-Modell allerdings die real auftretenden Defekte im Material. Störstellen, wie Mn-Interstitials zum Beispiel, wirken sich negativ auf den Ferromagnetismus aus. Durch den Fehleinbau der Mn-Atome ändern sich die Bindungsverhältnisse, so dass anstatt eines Loches zwei Elektronen abgegeben werden. Dadurch kommt es zur Reduzierung der Lochkonzentration und dadurch zu einer Schwächung der indirekten ferromagnetischen Kopplung über die Löcher.

2.1.3 Magnetische Anisotropie

Die magnetische Anisotropie bezeichnet die Eigenschaft eines ferromagnetischen Materials, dass die Ummagnetisierungsarbeit richtungsabhängig ist. Jedes System strebt einen Zustand minimaler Energie an. Bei einem Ferromagneten ergibt sich durch verschiedene Beiträge eine Abhängigkeit der freien Energie von der Richtung seiner Magnetisierung, sodass es energetisch günstige Achsen (magnetisch leichte) sowie energetisch ungünstige (magnetisch schwere) Achsen gibt.

Der gesamte Magnetisierungszustand hängt von mehreren Beiträgen ab. Die Zeeman-

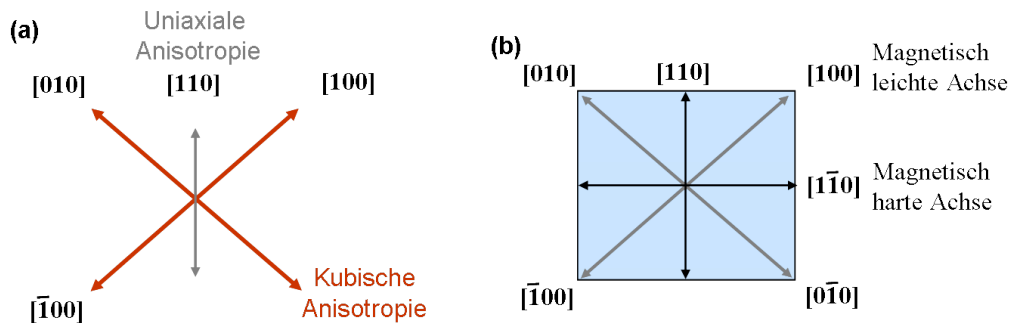


Abbildung 2.4: (a) Verschiedene Anisotropiebeiträge in der Schichtebene. (b) Typische Lage der magnetisch leichten (grau) und harten (schwarz) Achsen in einer (001)-(Ga,Mn)As-Probe.

Energie beschreibt den Beitrag, der durch Überlagerung des externen Magnetfeldes H_{ext} mit der Magnetisierung \vec{M} der Probe entsteht. Die Entmagnetisierungsenergie beschreibt den Anteil, der durch das von der inneren Magnetisierung \vec{M} erzeugte Streufeld hervorgerufen wird. Sie ist die Ursache der Formanisotropie, die zum Beispiel bei dünnen Filmen zur Folge hat, dass sich die Magnetisierung meist bevorzugt in der Schichtebene ausrichtet. Dieser Anteil ist allerdings bei (Ga,Mn)As sehr klein im Vergleich zu metallischen Ferromagneten, aufgrund der geringeren Magnetisierung, und kann daher im Vergleich zum nächsten Beitrag, der Kristallanisotropie, vernachlässigt werden. Die physikalische Ursache für die Kristallanisotropie liegt in der Spin-Bahn-Wechselwirkung [18, 23]. Der Spin wechselwirkt mit dem durch seine Bahnbewegung hervorgerufenen Magnetfeld und koppelt dadurch an das Kristallgitter. Trotz der viel geringeren Spin- und Ladungsträgerdichte im Vergleich zu konventionellen Ferromagneten kommt es in (Ga,Mn)As zu einer sehr ausgeprägten Anisotropie, da die Spin-Bahn-Kopplung im Valenzband groß ist. Die Kristallanisotropie verursacht durch die Symmetrien im Kristallgitter setzt sich aus mehreren Anisotropiebeiträgen zusammen (s. Abb. 2.4a)): Aus einer vierzähligen Komponente, die durch die kubische Zinkblende-Struktur bedingt ist und ihre leichte Richtungen entlang der $[100]$ und $[010]$ -Richtungen in der Ebene (in-plane) hat. Dazu kommt ein uniaxialer Anisotropiebeitrag senkrecht zur Schichtebene (out-of-plane), der seine Ursache in Verspannungen des Gitters aufgrund der Gitterfehlpassung zwischen (Ga,Mn)As und dem GaAs-Substrat hat. Bei (Ga,Mn)As-Filmen auf GaAs-Substraten treten kompressive Verspannungen auf, die die leichte Achse in die Schichtebene zwingen. Der letzte Beitrag ist eine uniaxiale Anisotropie in-plane mit einer magnetisch leichten Achse entlang der $[110]$ oder $[1\bar{1}0]$ -Richtung, welche nach

[24, 25] vermutlich durch trigonale Verzerrungen aufgrund eines unsymmetrischen Einbaus der Mn-Atome hervorgerufen wird. Der uniaxiale Beitrag ist bei tiefen Temperaturen unter $T_c/2$ wesentlich kleiner als die kubische Anisotropie, welche somit dominiert. Der uniaxiale Anteil gewinnt bei höheren Temperaturen an Bedeutung, sodass man oberhalb $T_c/2$ insgesamt eine uniaxiale magnetische Anisotropie zu erwarten hat [25, 26]. Der Übergang zwischen kubischer und uniaxialer Anisotropie hängt von der Lochkonzentration im (Ga,Mn)As ab. Alle Terme zusammenfassend lässt sich die freie Energie in-plane angeben mit:

$$F = \frac{K_c}{4} \sin^2(2\vartheta) + K_{u[\bar{1}10]} \sin^2(\vartheta - 135^\circ) - MH \cos(\vartheta - \theta), \quad (2.2)$$

wobei der letzte Term die Zeeman-Energie angibt mit θ , dem Winkel der externen Feldrichtung, und ϑ , dem Winkel den man betrachtet bezogen auf die [100]-Kristallrichtung. K_c und $K_{u[\bar{1}10]}$ sind die kubische bzw. uniaxiale Anisotropiekonstanten. Die magnetische Anisotropie einer Probe ist abhängig von vielen Faktoren, wie zum Beispiel der Temperatur, der Lochkonzentration und Verspannungen. Die kristallographische Lage der magnetisch leichten und harten Achsen in einer typischen (Ga,Mn)As-Probe sind in Abbildung 2.4 b) schematisch dargestellt. Typischerweise liegen die leichten Achsen entlang der [100] beziehungsweise [010]-Richtung.

Pappert et al. [28] berichten von einem weiteren uniaxialen Anisotropiebeitrag in [100]-Richtung, der vor allem in strukturierten Proben beobachtet wurde. Dieser Beitrag ist relativ klein und führt dazu, dass die beiden leichten Achsen in [100] und [010]-Richtung nicht mehr äquivalent sind. Eine physikalische Ursache für diese Anisotropie ist allerdings noch nicht bekannt, vermutlich ist aber auch dieser Beitrag auf Verspannungen zurückzuführen. Berücksichtigt man diese zusätzliche Anisotropie in der freien Energie, so muss Gleichung 2.2 noch um einen Term $K_{u[010]} \sin^2(\vartheta - 90^\circ)$ ergänzt werden, wobei $K_{u[010]}$ die entsprechende Anisotropiekonstante darstellt.

2.1.4 Ummagnetisierungsprozess in (Ga,Mn)As

Um weiterhin seine Energie zu minimieren, kann der Ferromagnet in Domänen, Bereiche verschiedener Magnetisierungsrichtungen, zerfallen. Ist eine ferromagnetische Probe in einem hohen äußeren Magnetfeld magnetisch gesättigt, so geht man davon aus, dass der magnetische Zustand der Probe nur eine Domäne aufweist, mit einer Magnetisierungsrichtung in Richtung des äußeren Feldes. Wird das äußere Magnetfeld nun aber reduziert bis auf Null und danach in der entgegengesetzten Richtung wieder erhöht, so muss eine Reorientierung der Spins stattfinden. Der Ummagnetisierungsprozess hängt wesentlich von der Anisotropieenergielandschaft der Probe

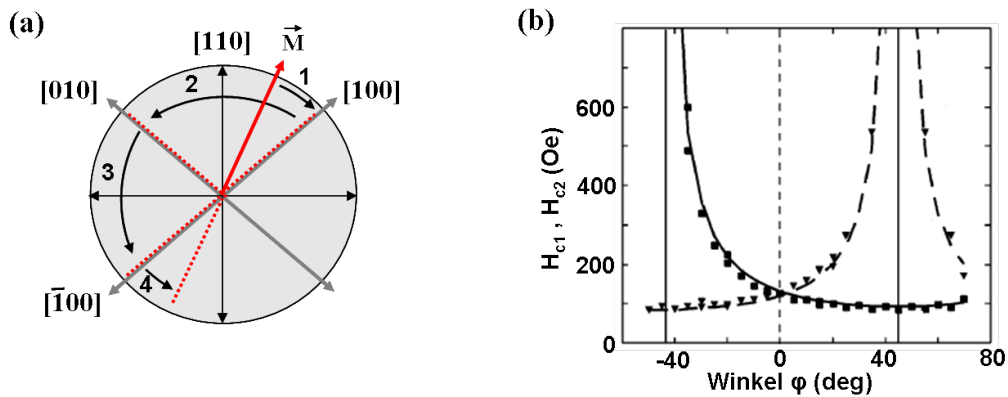


Abbildung 2.5: (a) Ummagnetisierungsprozess in (Ga,Mn)As, der hauptsächlich über zwei 90°-Sprünge (Schritt 2 und 3) sowie eine Rotation in (Schritt 1) oder aus (Schritt 4) der leichten Achse stattfindet. (b) H_{c1} und H_{c2} in Abhängigkeit vom Winkel φ des äußeren Feldes aus Ref. [29].

ab, da der Magnetisierungszustand der Probe immer bemüht ist, eine Konfiguration minimaler Energie einzunehmen. Abhängig von der Anisotropieverteilung sowie bei realen Proben vorkommenden Defekten und Randeffekten kann daher der Ummagnetisierungsprozess auch sehr unterschiedlich ausfallen. Im folgenden soll ein für diese Arbeit bedeutender Ummagnetisierungsprozess dargestellt werden.

Welp et al. [24] sowie wenig später auch Moore et al. [29] haben den Ummagnetisierungsprozess von (Ga,Mn)As untersucht und herausgefunden, dass trotz der wesentlich geringeren magnetischen Konzentration und geringeren Ladungsträgerkonzentration die Ummagnetisierung ähnlich abläuft wie zum Beispiel beim konventionellen Ferromagneten Fe [30], nämlich über die Nukleation und Ausbreitung von 90°-Domänen.

In Abbildung 2.5 a) ist ein Ummagnetisierungsprozess, eingeteilt in 4 Abschnitte, zur Veranschaulichung exemplarisch dargestellt. Liegt die Richtung des äußeren Feldes irgendwo zwischen den leichten Achsen, also gewöhnlicherweise zwischen $[100]$ und $[010]$, so beginnt der Ummagnetisierungsprozess bei Erniedrigung des äußeren Feldes auf Null mit einer Rotation der Magnetisierungsrichtung zur nächstliegenden leichten Achse (Schritt 1 in 2.5 a). Bei Erhöhung des Magnetfeldes in die entgegengesetzte Richtung kommt es zur plötzlichen Ausbildung und schnellem Wachstum von 90°-Domänen und damit zum ersten 90°-Sprung der Magnetisierungsrichtung (Schritt 2) in die nächste leichte Achse. Bei weiterer Erhöhung des äußeren Feldes kommt es dann zu einem zweiten 90°-Sprung (Schritt 3) in die $[\bar{1}00]$ -Richtung.

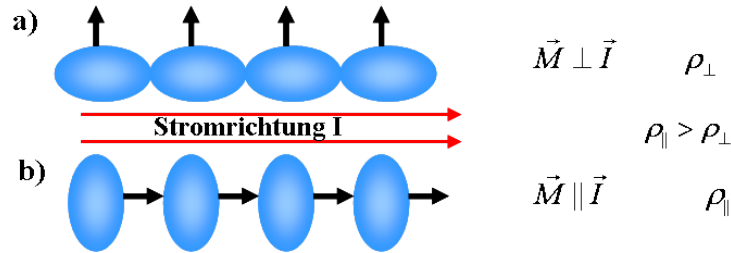


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des asymmetrischen Überlapps der Ladungsverteilungen für einen Strompfad (a) senkrecht zur Magnetisierung und (b) parallel zur Magnetisierung.

Schließlich wird durch Rotation der Magnetisierungsrichtung in die Richtung des von außen angelegten Feldes (Schritt 4) die Sättigung erreicht. Die Feldwerte H_{c1} und H_{c2} , bei denen die zwei sukzessiven Magnetisierungssprünge auftreten, hängen in charakteristischer Weise vom Winkel φ der Richtung des äußeren Feldes ab, wie in Abbildung 2.5 b) gezeigt ist. Der Unterschied der beiden Schaltfelder wird demnach bei Annäherung an eine harte Achse größer und bei Annäherung an eine leichte Achse kleiner beziehungsweise verschwindet sogar vollständig.

2.2 Der anisotrope Magnetowiderstand (AMR)

In ferromagnetischen Materialien ist der spezifische Widerstand abhängig vom Winkel zwischen Strompfad und Magnetisierungsrichtung. Dieser Effekt wird als anisotroper Magnetowiderstand (AMR) bezeichnet und tritt in ferromagnetischen Übergangsmetallen ebenso wie in (Ga,Mn)As auf. Die Ursache für den AMR ist in der Spin-Bahn-Wechselwirkung im Valenzband zu suchen. Die Spin-Bahn Wechselwirkung bedingt einen orbitalen Beitrag zum Spinmoment und somit entsteht durch die nicht kugelsymmetrische Ladungsverteilung eine Richtungsabhängigkeit. Je nach Spin- bzw. Magnetisierungsrichtung erhält man unterschiedliche Streuquerschnitte der freien Ladungsträger. In Abbildung 2.6 ist diese Situation schematisch dargestellt. Nach dieser Abbildung ergäbe sich ein größerer spezifischer Widerstand, wenn Strom- und Magnetisierungsrichtung parallel ρ_{\parallel} orientiert sind, als wenn sie antiparallel zueinander stehen ρ_{\perp} . In (Ga,Mn)As wird allerdings meistens beobachtet, dass $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$ ist. Rushforth et al. [31] konnte zeigen, dass sich das Vorzeichen des AMR in sehr dünnen Filmen sogar ändern kann. Betrachtet man den longitudinalen Widerstand eines Strompfades, so bekommt man für den spezifischen Widerstand

eine cosinus-förmige Abhängigkeit vom Winkel ϑ zwischen Strom- und Magnetisierungsrichtung:

$$\rho_{xx} = \rho_{\perp} - (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) \cos^2(\vartheta)$$

Wang et al. [27] zeigte, dass der AMR mit ansteigender Mn-Konzentration abfällt. Typische (Ga,Mn)As-Proben zeigen einen AMR-Effekt von etwa 1% – 15%.

2.3 Spinabhängiges Tunneln - der Tunnelmagnetowiderstand

Seit dem Jahre 1975, in dem Jullière als erster das spinabhängige Tunneln beobachtete [32], ist Tunneln sowie der Tunnelmagnetowiderstandseffekt ein Gebiet intensiver Forschung. Dabei wurden bis heute vor allem detaillierte Untersuchungen an metallischen Tunnelkontakten wie z.B. Fe/MgO/Fe durchgeführt, während komplett halbleitende Systeme erst viel später durch die Entdeckung des ferromagnetischen Halbleiters (Ga,Mn)As in den Blickpunkt der Forschung gerückt sind und weitestgehend noch unverstanden sind.

Ein Tunnelkontakt besteht aus zwei gut leitfähigen Schichten, die durch eine schlecht leitfähige oder isolierende, dünne Barriere voneinander getrennt sind. Klassisch gesehen bildet eine isolierende Schicht zwischen zwei Metallen eine unüberwindbare Barriere für Elektronen. Betrachtet man das Elektron allerdings quantenmechanisch als Welle, so ist ein Durchdringen dieser Potentialbarriere mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit möglich. Die Welle trifft auf die Barriere und wird dort teilweise reflektiert sowie transmittiert (s. Abb. 2.7 b). Der transmittierte Anteil der Welle klingt innerhalb der Barriere exponentiell ab, sodass bei ausreichend dünner Barriere eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit jenseits der Barriere existiert.

Im einfachsten Fall geht man von einer eindimensionalen, rechteckigen Potentialbarriere der Breite d und Höhe V_0 aus (s. Abb. 2.7 a) sowie von einem elastischen Tunnelprozess, bei dem die Energie des tunnelnden Elektrons erhalten bleibt. Das Elektron mit der Wellenfunktion $\Psi(z)$, der Masse m und der Energie E_z durchläuft die Potentialbarriere, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, in z -Richtung. Die zeitunabhängige Schrödingergleichung lautet dann wie folgt:

$$H\Psi(z) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right) \psi(z) = E_z \Psi(z)$$

wobei H der Hamiltonoperator ist und für die Potentialbarriere $V(z)$ gilt:

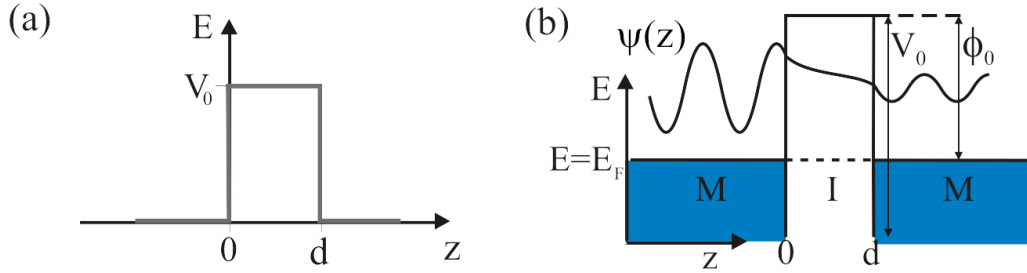


Abbildung 2.7: (a) Potentialverlauf (b) Abklingen der auf die Barriere anlaufenden Wellenfunktion $\Psi(z)$ in der Barriere.

$$V(z) = \begin{cases} V_0 & \text{für } 0 < z < d \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Zur Lösung dieser Schrödingergleichung lässt sich folgender Ansatz für die Wellenfunktion machen:

$$\Psi(z) = \begin{cases} e^{ik_z z} + R e^{-ik_z z} & \text{für } z < 0 \\ A e^{\kappa z} + B e^{-\kappa z} & \text{für } 0 < z < d \\ T e^{ik_z z} & \text{für } z > d \end{cases}$$

mit $k_z = \sqrt{(2m/\hbar^2)E_z}$ und der Dämpfungskonstanten $\kappa = \sqrt{(2m/\hbar^2)(V_0 - E_z)}$. Da die Potentialstufe eine endliche Höhe aufweist, müssen Ψ und $\partial\Psi/\partial z$ stetig sein, sodass sich durch Anpassung der Wellenfunktionen die Koeffizienten A, B, R und T bestimmen lassen [33]. Die Tunnelstromdichte J bei einer an einer Barriere abfallenden Spannung U ist gegeben als das Produkt der Zustandsdichten $D_{l,r}(E)$ der linken und rechten Elektrode und dem Tunnelmatrixelement M , das die Tunnelwahrscheinlichkeit angibt:

$$J \propto \int_{-\infty}^{\infty} |M|^2 D_l(E) D_r(E + eU) [f(E) - f(E + eU)] dE$$

Zusätzlich fließt die Fermi-Dirac-Verteilung $f(E)$ mit ein, die die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der die Zustände einer gewissen Energie besetzt sind.

2.3.1 Das Simmons-Modell

Simmons [34] benutzte zur Berechnung der Tunnelstromdichte einer Potentialbarriere beliebiger Form die Wentzel-Kramers-Brillouin(WKB)-Näherung und führte eine mittlere Barrierenhöhe $\bar{\Phi} = 1/d \int \Phi(z)dz$ über dem Fermi-Niveau der linken Elektrode ein. Er erhält für die Stromdichte:

$$J = \frac{e}{4\pi^2 \hbar d^2 \beta^2} \left\{ \bar{\Phi} \exp(-A \bar{\Phi}^{-\frac{1}{2}} d) - (\bar{\Phi} + eU) \exp(-A(\bar{\Phi} + eU)^{\frac{1}{2}} d) \right\}$$

mit $A = 2\beta\sqrt{2m}/\hbar$, wobei β ein Korrekturfaktor bei der Bildung der mittleren Barrierenhöhe ist. Für verschiedene Spannungsbereiche zeigte Simmons noch einige Näherungen dieser Beziehung, welche sich als besonders nützlich erweisen zum Verständnis von Tunnelkennlinien $I(U)$.

- Für sehr kleine Spannungen U , d. h. $eU \ll \bar{\Phi}$ ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Spannung:

$$J(U) = \frac{e^2 \sqrt{2m\bar{\Phi}}}{4\pi^2 \hbar^2 d} \cdot U \exp\left(-2d\sqrt{2m\bar{\Phi}}/\hbar\right) \quad (2.3)$$

Es zeigt sich außerdem in diesem Ausdruck die exponentielle Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Barrierendicke d sowie von der Barrierenhöhe $\bar{\Phi}$.

- Im Bereich mittlerer Spannungen und unter der Annahme einer rechteckigen Barrierenform ergibt sich folgende Näherung:

$$J = \frac{3}{2d} \left(\frac{e}{\hbar}\right)^2 (2m\bar{\Phi})^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\left(\frac{4\pi d}{\hbar}\right) (2m\bar{\Phi})^{\frac{1}{2}}\right] \left(U + \frac{\pi m \hbar^2}{3\bar{\Phi} e^2 d^2} U^3\right) \quad (2.4)$$

Das heißt man erhält eine parabolische Abhängigkeit der differentiellen Leitfähigkeit $G = dI/dU$ von der angelegten Spannung.

- Bei sehr hohen Spannungen $eU > \bar{\Phi}$ setzt das sogenannte Fowler-Nordheim-Tunneln ein. Die effektive Barrierendicke nimmt durch das Anlegen einer großen Spannung ab und es kommt zu einem verstärkten Anstieg des Tunnelstroms.

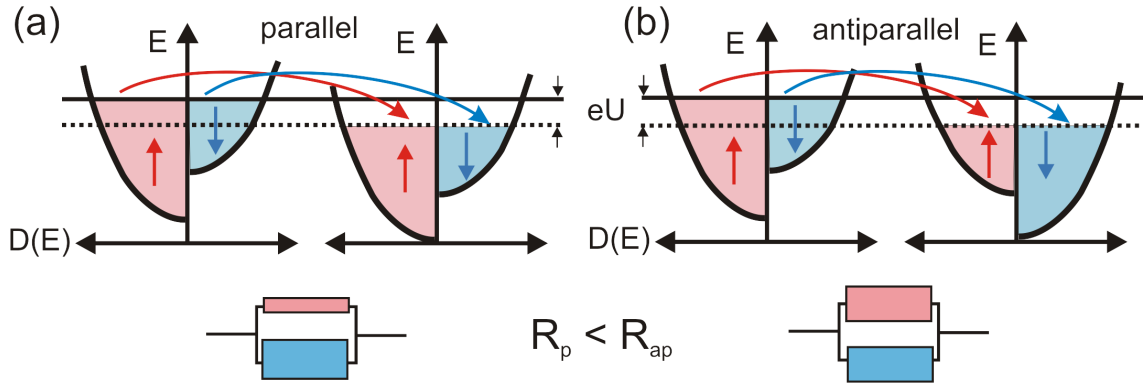


Abbildung 2.8: Schematische Zustandsdichte $D(E)$ der ferromagnetischen Elektroden FM1 und FM2 für Spin-up (rot) und Spin-down (blau) Elektronen, welche um die Austauschenergie umeinander verschoben sind. (a) Die Magnetisierungsrichtungen von FM1 und FM2 sind parallel und es ergibt sich durch die nach oben verschobene Zustandsdichte eine größere Leitfähigkeit für den Spin-down-Kanal als für den Spin-up-Kanal (schematisch unten dargestellt). (b) In der antiparallelen magnetischen Konfiguration ist die Leitfähigkeit beider Spinkanäle gleich.

2.3.2 Das Jullière-Modell

Bisher wurde das Elektrodenmaterial einfach als ein leitfähiges Metall angenommen. Ersetzt man nun die Elektroden durch ferromagnetisches Material, so ergeben sich einige interessante Änderungen für die Leitfähigkeit eines Tunnелеlements. Da die Zustandsdichte eines Ferromagneten aufspaltet bezüglich Spin-up und Spin-down Elektronen, ergibt sich ein unterschiedlicher Beitrag dieser beiden Ladungsträger-Typen zum Tunnelstrom. Unter der Voraussetzung, dass der Spin beim Tunnelprozess erhalten bleibt, lässt sich der Ladungstransport über die Tunnelbarriere wie durch zwei voneinander unabhängige Spinkanäle betrachten. Das bedeutet, dass zum Beispiel Ladungsträger mit Spin-up auch nur in freie Spin-up Zustände tunneln können. Es kommt zu einem Leitfähigkeitsunterschied für parallele und antiparallele Magnetisierungskonfiguration der beiden ferromagnetischen Elektroden, den Jullière anhand der Zustandsdichte freier Elektronen ($D(E) \propto \sqrt{E}$) an der Fermi-Kante erklärt [32]. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit proportional zum Produkt der Zustandsdichten ist, lässt sich die Leitfähigkeit für parallele G_p beziehungsweise antiparallele G_{ap} Orientierung der Magnetisierungsrichtungen angeben als:

$$G_p = G_{\uparrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow} \propto D_{l,\uparrow}D_{r,\uparrow} + D_{l,\downarrow}D_{r,\downarrow}$$

$$G_{ap} = G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow} \propto D_{l,\uparrow}D_{r,\downarrow} + D_{l,\downarrow}D_{r,\uparrow}$$

wobei $D_{i,j}$ mit $i = l, r$ und $j = \uparrow, \downarrow$ die spinaufgespaltenen Zustandsdichten der linken (l) beziehungsweise rechten (r) Elektrode von Majoritätsspins (\uparrow) und Minoritätsspins (\downarrow) an der Fermi-Kante sind. In Abbildung 2.8 ist das Zweikanal-Modell von Jullière schematisch dargestellt. In der parallelen Konfiguration Abb. 2.8 a) hat der Spin-down-Kanal durch die Verschiebung der Zustandsdichten um die Austauschenergie eine größere Leitfähigkeit als der Spin-up-Kanal. Bei antiparalleler magnetischer Konfiguration sind die Leitfähigkeiten beider Kanäle gleich, so dass sich insgesamt ein größerer Widerstand als bei der parallelen Konfiguration ergibt. Aus den unterschiedlichen Leitfähigkeiten bzw. Widerständen lässt sich der TMR-Effekt sowie ebenfalls die Polarisierungen der linken (P_l) und rechten (P_r) Elektrode berechnen durch folgende Beziehung:

$$\text{TMR} = \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{2P_l P_r}{1 - P_l P_r} \quad (2.5)$$

In einem magnetischen Tunnелеlement können neben der parallelen und antiparallelen magnetischen Konfiguration allerdings auch noch andere Konfigurationen mit einem beliebigen Winkel Θ zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden Elektroden auftreten. Es gilt allgemein für die Leitfähigkeit in Abhängigkeit vom Winkel nach dem Modell von Slonczewski [35]:

$$G = G_0(1 + P_l P_r \cos(\Theta))$$

wobei G_0 eine Konstante ist. Unter der Annahme, dass beide ferromagnetische Elektroden aus dem gleichen Material sind und damit die gleiche Polarisation aufweisen, lässt sich $P_l P_r = P^2$ schreiben. Damit bekommt man für den TMR-Effekt:

$$\text{TMR} = \frac{P^2(1 - \cos(\Theta))}{1 + P^2 \cos(\Theta)} \quad (2.6)$$

Anhand dieser Beziehung lässt sich zum Beispiel aus der Größe des TMR-Effekts und unter der Voraussetzung, dass man die magnetische Konfiguration kennt, die Polarisation der ferromagnetischen Kontakte bestimmen.

2.3.3 Spannungsabhängigkeit des TMR

In den meisten magnetischen Tunnelkontakten nimmt der TMR mit zunehmender Spannung ab. Der Spannungswert $U_{1/2}$, der die Spannung angibt, bei der der

TMR auf die Hälfte seines Wertes bei $U = 0V$ abgenommen hat, gilt dabei als eine Art Gütefaktor. Es zeigte sich bei den ersten Experimenten von Jullière ein sehr kleiner Wert von nur $U_{1/2} = 3\text{ mV}$ [32], der von anderen Gruppen durch verbesserte Wachstumsbedingungen bis auf 500 mV erhöht werden konnte [36]. Die Stärke der Reduktion wird vor allem mit der Qualität der Tunnelbarriere in Verbindung gebracht. Allerdings sind die Mechanismen und physikalischen Gründe für die Spannungsabhängigkeit bis heute nicht vollständig geklärt. Es gibt jedoch einige Erklärungsansätze, die im Folgenden vorgestellt werden sollen.

Das Anlegen einer Spannung führt zu einer Verkleinerung der effektiven Barrierenhöhe und damit nach dem Modell von Bratkovsky zu einer Verringerung der Polarisierung und damit auch des TMR-Effekts [37]. Wie schon erläutert hängt der TMR entscheidend von der elektronischen Struktur beziehungsweise, genauer gesagt, von dem Bereich der Zustandsdichte der tunnelnden Ladungsträger im Ferromagneten ab. Da dieser ebenfalls Spannungsabhängig ist, liegt es Nahe von einem direkten Einfluss der Zustandsdichte auf die Spannungsabhängigkeit des TMR auszugehen. Einige Experimente verschiedener Gruppen konnten diesen Zusammenhang bereits experimentell zeigen [38, 39, 40, 41].

Einen komplett anderen Erklärungsansatz geben Zhang et al [42] und Bratkovsky [43], die die Anregung von Magnonen durch heiße Elektronen als Ursache für die Spannungsabhängigkeit sehen. Bei größeren Spannungen können energiereichere Elektronen in die Gegenelektrode tunneln und dort einen Teil ihrer Energie durch das Aussenden eines Magnons verlieren. Dabei muss sich ihr Spin umdrehen, wodurch die Reduzierung der Polarisierung und damit des TMR zustande kommt. Obwohl dieses Modell einige experimentell beobachtete Effekte gut beschreiben kann, gibt es einige neuere Experimente, die dieser Theorie widersprechen. Wie zum Beispiel ein Experiment von Ding et al. [44], das keine Spannungsabhängigkeit bei einem spinpolarisiertem Rastertunnelmikroskop auf einer Co(001)-Oberfläche mit Vakuum als Barriere sieht. Es liegt also nahe, anzunehmen, dass die Spannungsabhängigkeit des TMR hauptsächlich von lokalisierten Defektzuständen in der Barriere herrührt und daher im Experiment von Ding et al. nicht aufgetreten ist. Diese These konnte sowohl in einigen theoretischen, wie auch experimentellen Arbeiten bisher bestätigt werden [37, 45, 46, 47, 48]. So zeigte sich zum Beispiel bei Experimenten von Jansen et al. [49] an mit Ni dotierten Barrieren nicht nur insgesamt eine Reduzierung des TMR, sondern auch eine stärkere Spannungsabhängigkeit im Vergleich zu undotierten Barrieren.

2.3.4 Temperaturabhängigkeit

Bei den bisher vorgestellten Modellen zum Tunneln wurden thermische Effekte vernachlässigt, das heißt es wurde bisher von einer (theoretischen) Temperatur $T = 0\text{ K}$ ausgegangen. Erhöht man die Temperatur, so müssen einige temperaturabhängige Effekte in die Berechnung des Tunnelstroms mit einbezogen werden. So hängt zum Beispiel die Bandlücke E_g eines Halbleiters von der Temperatur T ab und hat im Falle von GaAs einen quadratischen Verlauf, bei kleinen Temperaturen, der durch folgende Funktion gegeben ist [50]:

$$E_g(T) = 1,519 - 5,408 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 204) \text{ eV}$$

Bei geringen Temperaturvariationen im Bereich von einigen 10 K ändert sich die Bandlücke und damit die Barrierenhöhe nur sehr wenig. Nähert man sich allerdings Raumtemperatur, so hat sich die Bandlücke von $T = 0\text{ K}$ mit $1,52\text{ eV}$ auf $1,42\text{ eV}$ bei $T = 300\text{ K}$ verringert.

Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass durch eine Erhöhung der Temperatur die Fermi-Verteilung ausschmiert und damit auch mehr und mehr Niveaus oberhalb der Fermi-Energie E_F besetzt werden, für die die Barrierenhöhe kleiner erscheint. Diesem Effekt wird nach [51] durch folgenden Ausdruck Rechnung getragen:

$$G_{el} = G_0 \frac{\pi B k_B T}{\sin(\pi B k_B T)}$$

mit $B = d\phi_0^{-1/2} \sqrt{2m}/\hbar$, G_{el} dem elastischen Tunnelbeitrag sowie G_0 einer Konstanten bei $T = 0\text{ K}$. Auch hier ist die Erhöhung der Leitfähigkeit bei kleinen Temperaturveränderungen vernachlässigbar klein.

Die Auswirkungen einer Temperaturerhöhung auf den TMR-Effekt haben Shang et al. [52] näher untersucht. Sie entwickelten ein Modell nach dem es neben dem elastischen Anteil des Tunnelstroms auch einen immer größer werdenden inelastischen Anteil zu berücksichtigen gilt. Das Modell von Shang et al. erweiterte daher das 2-Kanal Jullière-Modell um einen spinunabhängigen Kanal mit dem inelastischen Beitrag G_{SI} .

$$G = G_0(1 + P_l P_r \cos(\Theta)) + G_{SI}$$

Da inelastische Tunnelprozesse mit steigender Temperatur immer wahrscheinlicher werden, wächst der spinunabhängige Beitrag überproportional mit der Temperatur an im Vergleich zum Tunnelstrom des spinerhaltenden Kanals. Eine schlechtere Qualität der Barriere macht sich demnach auch in einer stärkeren Temperaturabhängigkeit bemerkbar.

Aber auch der spinerhaltende Kanal ist schon von sich aus temperaturabhängig. Zum Einen durch die anfangs bereits beschriebenen temperaturabhängigen Effekte und zum anderen ist auch die Polarisation der ferromagnetischen Kontakte von der Temperatur abhängig. Unter der Annahme, dass die Tunnel-Spinpolarisation proportional zur Magnetisierung ist, geben Shang et al. für die Reduzierung der Polarisation das Blochsche $T^{3/2}$ -Gesetz an, welches die Abnahme der Oberflächenmagnetisierung aufgrund thermischer Anregung von Spinwellen berücksichtigt. So ergibt sich für Temperaturen weit unterhalb der Curie-Temperatur:

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

wobei α der Spinwellenparameter ist und P_0 die Spinpolarisation bei 0 K. Damit erhält man nun insgesamt für die Temperaturabhängigkeit des TMR:

$$\text{TMR}(T) = \frac{2P^2(T)}{1 - P^2(T)} \frac{G_{el}(T)}{G_{el}(T) + G_{SI}(T)} \quad (2.7)$$

Mit Hilfe des Modells von Shang et al. ist es zum Beispiel möglich, den Anteil des spinunabhängigen Kanals am Tunnelstrom abzuschätzen und Vorhersagen für die theoretische Abnahme des TMR zu machen.

2.3.5 Einfluss von Barriere und Grenzfläche

Das in Abschnitt 2.3.2 vorgestellte Jullière-Modell führt den TMR-Effekt allein auf die Zustandsdichtedifferenz von Majoritäts- und Minoritätslektronen zurück. Dabei wird die entscheidende Rolle der Barriere sowie der Grenzfläche zwischen Barriere und Ferromagnet auf das spinpolarisierte Tunneln völlig außer Acht gelassen. Besonders bei vollkommen epitaktischen Tunnelstrukturen, wie die in dieser Arbeit betrachteten Systeme, ist der Einfluss der Bandstruktur von Ferromagnet und Barriere sowie ihre Kopplung an der Grenzfläche auf den TMR groß. So bleibt zum Beispiel bei einer einkristallinen Barriere im Gegensatz zu einer amorphen Barriere die Komponente $k_{||}$ des einfallenden Wellenvektors erhalten. Was dazu führt, dass bei epitaktischen Barrierenmaterial der Tunnelstrom von Ladungsträgern mit $k_{||} = 0$ dominiert wird, da diese die größte Transmissionswahrscheinlichkeit haben. Betrachtet man die Dämpfungskonstante $\kappa = \sqrt{k_{||}^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2}[V(z) - E]}$, so zeigt sich, dass Ladungsträger mit $k_{||} \neq 0$ stärker gedämpft werden in der Barriere. Das gleiche gilt für die effektive Masse m^* , die von der Symmetrie der Bänder also explizit von der Bandstruktur abhängt und für flache Bänder größer ist, sodass also Ladungsträger

mit größerer effektiver Masse stärker gedämpft werden und weniger zum Tunnelstrom beitragen können als Ladungsträger mit geringerer effektiver Masse.

In den Experimenten von De Teresa et al. [53] wurde durch das Einfügen einer Zwischenschicht zwischen Ferromagnet und Barriere gezeigt, dass sich der TMR-Effekt von der Größe und sogar vom Vorzeichen her beeinflussen lässt, was allein auf die unterschiedlichen Bindungsverhältnisse an der Grenzfläche zurückgeführt werden konnte. Weitere Arbeiten konnten zeigen, dass nicht die Bulk-Zustandsdichte, sondern die lokale Zustandsdichte an der Grenzfläche entscheidend ist für den Tunneltransport [54, 55, 56]. Ebenso ist die Qualität der Grenzfläche von Bedeutung. So können zum Beispiel Rauigkeit oder Unordnung zu einer vermehrten Spin-Flip-Streuung und damit zu einer Reduzierung des TMR führen [57, 58].

Verunreinigungen oder Fremdatome in der Barriere führen dazu, dass sich Valenz- und Leitungsband des Isolators verbreitern und sich zusätzlich lokalisierte Defektzustände in der Bandlücke ausbilden. Die Höhe der Potentialbarriere wird demnach reduziert, was nach dem Modell von Slonczewski [35] zu einer geringeren Spinpolarisation führt. Das Ausbilden von Defektzuständen in der Barriere kann einen großen Einfluss auf den TMR-Effekt haben, da es zu resonantem Tunneln eben über diese Defektzustände kommen kann, welches spinunabhängig ist. [49, 37, 59, 60, 61, 62]. Dabei hängt allerdings der Einfluss der Verunreinigungen von ihrer exakten Position, Anzahl, sowie energetischen Lage ab und ist damit experimentell schwer zu erfassen. Speziell für magnetische Verunreinigungen in der Barriere zeigte Veydayev et al. [45], dass der TMR sogar vergrößert werden kann, im Vergleich zu einer perfekten Tunnelbarriere ohne Verunreinigungen.

2.4 Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit einer Cs Zwischenschicht

In den Arbeiten von Kreuzer [9], Zenger [8] sowie Moser [7], die am gleichen Lehrstuhl angefertigt wurden ist das Fe/GaAs/Fe-Tunnelsystem bereits eingehend studiert und beschrieben worden. Daher sollen hier nur kurz die wichtigsten Punkte im Hinblick auf die vorliegende Arbeit angesprochen werden. Für detailliertere Informationen zu Fe/GaAs sei auf Moosbühler [64] verwiesen.

GaAs hat eine Bandlücke von $E_g = 1,52 \text{ eV}$ bei $4,2 \text{ K}$. Mit der Fermi-Energie in der Mitte der Bandlücke ergibt das eine Barrierenhöhe von $\Phi = E_g/2 = 0,76 \text{ eV}$, was durch Kennlinien-Messungen von Moser [7] sehr gut experimentell bestätigt werden

konnte.

Eisen kann epitaktisch in der bcc-Struktur mit einem geringen Gitterfehlpass auf der (001)GaAs-Oberfläche aufwachsen [65]. Allerdings findet an der Grenzfläche zwischen Fe und GaAs Durchmischung statt, sodass sowohl Ga- als auch As-Atome in die ersten Monolagen der Fe-Schicht diffundieren, sowie auch Fe in die GaAs-Schicht [65, 66, 67]. Dadurch entsteht eine recht undefinierte Grenzfläche ohne abrupten Übergang zwischen den Schichten. Zusätzlich kommt es laut einiger Gruppen vermutlich zu der Bildung von anderen Phasen, wie zum Beispiel Fe_2As oder $\text{Fe}_3\text{Ga}_{2-x}\text{As}_x$ [67, 68], die die Magnetisierung der gesamten Fe-Schicht aber vor allem an der Grenzfläche reduzieren. Durchmischung der Elemente kann zwar durch Wachstum bei niedrigeren Temperaturen reduziert werden auf Kosten der Qualität der Fe-Schicht, es kann jedoch nie ganz unterdrückt werden. Nach dem vorigen Abschnitt ist aber gerade die Qualität und Beschaffenheit der Grenzfläche entscheidend für den Tunnelmagnetowiderstandseffekt. Daher liegt es Nahe, zu versuchen durch das Einbringen einer sehr dünnen Zwischenschicht zwischen Fe und GaAs die Durchmischung zu verhindern und eine klarer definierte Grenzfläche zu schaffen. Zu diesem Zweck sollte in der vorliegenden Arbeit eine sehr dünne Cäsium-Zwischenschicht eingefügt werden.

Dünne Cäsium-Schichten werden normalerweise als Abdeckschichten verwendet, um die Austrittsarbeit eines Materials herabzusetzen. Die Cs/GaAs-Oberfläche ist bereits ausführlich untersucht worden [69, 70, 71], da sie in Photokathoden zur Herstellung einer negativen Elektronenaffinität an der Oberfläche dient und damit die Emission von spin-polarisierten Elektronen unterstützt ohne die Spinpolarisation der Elektronen dabei zu zerstören. Daher sollte sich Cs auch als Zwischenschicht für TMR-Experimente eignen, da auch hier eine möglichst hohe Spinpolarisation erreicht werden soll, die von der Zwischenschicht möglichst nicht zerstört werden sollte. Die Dicke der Cäsium-Zwischenschicht beträgt maximal eine Monolage, da nach dem Aufwachsen von etwa einer Monolage Cs, der Haftkoeffizient deutlich niedriger wird und kaum weitere Cs-Atome auf der Oberfläche aufwachsen [71].

In den Vorarbeiten zu Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakten von Moser, Zenger und Kreuzer [7, 8, 9] wurde bereits gezeigt, dass sich der TMR-Effekt durch Verbesserung der Grenzfläche erhöhen lässt. So konnte zum Beispiel Zenger durch das Weglassen von Hochtemperaturschritten über 90°C bei der Probenherstellung den TMR bis auf 1,7% bei 4,2 K und $U = 5\text{ mV}$ erhöhen [8]. Durch die niedrigen Temperaturen wird die Durchmischung von Fe und GaAs an der Grenzfläche reduziert. Moser bewirkte eine weitere Erhöhung auf etwa 5,6% TMR bei 4,2 K und $U = 5\text{ mV}$ durch eine optimierte Wasserstoffplasmavorbereitung der Grenzfläche vor dem Aufwachsen

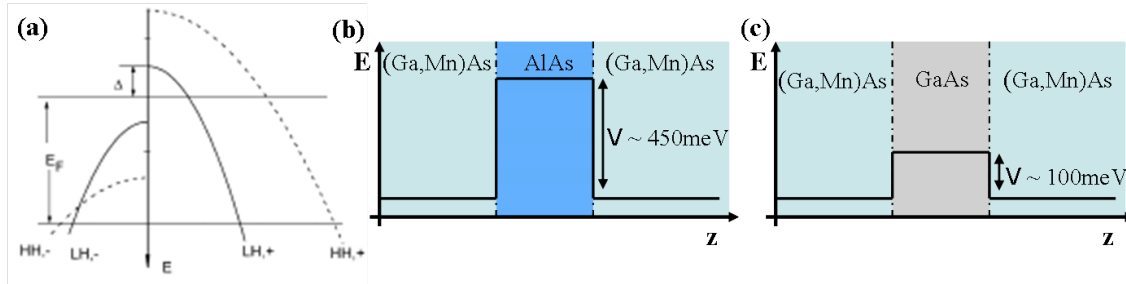


Abbildung 2.9: a) Schematisches Bandschema von (Ga,Mn)As mit spinaufgespaltenem Heavy-Hole (HH) und Light-Hole (LH)-Band aus [74]. Schematische Potentiallandschaft von Tunnelstrukturen mit b) AlAs-Barriere oder c) GaAs-Barriere.

des Fe.

2.5 (Ga,Mn)As basierte Tunnelkontakte

Die bisher erläuterten Modelle zum spinpolarisierten Tunneln gehen alle von metallischen Tunnelkontakten beziehungsweise Elektroden aus. Mit Hilfe des verdünnt ferromagnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As ist es allerdings möglich Tunnelkontakte komplett aus halbleitenden Materialien herzustellen. Dabei dient (Ga,Mn)As als ferromagnetische Elektrode sowie meist GaAs, oder (Al,Ga)As als Barrierenmaterial. In diesem Abschnitt soll der Stand der Forschung für auf Halbleiter basierende Tunnelkontakte mit (Ga,Mn)As als ferromagnetische Elektrode dargestellt werden.

Chiba et al. bestimmte experimentell mit Hilfe von temperaturabhängigen Transportmessungen die Potentialbarriere an der (Ga,Mn)As/GaAs Grenzfläche zu $V \approx 0,1 \text{ eV}$ [72] und zeigte damit, dass GaAs gegenüber (Ga,Mn)As eine wenn auch niedrige Barriere ausbildet. Die Barrierenhöhe ist jedoch von den Wachstumsparametern und dem Mn-Gehalt abhängig.

An der Grenzfläche AlAs/GaAs ist ein Valence-Band-Offset von $\approx 0,55 \text{ eV}$ bekannt [73], wodurch sich mit einem Wert von $E_F \approx 0,1 \text{ eV} - 0,2 \text{ eV}$ [18] für die Fermi-Energie gemessen von der Oberkante des Valenzbandes aus eine Potentialbarriere von etwa $V \approx 0,45 \text{ eV}$ ergibt. In Abbildung 2.9 b), c) ist die Potentiallandschaft, der in dieser Arbeit näher betrachteten Tunnelsysteme schematisch dargestellt.

Für die Höhe des Tunnelmagnetowiderstandseffekt ist die Spin-Polarisation des ferromagnetischen Kontakts entscheidend. An (Ga,Mn)As sind von Braden et al. mit Hilfe von Andreev-Reflexion besonders große Werte von $P = 85\%$ gemessen wor-

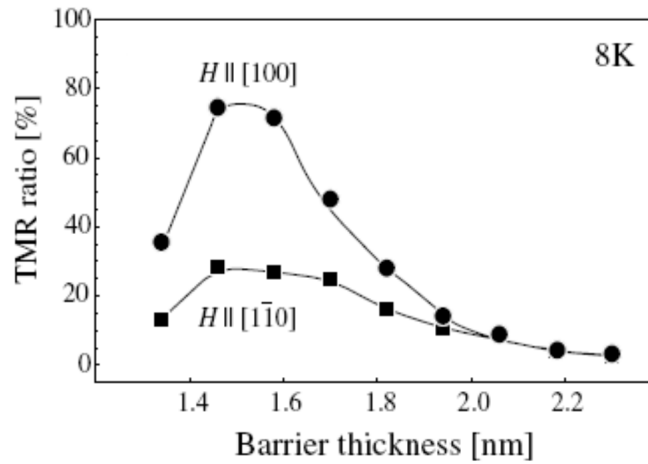


Abbildung 2.10: TMR in Abhängigkeit von der Barrierendicke d für zwei verschiedene Orientierungen $[100]$ und $[1\bar{1}0]$ des Magnetfeldes aus [76].

den [75], was gut mit den theoretisch abgeschätzten Werten von Dietl et al. [18] übereinstimmt. Nach Dietl et al. ist die Spin-Polarisation eine Funktion des Spin-Aufspaltungsparameter B_G , der die Energie angibt, um die die spinaufgespaltenen Bänder umeinander verschoben sind. Demnach ist (Ga,Mn)As als ferromagnetischer Kontakt für spinabhängige Experimente also besonders gut geeignet und es sollten nach dem Jullière-Modell sehr hohe TMR-Werte möglich sein.

Wie in Kapitel 2.3.5 beschrieben, ist für das spinpolarisierte Tunneln in epitaktischen Strukturen vor allem die Bandstruktur der Ferromagneten und der Barriere wichtig. Im Falle der in dieser Arbeit verwendeten Halbleiter ist diese recht kompliziert. So spaltet zum Beispiel das Valenzband in drei verschiedene Komponenten auf, nämlich in das Heavy-Hole, das Light-Hole sowie das Split-Off-Band (s. Abb. 2.9a)) mit jeweils unterschiedlichen effektiven Massen der Ladungsträger. Wobei das Split-Off-Band weit von der Fermi-Energie entfernt ist und daher für den Tunnelstrom nicht weiter ins Gewicht fällt. Die unterschiedlichen Anteile von Heavy- und Light-Hole Band und vor allem die sehr unterschiedlichen effektiven Massen sind aber vermutlich von großer Bedeutung für das spinpolarisierte Tunneln. So werden zum Beispiel die Ladungsträger des Heavy-Hole Band aufgrund ihrer größeren effektiven Masse wesentlich stärker beim Tunneln durch die Barriere gedämpft und haben daher einen kleineren Anteil am Tunnelstrom für dickere Barrieren.

Das spinabhängige Aufspalten der Bänder in (Ga,Mn)As ist im Vergleich zu konventionellen Ferromagneten sehr klein. In der Literatur werden anhand der Mean-

Field-Theorie Werte von $B_G \approx 17 \text{ meV} - 40 \text{ meV}$ für das Light-Hole Band sowie ein größerer Wert von $B_G \approx 120 \text{ meV}$ für das Heavy-Hole Band abgeschätzt [77, 18, 74]. Da in komplett epitaktischen Tunnelstrukturen der Wellenvektor $k_{||}$ erhalten bleibt, können Ladungsträger von der einen Elektrode nur in Zustände der anderen Elektrode mit dem gleichen $k_{||}$ tunneln. Das bedeutet, dass es in der antiparallelen magnetischen Konfiguration für die Löcher aus dem Heavy-Hole Band aufgrund der größeren Spin-Aufspaltung des Bandes weniger freie Zustände gibt, in die sie tunneln können. Daher ist die Spinpolarisation der Ladungsträger aus dem Heavy-Hole Band größer als die des Light-Hole Bandes.

Tanaka et al. [76] erhielten für GaMnAs/AlAs/GaMnAs-Tunnelkontakte eine starke Abhängigkeit des TMR von der Barrierendicke (s. Abb. 2.10 a)) mit einem maximalen Wert von 75% bei $T = 8 \text{ K}$ und $d = 1,46 \text{ nm}$. Eine Abhängigkeit des TMR von der Barrierendicke ist durch das einfache Modell von Jullière allerdings nicht erklärbar. Den Abfall des TMR mit ansteigender Barrierendicke erklären Tanaka et al. mit der zunehmenden Dämpfung der Ladungsträger aus dem Heavy-Hole Band, welche eine stärkere Spin-Polarisation gegenüber den Löchern aus dem Light-Hole Band besitzen. Ihr Beitrag zum Tunnelstrom nimmt damit bei zunehmender Barrierendicke ab und damit auch der TMR-Effekt.

An dem Tunnelsystem (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As haben Chiba et al. einen recht großen TMR-Effekt von bis zu 290% bei $T = 0,39 \text{ K}$ und $U = 5 \text{ mV}$ gemessen [78]. Sie zeigten außerdem, dass die Größe des TMR-Effekts stark von der angelegten Spannung abhängt und zwar wesentlich stärker, als man es bisher von metallischen, qualitativ guten Tunnelkontakten gewohnt war. Ihre mögliche Begründung dafür war die relativ geringe Spin-Aufspaltung der Ferromagneten, die in der Größenordnung der Fermi-Energie liegt. Dadurch ergibt sich die Situation, dass sich schon beim Anlegen von relativ kleinen Spannungen die Bänder energetisch so stark verschoben haben, dass es genügend Zustände für beide Spinrichtungen gibt, in die getunnelt werden kann und damit die Spin-Polarisation verloren geht. Nach Chiba et al. [78] und auch Sankowski et al. [79] sind also hauptsächlich Bandstruktur-Effekte für die stark ausgeprägte Spannungsabhängigkeit verantwortlich.

Die Temperaturabhängigkeit des TMR ist an einigen Tunnelsystemen basierend auf (Ga,Mn)As experimentell wie auch theoretisch untersucht worden [80, 76, 78, 77]. Tanaka et al. [76] wendeten zur Erklärung ihrer Messdaten das in Kapitel 2.3.4 vorgestellte Modell von Shang et al. an [52], das die Abnahme der Polarisation und damit des TMR durch die Anregung von thermischen Spin-Wellen begründet. Zusätzlich sehen sie, wie auch andere Gruppen [77, 78], einen Einbruch des TMR um $T \approx 20 \text{ K}$, den sie durch Änderungen der Koerzitivfelder der beiden (Ga,Mn)As-Schichten mit

der Temperatur begründen. Saffarzadeh et al. erhielten aus theoretischen Rechnungen eine starke Temperaturabhängigkeit des TMR, die allein aus der Abnahme der Spin-Aufspaltungsenergie B_G resultiert [80].

Nach Sankowski et al. ist der TMR in (Ga,Mn)As-basierten Tunnelstrukturen aber nicht nur entscheidend vom Aufspaltungsparameter B_G abhängig, sondern auch von der Lochkonzentration p [81]. Theoretische Berechnungen haben hier ergeben, dass der TMR zwar mit ansteigender Mn-Konzentration zunimmt, jedoch bei gleich bleibender Mn-Konzentration mit zunehmender Lochkonzentration abnimmt, da die Spinpolarisation am Fermi-Level abnimmt. Die Berechnungen von Sankowski et al. konnten die experimentell erzielten TMR-Werte zum Beispiel von Tanaka et al. [76] aber auch von anderen Gruppen qualitativ gut wiedergeben.

Einige Gruppen haben bereits gezeigt, dass der TMR auch von der Richtung des extern angelegten Magnetfeldes bezüglich der Kristallrichtung der Tunnelstruktur abhängt (s. Abb. 2.10). So zeigte Chiba et al. [78] sowie auch Saito et al. [82] einen reduzierten TMR in der [110]-Richtung gegenüber der [100]-Richtung. Tanaka et al. untersuchte dieses Verhalten detailliert am (Ga,Mn)As/AlAs/(Ga,Mn)As-System und begründete die unterschiedlichen Formen, wie auch Werte der TMR-Kurven mit der magnetischen Anisotropie der GaMnAs-Schichten. Diese führt dazu, dass in manchen Richtungen keine antiparallele magnetische Konfiguration erreicht wird und damit durch einen Winkel $\Theta < 180^\circ$ zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden Ferromagneten auch ein kleinerer Magnetowiderstandswert auftritt (s. Gl 2.6). Rüster et al. [83] entdeckten in diesem Zusammenhang einen sehr interessanten neuartigen Effekt an einem (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As-System, den TAMR (Tunneling Anisotropic Magnetoresistance). Sie zeigten einen extrem anisotropen Magnetowiderstandseffekt, der winkelabhängig sogar das Vorzeichen wechselt. Die experimentellen Ergebnisse von Rüster et al. am (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As-System stehen allerdings im Kontrast zu den Resultaten von Chiba et al., der lediglich von einem gewöhnlichen TMR-Effekt sowie von wesentlich kleineren Widerstandswerten in diesem System berichtet. Der TAMR-Effekt ist ein Hauptbestandteil dieser Arbeit und soll daher im nächsten Kapitel ausführlich behandelt werden.

2.6 Der TAMR-Effekt

Der anisotrope Tunnelmagnetowiderstand wurde zuerst von Gould et al. an einer Tunnelstruktur mit nur einer ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Schicht im Jahre 2004 entdeckt [12]. Gould et al. fanden einen TMR ähnlichen Peak von etwa 3% bei einer

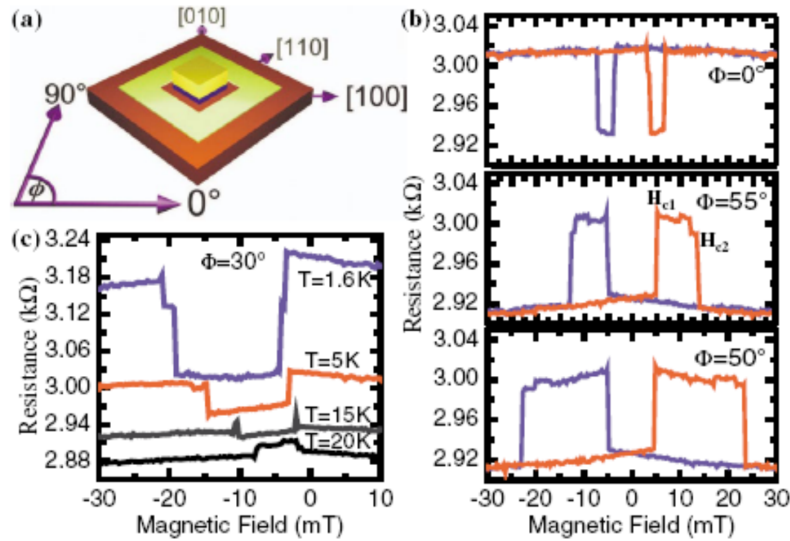


Abbildung 2.11: (a) Skizze der verwendeten Tunnelstruktur. (b) Magnetowiderstandskurven bei $T = 4,2\text{ K}$ und $V = 1\text{ mV}$ mit unterschiedlich orientiertem Magnetfeld. (c) Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts entnommen aus [12]

(Ga,Mn)As/AlOx/Au-Diode. Abhängig von der Orientierung des magnetischen Feldes bezüglich der kristallographischen Richtung ändert der Effekt sein Vorzeichen (s. Abb. 2.11). Die Größe des Peaks bleibt allerdings konstant, sodass jeweils nur zwei bestimmte Widerstandsniveaus auftreten, welche vom System eingenommen werden können. Die Breite des Peaks ändert sich mit der Richtung des Magnetfeldes in einer Weise, dass er breiter wird in der Nähe der magnetisch harten Achsen und schmaler bei Annäherung an die magnetisch weichen Achsen. Dieses Verhalten erinnert sehr an das in Kapitel 2.1.4 und Abbildung 2.5 gezeigte Ummagnetisierungsverhalten beziehungsweise an die Winkelabhängigkeit der Schaltfelder H_{c1} und H_{c2} . Aufgrund dieser Ähnlichkeit suchten Gould et al. die Ursache des Magnetowiderstandseffekts in der Orientierung der Magnetisierung der (Ga,Mn)As-Schicht, die sich während des Ummagnetisierungsprozesses sprunghaft ändert. Der Widerstand der Tunneldiode ist also abhängig von der Richtung der Magnetisierung, obwohl die Diode nur aus einer ferromagnetischen Elektrode besteht, im Gegensatz zu gewöhnlichen magnetischen Tunnelkontakten.

Gould et al. erklärten diesen Effekt durch eine anisotrope Zustandsdichte der (Ga,Mn)As-Schicht, die aufgrund von geringen uniaxialen Verspannungen auftritt. Da die Spin-Bahn-Kopplung im (Ga,Mn)As sehr stark ist und dadurch der Spin beziehungsweise die Spinrichtung einen großen Einfluss auf die orbitale Ladungsverteilung

hat, soll Gould et al. zu Folge schon eine sehr geringe Verspannung ausreichen, um eine ausschlaggebende Anisotropie in der Zustandsdichte hervorzurufen.

Gould et al. versuchten den Effekt von etwa 3% mit Hilfe von $k \cdot p$ Band-Berechnungen der Zustandsdichte für verschiedene Magnetisierungsorientierungen nachzuvollziehen. Dabei involvierten sie eine uniaxiale Verspannung in-plane von 0,1%, um die Äquivalenz der leichten Achsen ([100] und [010]) aufzuheben, was Voraussetzung für die beobachteten Effekte ist. Ihre Rechnungen ergaben allerdings für einzelne Bänder zwar eine Anisotropie von bis zu 15% aber summiert über alle Bänder und Fermi-Wellenvektoren k_z bekommen Gould et al. nur noch eine relative Änderung der Zustandsdichte von weniger als 1%. Beim Tunneln durch eine nicht allzu gestörte Barriere bleibt der Wellenvektor k_z zumindest teilweise erhalten und daher tragen hauptsächlich Zustände mit großem k_z nahe E_F zum Tunnelstrom bei. Unter Berücksichtigung von zumindest teilweiser Erhaltung des Wellenvektors k_z berechnen Gould et al. Anisotropien in der Zustandsdichte von bis zu 10%. Nach dem Modell von Gould et al. ist demnach anzunehmen, dass der TAMR-Effekt nicht nur maßgeblich von der Qualität und Beschaffenheit der Barriere, sowie von ihrem Material abhängt, sondern auch von der Ladungsträgerdichte beziehungsweise Mn-Konzentration, die ebenfalls die Lage der Bänder beeinflusst. So könnten sich zum Beispiel nach Rüster et al. bei einer epitaktischen, defektfreien Barriere, in der der Wellenvektor k_z komplett erhalten bleibt wesentlich größere Anisotropien im Bereich von einigen 10% bis über 100% und damit entsprechend große TAMR-Effekte ergeben [83].

Wenig später fanden Rüster et al. in dem komplett epitaktischen Tunnelsystem (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As-System auch einen wesentlich größeren TAMR-Effekt, der bei kleinen Spannungen und Temperaturen extrem ansteigt auf bis zu 150 000% [83] (s. Abb. 2.12). Diese extrem große Verstärkung der Effekte kann allerdings nicht mehr allein durch eine Anisotropie in der Zustandsdichte verstanden werden und wurde von Pappert et al. durch einen magnetisch induzierten Metall-Isolator-Übergang erklärt [84]. Dieser sei nach Pappert et al. möglich, da an der Grenzfläche zu der LT-GaAs Barriere eine dünne Ladungsträgerverarmungszone im (Ga,Mn)As auftritt, welche hauptsächlich als Injektor am Tunnelprozess teilnimmt.

Seither ist ein TAMR auch an einigen anderen Bauteilen beobachtet worden, wie zum Beispiel an Nanoeinschnürungen [85, 86], wo er teilweise bis zu 14000% betrug und somit wiederum zu groß ist, um allein aus der Anisotropie der Zustandsdichte zu resultieren, während für Esaki-Dioden der TAMR-Effekt eher bei einigen Prozent liegt [87, 88].

Sankowski et al. haben theoretische Berechnungen zum TMR sowie TAMR für ver-

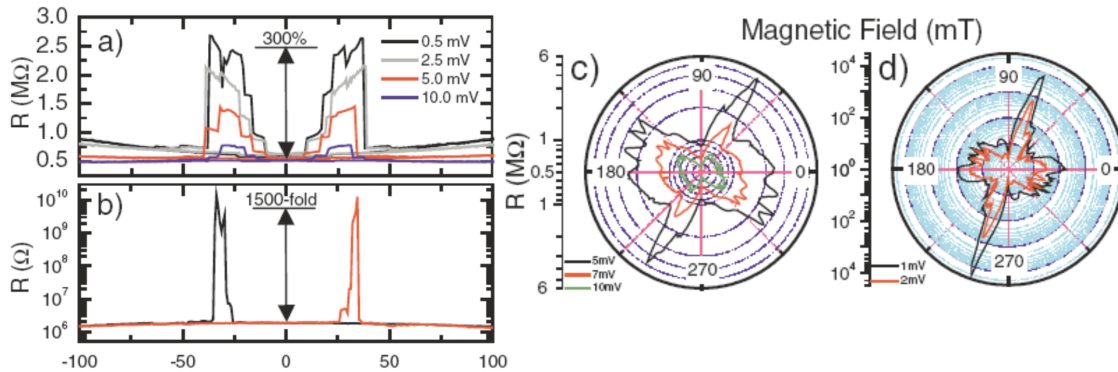


Abbildung 2.12: (a), (b) Magnetowiderstandskurven bei unterschiedlichen Spannungen. (c), (d) Kreissweeps bei verschiedenen Spannungen entnommen aus [83]. In den Kreissweeps folgt die Magnetisierungsrichtung der Probe dem kreisförmig rotierten externen Magnetfeld.

schiedene auf (Ga,Mn)As basierende Tunnelstrukturen durchgeführt [79]. Unter anderem beinhaltet ihre Arbeit auch Dreilagengstrukturen mit GaAs oder AlAs als Tunnelbarriere. Ihren Ergebnissen zu Folge sollte sich zwar eine geringe Anisotropie des TMR in der antiparallelen Konfiguration ergeben, jedoch nicht in der parallelen Konfiguration. Ein TAMR-Effekt von bis zu 15% in der parallelen Konfiguration ließe sich den Berechnungen zu Folge durch eine starke Reduzierung der Lochkonzentration herstellen.

Moser et al. berichteten über einen TAMR in Fe/GaAs/Au-Tunnelkontakten und zeigten damit erstmals einen anisotropen Tunnelmagnetowiderstand an einem System mit einem konventionellen Ferromagneten [89]. Allerdings wurde hier das Auftreten einer Anisotropie im Tunnelwiderstand dadurch begründet, dass die Transmission durch die Halbleiterbarriere an sich anisotrop ist. In GaAs-Heterostrukturen tritt aufgrund des fehlenden Inversionszentrums der Zinkblendestruktur die sogenannte *Bulk Inversion Asymmetry* auf, die zu einer Dresselhaus Spin-Bahn-Kopplung führt. Durch die Brechung der Symmetrie an einer Grenzfläche (Structure Inversion Asymmetry) entsteht die Bychkov-Rashba Spinbahnwechselwirkung, welche aufgrund eines asymmetrischen Potentialverlaufs in Halbleiter-Heterostrukturen auftritt. Die Bychkov-Rashba Spinbahnwechselwirkung kann durch ein äußeres elektrisches Feld beeinflusst werden. Nach Moser et al. führt das Zusammenspiel von Rashba- und Dresselhaus Spinbahnwechselwirkung zu einer Art effektiven Magnetfeld an der Grenzfläche, welches seinerseits eine Anisotropie aufweist und diese auf die Tunnelwahrscheinlichkeit überträgt. Die auftretende Anisotropie des Tunnelwi-

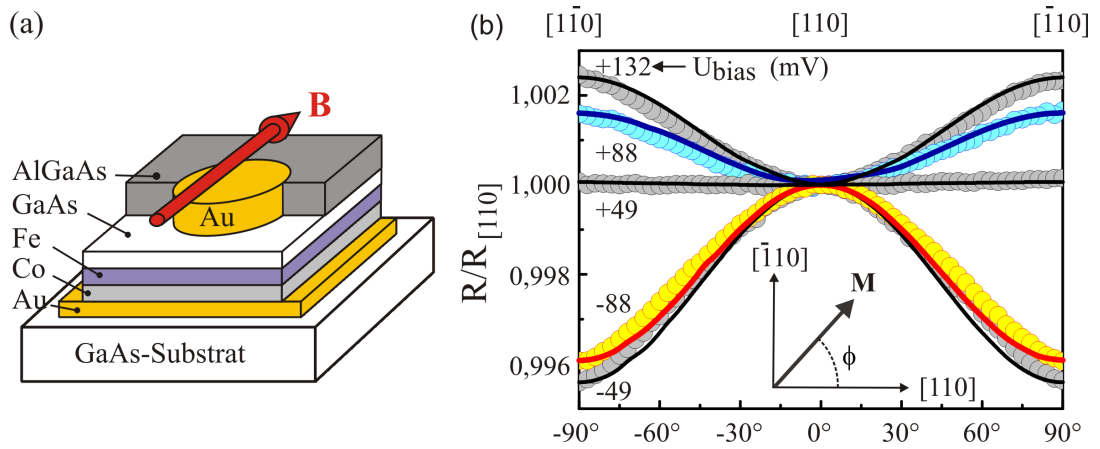


Abbildung 2.13: (a) Schema zum Aufbau der Tunnelstruktur. (b) Normierter Tunnelwiderstand in Abhängigkeit von der Orientierung des externen B-Feldes. Die Magnetisierungsrichtung der Fe-Schicht liegt immer entlang der externen Feldrichtung. Entnommen aus [7].

derstands zeigt eine zweizählige Symmetrie und beträgt etwa 0,5% (Abb. 2.13). Moser et al. zeigten, dass der TAMR-Effekt in Fe/GaAs/Au von der angelegten Spannung abhängig ist (Abb. 2.13 b). Beeinflusst von der angelegten Spannung ändert sich nicht nur die Größe des TAMR, sondern auch das Vorzeichen. Dieses Resultat führten Moser et al. auf die Spannungsabhängigkeit des Rashba-Parameters zurück.

Kapitel 3

Probenpräparation

Dieses Kapitel beschreibt die Herstellung und Strukturierung von Tunnelkontakten und stellt zusätzlich die verwendeten Ausgangsmaterialien vor. Es ist in mehrere Abschnitte eingeteilt, da verschiedene Verfahren zur Strukturierung verwendet wurden. Zunächst werden die Ausgangsmaterialien vorgestellt. Danach wird eine einfache Methode (A) zur Herstellung von Tunnelstrukturen beschrieben. Anschließend wird auf ein etwas aufwendigeres Verfahren (B) eingegangen, mit dem es möglich war kleinere Tunnelkontakte herzustellen. Zum Schluss wird das EBASE-Verfahren kurz vorgestellt, mit dessen Hilfe Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte bearbeitet wurden. Da dieses Verfahren inzwischen schon etabliert ist und in einigen anderen Arbeiten ausführlich beschrieben wird [9, 7], soll hier nur sehr kurz darauf eingegangen werden. Eine detaillierte Liste der Lithographieschritte aller einzelnen Verfahren ist im Anhang zu finden.

3.1 Ausgangsmaterialien

Alle Ausgangsmaterialien wurden am Lehrstuhl von Prof. Dr. Wegscheider an der Universität Regensburg von Dr. Janusz Sadowski, Dr. Ursula Wurstbauer, Martin Utz und Dr. Dieter Schuh mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE) gewachsen. Eine detaillierte Beschreibung des Wachstumsverfahrens von (Ga,Mn)As ist in [10, 13, 90] zu finden. Als Substrate dienten 2-Zoll-(001)-GaAs-Wafer.

Die Auswahl an Schichtaufbauten, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, ist recht verschieden und wird der Übersicht halber in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Nicht enthalten in der Tabelle ist der Wafer, der für das EBASE-Verfahren

Wafer Nr.	Schichtabfolge (Oberfläche/.../Substrat)
C060710A*	(Ga,Mn)As(10nm)/ (Al _{0,8} Ga _{0,2})As(2,4nm)/ (Ga,Mn)As(100nm)
C060824A*	(Ga,Mn)As(10nm)/ (Al _{0,6} Ga _{0,4})As(2,4nm)/ (Ga,Mn)As(100nm)
C060824B*	(Ga,Mn)As(10nm)/ (Al _{0,4} Ga _{0,6})As(2,4nm)/ (Ga,Mn)As(100nm)
C050920A*	GaAs(100nm)/ (Al,Ga)As(50nm)/ (Ga,Mn)As(20nm)/ GaAs(6nm)/ (Ga,Mn)As(60nm)
C071015C*	(Ga,Mn)As(20nm)/ GaAs(6nm)/ (Ga,Mn)As(100nm)/ GaAs:C(500nm)
C080507B**	(Ga,Mn)As(100nm)/ (Al _{0,8} Ga _{0,2})As(6nm)/ GaAs:C(200nm)
C080624A**	(Ga,Mn)As(100nm)/ AlAs(8nm)/ GaAs:C(200nm)
C080807A**	(Ga,Mn)As(100nm)/ AlAs(4nm)/ GaAs:C(200nm)

Tabelle 3.1: Waferbezeichnung und Schichtabfolge der verwendeten Materialien.

benutzt wurde. Dieser soll in dem entsprechenden Abschnitt vorgestellt werden. Der Mn-Gehalt aller (Ga,Mn)As-Schichten beträgt zwischen 4 – 6%. Die mit * gekennzeichneten Wafer enthalten eine Dreilagengstruktur bestehend aus zwei (Ga,Mn)As-Schichten, die eine nicht oder nur schlecht leitfähige GaAs oder (Al,Ga)As-Schicht umschließen. Diese Dreilagengstruktur bildet das Tunnelsystem, welches aus zwei ferromagnetischen Elektroden getrennt durch eine Barriere besteht.

Wafer C050920A hat zusätzlich noch eine GaAs/AlGaAs-Abdeckung. Diese Abdeckschichten sind als Oxidationsschutz gedacht gewesen und wurden direkt vor der Prozessierung der Tunnelkontakte flächig mit Hilfe von nasschemischen Ätzen entfernt. Ein solcher Oxidationsschutz erwies sich jedoch als nicht zweckmäßig, da sich die natürliche Oxidschicht, die sich auf der obersten (Ga,Mn)As-Lage bildet, ebenso gut und ausreichend schonend durch Vorsputtern entfernen lässt. Daher sind die Abdeckschichten bei den weiteren Materialien weggelassen worden.

Wafer C071015C enthält neben dem Dreilagensystem noch eine Kohlenstoff dotierte p⁺⁺-GaAs-Unterlage. Alle mit ** gekennzeichneten Wafer enthalten ebenso eine hoch dotierte, nicht ferromagnetische p⁺⁺-GaAs-Unterlage. Anschließend an die GaAs:C-Unterlage folgt ein Zweilagensystem bestehend aus einer Barriere (Al,Ga)As oder reines AlAs und einer 50 nm dicken (Ga,Mn)As-Schicht. Die Kohlenstoff-dotierte GaAs-Schicht konnte nicht in der Spintronik-Kammer der Wegscheider MBE gewachsen werden, sondern wurde in der D-Kammer hergestellt. Daher mussten die Wafer mit GaAs:C-Schicht zwischen den beiden Wachstumskammern transferiert werden. Auf die Vorgehensweise beim Schichtwachstum in zwei verschiedenen MBE-Kammern und dem Transfer zwischen ihnen soll am Anfang des entsprechenden

Ergebnisteils in Kap. 5.4 eingegangen werden, da dies relevant ist für die Diskussion der Messergebnisse. Die Kohlenstoff-Dotierung beträgt bei allen Wafern etwa $p = 2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$, was einer maximal möglichen Dotierung mit Kohlenstoff entspricht. Es war eine möglichst hohe Konzentration an Kohlenstoff in der Unterlage erforderlich, um eine hohe Leitfähigkeit der Schicht zu erreichen, da diese als Stromzuleitung benutzt werden sollte. Zusätzlich mussten ohmsche Kontakte zu der p^{++} -Schicht realisiert werden, was nur bei ausreichend hoher Dotierung möglich ist, da sich sonst eine Schottky-Barriere zwischen Halbleiter und Metall ausbildet, die zu einem schlechten elektrischen Kontakt führt [91]. Die Ausbildung einer Schottky-Barriere kann auch vermieden werden, indem das metallische Kontaktmaterial bei hohen Temperaturen in den Halbleiter einlegiert wird. Von diesem Verfahren musste hier allerdings abgesehen werden, da hohe Temperaturen über 300°C die (Ga,Mn)As-Schichten zerstören würden und ebenso eine starke Diffusion von Mn-Atomen in die Barriere bewirkt hätten, die es zu verhindern galt, um eine möglichst defektfreie Barriere zu erhalten.

3.2 Strukturierungsverfahren A

Ausgehend von den bewachsenen 2-Zoll-Wafern beginnt die Prozessierung des Materials mit dem Herausbrechen von kleineren Probenstücken. Dafür wird zunächst eine Photolackschutzschicht auf den gesamten Wafer aufgebracht, um die Oberfläche vor Verunreinigung und Kratzern zu schützen. Durch die geringe Kristallbindungsenergie in der [110]-Richtung, lässt sich der GaAs-Wafer durch leichtes Anritzen entlang dieser Richtung relativ einfach brechen. Es werden Probenstücke, der Größe $4,5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ herausgebrochen, um später noch ein Merkmal zur Unterscheidung der Kristallrichtungen zu haben.

Die Strukturierung der Tunnelkontakte geschieht mit Hilfe von optischer Lithographie und nasschemischen Ätzen. Die einzelnen Schritte der Prozessierung sind in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Zunächst wird auf die Probe ein Lackfilm aufgeschleudert, welcher nach dem Belichten und Entwickeln eine Lackmaske direkt auf der Probenoberfläche bildet (s. Abb 3.1b)). Anschließend wird die Probe in eine nasschemischen Lösung (Zitronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 20:1$) gegeben, um die freiliegenden Stellen bis zu einer definierten Tiefe herunterzuätzen (Abb. 3.1 c). Hier ist besonders darauf zu achten, dass die Ätztiefe groß genug ist, um die Barriere zu durchdringen aber nicht zu tief, sodass noch möglichst viel Material von der unteren (Ga,Mn)As-Schicht zur späteren Ankontaktierung übrig bleibt. Beim Ätzpro-

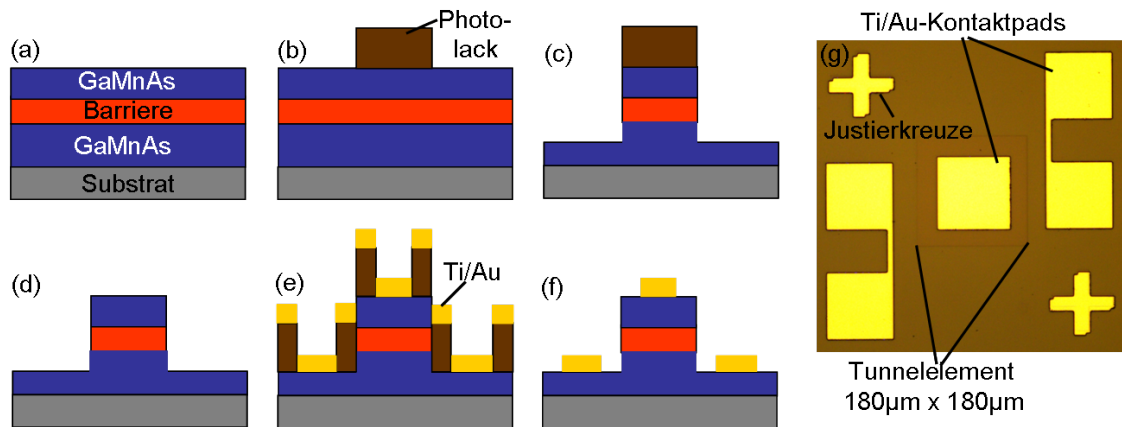


Abbildung 3.1: (a) Schichtabfolge des Ausgangsmaterials, (b) Lackmaske nach Belichten und Entwickeln, (c) nasschemisches Ätzen, (d) Entfernen der Lackmaske, (e) Lackmaske für Lift-Off und aufgedampftes Ti/Au, (f) fertige Struktur nach Lift-Off, (g) Lichtmikroskopaufnahme eines Tunnelements. Die lateralen Abmessungen des Tunnelkontakts betragen $180\ \mu\text{m} \times 180\ \mu\text{m}$.

zess muss auch auf den Al-Gehalt der Barriere geachtet werden, da sich (Al,Ga)As normalerweise nur bis zu einem Al-Gehalt von 70% von Zitronensäure ätzen lässt. Bei den für diese Prozessierungsmethode verwendeten Ausgangsmaterialien handelte es sich allerdings um LT-gewachsenes, sehr dünnes (Al,Ga)As, das auch bis zu dem verwendeten Al-Gehalt von 80% noch problemlos von der Zitronensäurelösung geätzt werden konnte. Nach dem Ätzen wird die Lackmaske mit einem Lösungsmittel entfernt und es folgt ein weiterer optischer Lithographieschritt. In diesem 2. Schritt wird eine Lackmaske für einen Lift-Off-Prozess hergestellt. Die Probe wird anschließend nach einem kurzen Vorsputtern in der Aufdampfanlage unter Vakuum zur Entfernung der natürlichen Oxidschicht mit dem Kontaktmaterial 10 nm Titan und 150 nm Gold bedampft (Abb. 3.1 e). An den Stellen, wo sich Lack unter dem Kontaktmaterial befindet, lässt sich dieses einfach mit einem Lösungsmittel wegspülen, an den übrigen, freien Stellen bleiben Ti/Au-Kontaktpads stehen (Abb. 3.1 f). In Abbildung 3.1 g) ist eine Lichtmikroskopaufnahme einer Tunnelstruktur zu sehen. Das Tunnelement befindet sich in der Mitte des Bildes und besitzt eine laterale Ausdehnung von $180\ \mu\text{m} \times 180\ \mu\text{m}$. Nach Fertigstellung der Tunnelemente wird die Probe in einen 20-poligen Chipcarrier eingeklebt und mit Hilfe eines Bonders elektrisch ankontaktiert. Das Strukturierungsverfahren A wurde bei allen mit * gekennzeichneten Materialien in Tabelle 3.1 angewendet.

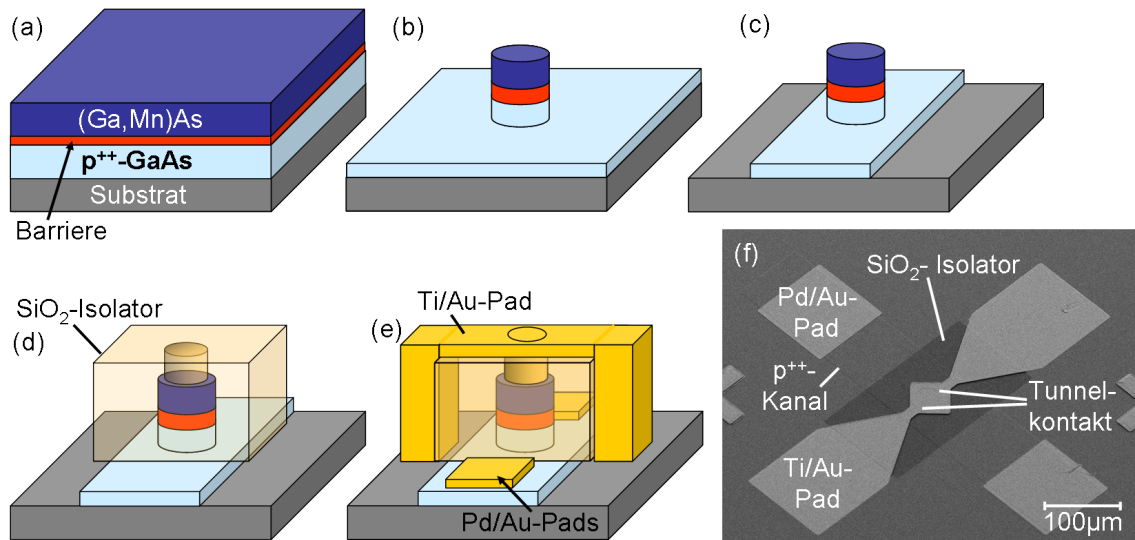


Abbildung 3.2: (a) Schichtabfolge des Ausgangsmaterials, (b) Herausätzen des Tunnelelements, (c) Ätzen des p^{++} -Kanals, (d) Aufbringen des SiO_2 -Isolators, (e) Aufdampfen Kontaktpads Pd/Au auf p^{++} -Kanal und Ti/Au auf obere (Ga,Mn)As-Elektrode, (f) REM-Aufnahme der fertigen Tunnelstruktur. Das Tunnelement hat einen Durchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$ oder $30\text{ }\mu\text{m}$, je nach Probe.

3.3 Strukturierungsverfahren B

Mit dem Strukturierungsverfahren B ist es möglich kleinere Tunnelkontakte herzustellen als bei A, da hier der elektrische Kontakt der oberen Elektrode über einen Isolator seitlich herausgeführt wird. Dieses Strukturierungsverfahren wurde bei allen mit ** gekennzeichneten Ausgangsmaterialien angewendet. Auch dieses Verfahren kommt komplett mit optischer Lithographie und nasschemischem Ätzen aus. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Ablaufs der Prozessierung. In Abb. 3.2 a) ist zunächst eine Skizze des Schichtaufbaus der verwendeten Ausgangsmaterialien zu sehen. Die Strukturierung von Tunnelkontakten beginnt mit dem ersten Lithographieschritt, in dem das Tunnelement nasschemisch mit Zitronensäure und Flußsäure freigeätzt wird (Abb. 3.2 b). Dabei muss wieder darauf geachtet werden, dass die richtige Ätztiefe erreicht wird, sodass noch genügend von der leitfähigen p^{++} -GaAs Unterschicht übrig bleibt, die letztendlich die Zuleitung und den Rückkontakt für das Tunnelement bildet. Anschließend wird die p^{++} -Schicht als ein $100\text{ }\mu\text{m}$ breiter Kanal definiert (Abb. 3.2 c), was ebenfalls nasschemisch mit Hilfe von Zitronensäure geschieht. Das als Säule herausstehende Tunnelement wird

nun bis auf eine kreisrunde Aussparung in der Mitte des Tunnelkontakts von einer 180 nm dicken SiO_2 -Schicht abgedeckt (Abb. 3.2 d). Die SiO_2 -Schicht wird mit Hilfe der PECVD-Anlage abgeschieden und durch das Lift-Off-Verfahren definiert. Bei dem Lift-Off-Verfahren sollten hohe Lift-Off-Ränder vermieden werden, da diese bei der späteren Ankontaktierung des Tunnelements problematisch sein können. Daher ist hier ein dünnerer Photolack (Shipley 1805) zu bevorzugen und zusätzlich ein Chlorbenzolschritt anzuwenden (s. Rezeptliste im Anhang). Nach diesem Schritt folgt das Aufbringen von Kontaktpads ebenfalls via Lift-Off. Für die obere (Ga,Mn)As-Elektrode wird Ti/Au als Kontaktmaterial verwendet, um eine gute Haftung an das SiO_2 zu gewährleisten. Das Aufdampfen erfolgt auf einem speziellen drehbaren Probenhalter, der unter einem Winkel von 45° eingebaut wird, sodass auch die Flanken des SiO_2 von allen Seiten gut mit Material bedampft werden und keine Abschattungseffekte auftreten, die zu einer Unterbrechung der Leiterbahn führen würden. Zur Ankontaktierung des p^{++} Kanals hat sich Pd/Au bewährt, das auch ohne Einlegieren einen guten ohmschen Kontakt zu der Kohlenstoff-dotierten Schicht gewährleistet. In Abbildung 3.2 ist eine Rasterelektronenmikroskopieaufnahme einer fertiggestellten Tunnelprobe zu sehen. Schlechter leitfähige Bereiche erscheinen im Rasterelektronenmikroskop dunkler und gut leitfähige Bereiche, wie zum Beispiel die Kontaktpads hell. Der SiO_2 -Isolator ist deutlich als dunkles Rechteck zu erkennen. Das eigentliche Tunnelement hat einen Durchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$ oder $30\text{ }\mu\text{m}$, je nach Probe und ist in der Mitte unter dem großen durchgängigen Ti/Au-Pad verborgen.

3.4 EBASE

Die *epoxy bond and stop etch* (EBASE) Technik wurde von Stephan Kreuzer am hiesigen Lehrstuhl entwickelt und ist seither bereits in einigen Arbeiten erfolgreich angewendet worden [9, 8, 7]. Das Strukturierungsverfahren wird daher schon detailliert in [9, 8, 7] beschrieben und soll hier nur kurz dargestellt werden.

Als Ausgangsmaterial für die vorliegende Arbeit ist der in Abbildung 3.3 gezeigte Schichtaufbau verwendet worden. Die Bezeichnung des Wafers lautet D061018A. Die Schichtabfolge beginnt mit einem Übergitter aus GaAs und AlAs, das zur Glättung der Oberfläche und Minimierung von Defekten benötigt wird. Darauf folgt eine dickere GaAs- und AlAs-Schicht, die für das selektive Ätzverfahren von Bedeutung sind und anschließend die GaAs-Barriere, die durch ein μm dickes As-Cap vor Oxidation geschützt werden soll. Die Besonderheit des EBASE-Verfahrens liegt darin,

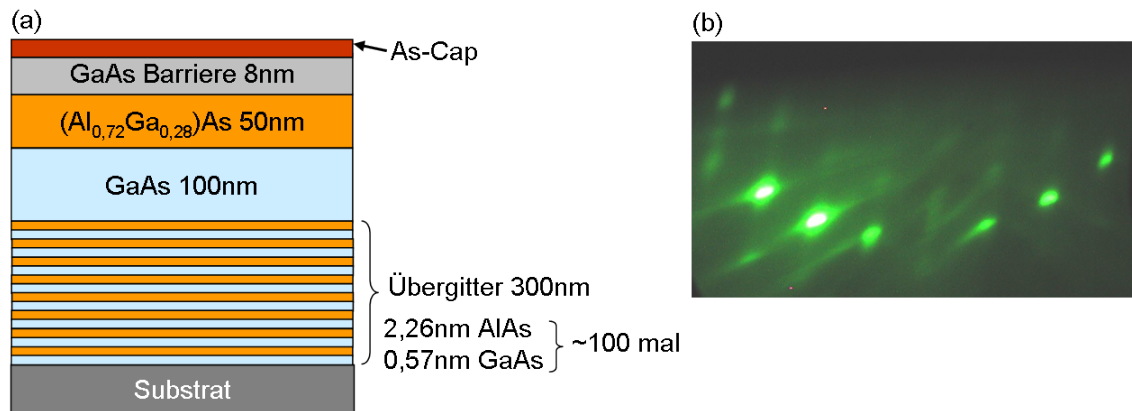


Abbildung 3.3: (a) Schichtabfolge des Ausgangsmaterials (Wafer-Nummer: D061018A) für die EBASE-Technik. (b) RHEED-Bild der GaAs-Oberfläche nach dem Abheizen der As-Schutzschicht.

dass die GaAs-Barriere nach dem nasschemischen Freilegen von beiden Seiten mit frei wählbaren Materialien bewachsen werden kann. Da es zwar möglich ist Fe epitaktisch bei niedrigen Temperaturen auf GaAs zu wachsen, nicht aber andersherum GaAs auf Fe, hat das EBASE-Verfahren für Fe/GaAs/Fe-Tunnelstrukturen einen sehr großen Vorteil.

Die Herstellung von Tunnelkontakten beginnt damit, dass der komplette Wafer oder zumindest große Teile davon möglichst direkt nach dem MBE-Wachstum in die Sputteranlage eingebaut werden und durch Heizen des Materials auf etwa 250°C das As-Cap entfernt wird, das die Barriere von einer Seite umgeben hat. Aufbau und Funktionsweise der Sputteranlage sind in [92] nachzulesen. Nach etwa 30 – 60 min lässt sich mit Hilfe des RHEEDs feststellen, ob das Arsen auf der Oberfläche komplett verdampft ist und eine glatte GaAs-Oberfläche zurückbleibt. In Abbildung 3.3 b) ist ein RHEED-Bild nach dem Abheizen des As-Caps zu sehen. Es sind deutliche Reflexe zu erkennen, die in einem sogenannten Laue-Kreis angeordnet sind. Dies lässt darauf schließen, dass die Oberfläche zumindest größtenteils glatt und eben ist. Eine detailliertere Beschreibung vom RHEED-Verfahren und Beugungsbildern ist in [64] zu finden. Nach dem Abkühlen des Wafers bis auf Raumtemperatur wird zunächst mit Hilfe eines Dispensers bei 2,1A für 10 min eine dünne Cäsium-Schicht aufgedampft. Cäsium hat die Eigenschaft, dass ab etwa einer halben Monolage der Haftkoeffizient deutlich niedriger wird, bis nach Vollendung einer kompletten Monolage kein Cäsium mehr weiter aufwächst [71]. Daher sollte die Dicke der Cäsium-Schicht nach dem ausreichenden Bedampfen für 10 min etwa eine

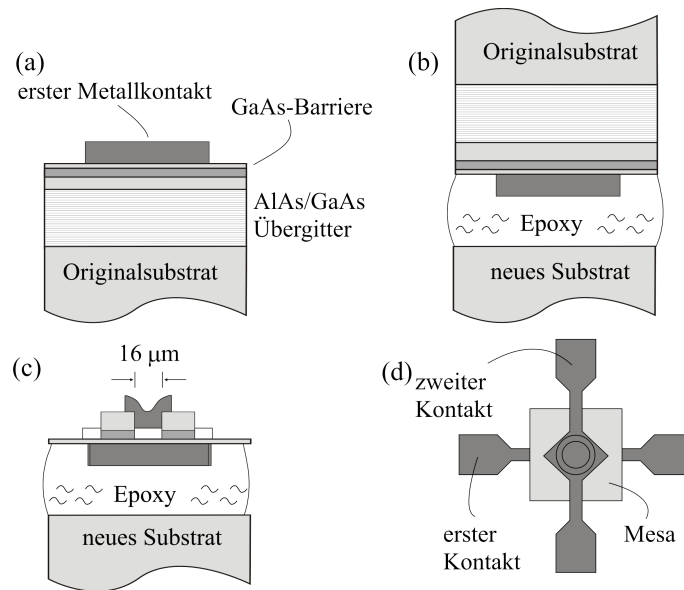


Abbildung 3.4: (a) Trocken- und nasschemisches Strukturierung des ersten Metallkontakts, (b) Aufkleben der umgedrehten Probe auf ein neues Trägersubstrat mit Epoxy-Kleber, (c) Definition des zweiten runden Tunnelkontakts, (d) Fertiggestelltes Tunnellelement in Draufsicht, entnommen aus [7].

Monolage betragen. RHEED-Reflexe ließen sich nach dem Aufdampfen des Cäsiums nicht mehr feststellen. Anschließend werden 10 nm Fe gefolgt von 50 nm Co und 25 nm Au aufgesputtert. Wobei das Eisen nicht epitaktisch auf dem Cäsium wächst, sodass auch von der Fe-Oberfläche keine RHEED-Reflexe zu sehen waren.

Von der Substrat Seite her muss die GaAs-Barriere nasschemisch freigelegt werden. Dazu wird der Wafer zunächst chemisch-mechanisch mit Brom-Methanol bis auf etwa $150\text{ }\mu\text{m}$ Dicke abgedünnt. Die einzelnen Schritte der weiteren Probenstrukturierung sind detailliert in der Rezeptliste im Anhang zu finden und schematisch in Abbildung 3.4 gezeigt. Zunächst wird der erste, untere Metallkontakt durch nasschemisches und trockenchemisches Ätzen definiert. Anschließend wird die dünne Probe umgedreht auf ein neues Trägersubstrat aufgeklebt. Nach einer Sequenz von selektiven Ätzlösungen wird nun die Tunnelbarriere von der anderen Seite freigelegt und der zweite, obere Metallkontakt bestehend aus 16 nm Fe und 50 nm Au hergestellt. Abschließend wird durch nasschemisches Ätzen eine Mesa strukturiert, um den vergrabenen ersten Kontakt teilweise wieder freizulegen. Eine Skizze einer fertiggestellten Tunnelprobe ist in Abbildung 3.4 d) zu sehen.

Um Durchmischungen an der Grenzfläche Fe/GaAs zu verhindern, werden die ers-

ten nm Eisen bei kleinstmöglicher Leistung von 5 Watt und bei Raumtemperatur hergestellt. Außerdem war es möglich durch eine von Moser optimierte Wasserstoffplasmavorbehandlung [7] die GaAs-Grenzfläche vor dem Aufbringen des zweiten Metallkontakts zu reinigen. Durch die Wasserstoffplasmabehandlung soll das Oxid auf der GaAs-Oberfläche entfernt werden.

Kapitel 4

Messmethoden

Die vorliegende Arbeit beinhaltet hauptsächlich Magnetotransportmessungen, für die hohe Magnetfelder und tiefe Temperaturen benötigt wurden. Die Messungen wurden in verschiedenen Magnet-Kryostatsystemen durchgeführt. Zusätzlich werden aber auch Magnetometriemessungen gezeigt, die in einem SQUID-Magnetometer am Lehrstuhl von Prof. Dr. Back von Matthias Sperl und Matthias Kiessling durchgeführt wurden. Daher soll auch die SQUID-Magnetometrie kurz erwähnt werden. Dieses Kapitel stellt zunächst das magnetischen Messverfahren kurz vor und wird anschließend auf die Magnet-Kryostaten eingehen. Abschließend soll der elektrische Messaufbau beschrieben werden, der für DC-Transportmessungen benutzt wurde.

4.1 Das SQUID-Magnetometer

Zur Charakterisierung magnetischer Eigenschaften wurde mit Hilfe eines SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*)-Magnetometers von Matthias Sperl und Matthias Kiessling am Lehrstuhl von Prof. Dr. Back Hysteresekurven sowie $m(T)$ -Kurven von (Ga,Mn)As-Schichten aufgenommen. Die Funktionsweise eines SQUID-Magnetometers beruht darauf, dass der von der Probe induzierte magnetische Fluß durch einen Aufnahmedetektor gemessen wird. Dabei wird immer nur eine Richtungskomponente des magnetischen Moments erfasst. Der Aufnahmedetektor besteht im Prinzip aus einem supraleitenden Ring mit zwei Schwachstellen, sogenannten Josephson-Kontakten. Das SQUID-Magnetometer zeichnet sich vor allem dadurch aus, dass es auch für sehr kleine magnetische Signale sensitiv ist. Eine detailliertere Beschreibung der Funktionsweise eines SQUIDs kann in [93] gefunden

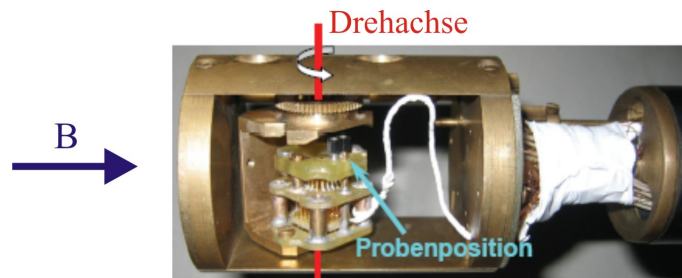


Abbildung 4.1: Foto eines drehbaren Probenhalters entnommen aus [94]. Magnetfeldrichtung B bezüglich des Probenstabs und Drehachse sind farbig eingezeichnet.

werden.

Zur Messung von Curietemperaturen wird die Probe zunächst aufmagnetisiert und dann in einem konstanten kleinen äußeren Feld von etwa $H = 50 - 100 \text{ Oe}$ das magnetische Moment $m(T)$ der Probe über einen großen Temperaturbereich gemessen. Hysteresekurven oder auch Ummagnetisierungskurven werden ebenfalls ausgehend von der magnetischen Sättigung der Probe gemessen. Hier wird der Feldbetrag variiert und dabei die Magnetisierung der Probe bei konstanter Temperatur gemessen.

4.2 Magnet-Kryostaten

Ein besonderer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Untersuchung von winkelabhängigen TMR- und auch TAMR-Effekten. Hierfür wurde ein Magnetsystem benötigt, mit dem es möglich ist Felder in jeder beliebigen Raumrichtung zu erzeugen und zeitlich zu variieren. Winkelabhängige Tieftemperaturmessungen konnten auf zwei verschiedene Arten durchgeführt werden. Zum einen gab es die Möglichkeit die Probe selbst in einem von der Raumrichtung her konstanten Magnetfeld zu drehen und zum anderen konnten in einem 3D-Vektormagnetsystem auch direkt räumlich veränderliche Magnetfelder erzeugt werden. Ein Bestandteil dieser Arbeit war es, ein solches 3D-Vektormagnetsystem von der Firma Cryogenic in Betrieb zu nehmen.

Ein Teil der Messungen wurde in einem ^4He -Magnetkryostaten der Firma Oxford mit der Bezeichnung Teslatron S14/16/52/13 durchgeführt. Eine detailliertere Beschreibung des Kryostatsystems kann in [95] gefunden werden. Der Kryostat beinhaltet eine supraleitende Spule, die Magnetfelder bis zu 14 T in eine feste Raumrichtung erzeugen kann. Durch einen *Variable Temperature Insert* (VTI) ist es möglich die Temperatur am Ort der Probe zwischen $1,4 \text{ K}$ und 200 K einzustellen. Das VTI ist

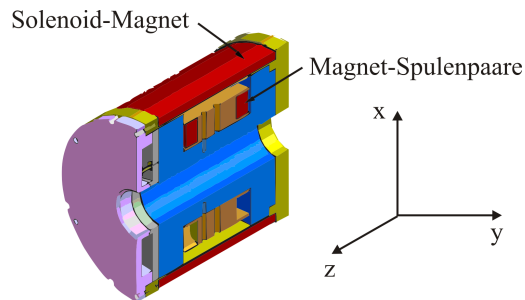


Abbildung 4.2: Skizze des Querschnitts des Vektormagneten aus http://www.cryogenic.co.uk/media/products/liquid_he/vector.gif.

vom Prinzip her ein isolierter Einsatz, der nur über ein Nadelventil mit dem ^4He -Reservoir verbunden ist. Temperaturen unter $4,2\text{ K}$ können erreicht werden, indem durch Pumpen am VTI der Dampfdruck über dem flüssigen Helium erniedrigt wird. Temperaturen oberhalb $4,2\text{ K}$ können mit Hilfe einer regelbaren Heizung eingestellt werden. Die Probe selbst, beziehungsweise der Chipcarrier mit eingeklebter Probe, befindet sich in einen Chipsocket (s. Abbildung 4.1), der um eine Drehachse rotiert werden kann. Dadurch ist es möglich die Magnetfeldrichtung in der Probenebene zu variieren.

Das 3D-Vektormagnetsystem von der Firma Cryogenic (Job Nr. 2505) ist ebenfalls ein ^4He -System und hat gegenüber dem vorigen Kryostatsystem den Vorteil, dass Magnetfelder bis zu 1 T in jede beliebige Raumrichtung erzeugt werden können. Dadurch erspart man sich die zeitaufwendige und auch oft anfällige mechanische Rotation der Probe. Das Kryostatsystem kann im VTI Temperaturen von $1,6\text{ K}$ bis 320 K erreichen, die ähnlich wie beim Oxford-System über Pumpen und oder Heizen am VTI eingestellt werden können. Der supraleitende Magnet ist im Prinzip aus drei unabhängigen Magnetspulen aufgebaut. Zwei Spulenpaare, die ein B-Feld in x , bzw. y -Richtung erzeugen können und eine Solenoid-Spule, die ein Feld in z -Richtung generiert (s. Abb. 4.2). Durch Superposition der Magnetfelder aller drei Spulen lässt sich ein Feld mit beliebiger Richtung erzeugen. Somit ist es zum Beispiel auch möglich sogenannte Kreissweeps zu messen, bei denen der Betrag des Magnetfeldes konstant gehalten aber die Richtung auf einer gedachten Kugelschale in einer Ebene variiert wird.

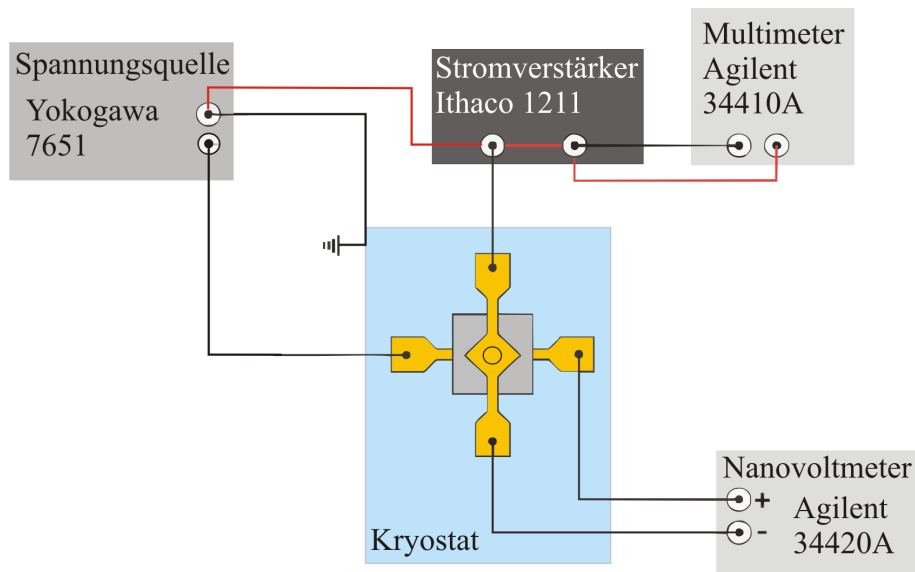


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des DC-Messaufbaus einer Vierpunktmessung. Die roten Linien stellen die Masseführung über die BNC-Außenleiter dar.

4.3 Transportmessungen

Die in der Arbeit gezeigten Kennlinien wurden mit einem Semiconductor Parameter Analyser 4155A der Firma Hewlett Packard gemessen. Je nach Probengeometrie ist hierfür die Vierpunkt- oder Zweipunkt-Geometrie verwendet worden. Dabei ist bei Messungen an (Ga,Mn)As-Tunnelstrukturen immer die untere Tunnelelektrode auf Masse gelegt worden, während die Spannung am oberen Kontakt variiert und gleichzeitig der Strom gemessen wurde. Bei Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakten wurde der obere Tunnelkontakt auf Masse gelegt und der untere Tunnelkontakt lag auf variablen Potential.

Magnetotransportmessungen wurden mit Hilfe eines DC-Messaufbaus, der in Abbildung 4.3 skizziert ist, durchgeführt. Die Verbindungen zwischen den Kontakten der Probe und den Messgeräten werden mit BNC-Kabeln hergestellt. Dabei wird über die Außenleiter der Koaxialkabel das Massepotential, das von einem gemeinsamen Massepunkt am Kryostaten ausgeht, zu den Messgeräten geführt. In Abbildung 4.3 sind die Masseverbindungen rot dargestellt. Als Spannungsquelle dient ein Yokogawa Sourcemeter 7651. Einer der beiden Ausgänge der Spannungsquelle wird dabei auf Masse gelegt, der andere mit einem unteren Kontakt der Tunnelprobe verbunden. Ein oberer Kontakt wird nun mit dem Eingang des Ithaco 1211 Stromvorverstärkers

verbunden und auf Masse abgeführt. Der Stromvorverstärker erzeugt intern durch eine elektronische Kompensationsschaltung eine dem Strom äquivalente Spannung, die als Ausgangsspannung mit Hilfe eines Agilent 34410A Multimeters abgegriffen wird und wiederum gegenüber dem gemeinsamen Massepotential definiert ist. Bei Vierpunktmessungen wird noch zusätzlich mit Hilfe eines Agilent 34420A Nanovoltmeters an den übrigen beiden Kontakten der Probe die dort abfallende Spannung gemessen. Die Messgeräte werden über ein GPIB-Kabel mit dem Messcomputer verbunden und können so vom Computer aus gesteuert und ausgelesen werden. Dabei werden die Messgeräte, um Masseschleifen zu vermeiden, jeweils an Trenntransformatoren angeschlossen und sind somit nicht mit der Masse des Stromnetz verbunden.

Kapitel 5

Messergebnisse und Diskussion

Dieses Kapitel stellt die Messergebnisse vor. Zunächst werden Messungen an Fe/GaAs/Cs/Fe-Tunnelkontakten gezeigt, die mit den Ergebnissen älterer Arbeiten zum Fe/GaAs/Fe-System verglichen werden. Anschließend wird auf Magnetotransportmessungen an Tunnel-Systemen eingegangen, die aus zwei (Ga,Mn)As-Schichten getrennt durch eine dünne (Al,Ga)As- oder GaAs-Barriere bestehen. Danach werden die Ergebnisse für Dreilagenseukturen präsentiert, die nur aus einer ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Elektrode, einer Barriere und einer Kohlenstoff dotierten Unterlage aufgebaut sind. An diesen Tunnel-Systemen wurde der TAMR-Effekt, der Hauptforschungsgegenstand dieser Arbeit war, genauer untersucht.

5.1 Fe/GaAs/Cs/Fe-Tunnelkontakte

Aus dem Ausgangsmaterial D061018A wurden Tunnelkontakte mit Hilfe des EBASE-Strukturierungsverfahren hergestellt (s. Kapitel 3.4). Die untere Tunnelelektrode besteht aus etwa einer Monolage Cäsium und anschließend 10 nm Eisen und 50 nm Cobalt (Abb. 5.1 a). Das Cobalt dient dazu durch Austauschkopplung das Schaltfeld der Fe-Schicht heraufzusetzen, so dass ein getrenntes Schalten der beiden ferromagnetischen Kontakte erzeugt wird. Die obere Seite des Tunnelkontakts wurde mit Wasserstoffplasma vorbehandelt und nur mit Fe besputtert ohne eine Cs-Zwischenschicht. Die Dicke der Barriere beträgt 8 nm. Das Tunnelement ist demnach asymmetrisch aufgebaut, was sich auch in den Kennlinien in Abb. 5.1 bemerkbar macht. In Graph 5.1 a) ist die Kennlinie $I(U)$ sowie der Widerstand $R(U)$ von Probe Nr. 9 zu sehen. Die Kennlinie zeigt einen typischen Verlauf, wie er in Kap. 2.3.1 beschrieben wurde.

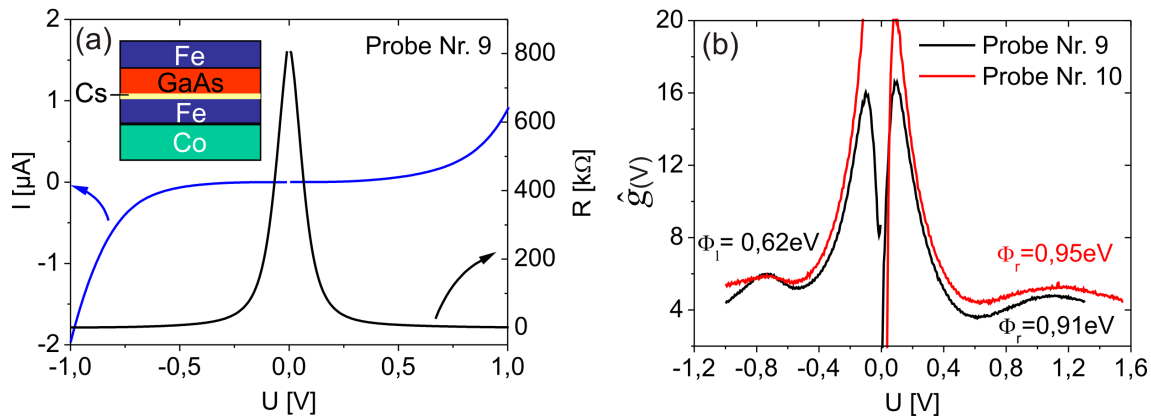


Abbildung 5.1: (a) Kennlinie $I(U)$ und Widerstand $R(U)$ von Probe Nr. 9 bei $T = 4,2\text{ K}$. Innerhalb des Graphen ist der Schichtaufbau des Tunnelsystems skizziert. (b) $\hat{g}(V)$ von Probe Nr. 9 und Nr. 10 ebenfalls bei $T = 4,2\text{ K}$.

Zunächst zeigt sich ein linearer Verlauf bei kleinen Spannungen U , der für größere Spannungen in einen quadratischen Anstieg des Stromes übergeht. Der Widerstand des Tunnелеlements ist mit etwa $R = 800\text{ k}\Omega$ bei kleineren U relativ groß im Vergleich zu den entsprechenden Werten für 8 nm dicke GaAs-Barrieren von Moser [7], wo der Widerstand je nach Grenzflächenbehandlung zwischen $R = 1\text{ k}\Omega - 80\text{ k}\Omega$ liegt. Der höhere Widerstand könnte durch die Cäsium-Zwischenschicht hervorgerufen werden, welche zu einer geänderten Barrierenhöhe führen kann. An dieser Stelle sei erwähnt, dass Cs sehr reaktiv ist und daher auch sehr schnell oxidiert. Da die Cs Monolage in der Sputteranlage bei einem Druck von etwa $2 \cdot 10^{-10}\text{ mbar}$ aufgedampft wurde, lässt sich vermuten, dass eventuell noch ausreichend Sauerstoff in der Anlage vorhanden war, um zu einer Oxidation des Cs zu führen. Es handelt sich also bei der Zwischenschicht eventuell um CsO .

Um die Barrierenhöhe möglichst unabhängig von anderen Parametern zu bestimmen, kann das Modell von Rottländer et al. benutzt werden [96]. Dieses Modell hat im Gegensatz zu einem Fit mit den Simmons-Beziehungen den Vorteil, dass es nicht von anderen Parametern abhängig ist, wie zum Beispiel der Barrierendicke. Außerdem hängt die Barrierenhöhe nicht von dem für den Fit gewählten Spannungsbereich ab, der auch anderen Gruppen zu Folge einen großen Einfluss auf das Ergebnis hat [97]. Nach Rottländer et al. erhält man die Barrierenhöhe, wenn man die folgende Funktion $\hat{g}(V)$ in Abhängigkeit von der angelegten Spannung aufträgt:

$$\hat{g}(V) = \frac{d \ln[I(V)/V]}{dV}$$

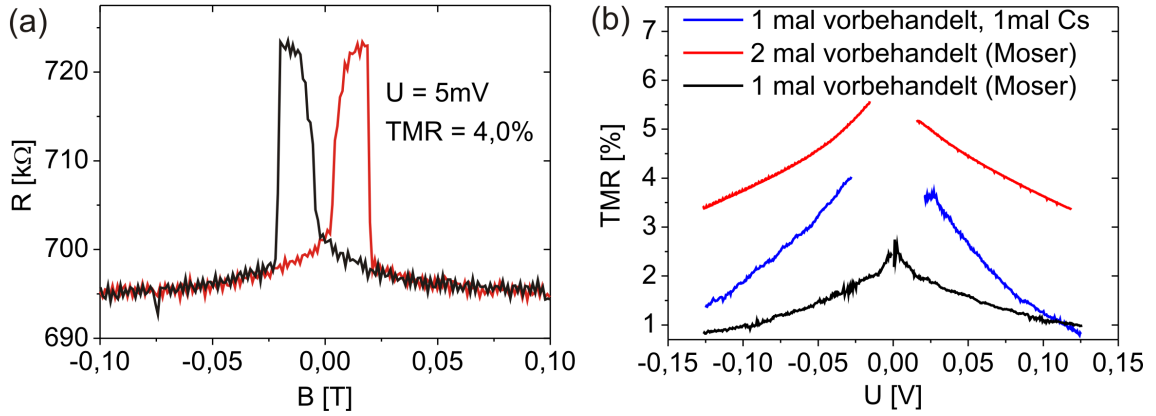


Abbildung 5.2: (a) TMR-Kurven von Probe Nr. 9 bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $U = 5 \text{ mV}$. Der TMR-Effekt beträgt 4%. (b) Spannungsabhängigkeit des TMR-Effekts ebenfalls bei $T = 4,2 \text{ K}$. Zum Vergleich sind auch die Daten von Moser [7] von Proben mit einseitiger bzw. beidseitiger Wasserstoffplasmavorbehandlung aber ohne Cs-Zwischenschichten dargestellt.

In der $\hat{g}(V)$ -Kurve sollten dann Peaks bei dem 1,2-fachen der Barrierenhöhe auftreten. Das Modell hat zusätzlich den Vorteil, dass hier die Barrierenhöhe an der Grenzfläche bestimmt wird, während bei einem Simmons-Fit eine gemittelte Barrierenhöhe verwendet wird. Dadurch lässt sich auch zwischen der Barrierenhöhe an der unteren (rechten) Φ_r beziehungsweise oberen (linken) Grenzfläche Φ_l unterscheiden. Im Experiment lag der obere Tunnelkontakt auf Masse, sodass bei positiver Spannung die Elektronen von oberer in die untere Elektrode tunneln und damit die Barrierenhöhe der unteren Grenzfläche (Fe/Cs/GaAs) bestimmt werden kann, wogegen bei negativer Spannung die Barrierenhöhe der Fe/GaAs-Grenzfläche bestimmt wird. In Graph 5.1 b) ist $\hat{g}(V)$ für zwei unterschiedliche Proben bei $T = 4,2 \text{ K}$ dargestellt. Es ist bei beiden Kurven ein kleiner Peak jeweils bei $U = -0,74 \text{ V}$ zu erkennen, was eine Barrierenhöhe von $\Phi_l = 0,62 \text{ eV}$ ergibt sowie ein Peak bei positiven Spannungen, der auf eine wesentlich größere Barrierenhöhe von $\Phi_r = 0,91 \text{ eV}$ beziehungsweise $\Phi_r = 0,95 \text{ eV}$ schließen lässt. Nach dem Modell von Rottländer et al. ergibt sich also eine größere Barrierenhöhe an der Fe/Cs/GaAs-Grenzfläche, was den wesentlich größeren Tunnelwiderstand der Proben erklären würde. Die ermittelte Barrierenhöhe an der Fe/GaAs-Grenzfläche von $\Phi_l = 0,62 \text{ eV}$ stimmt sehr gut mit den Ergebnissen von Moser überein, der in seiner Arbeit einen Wert von $\Phi = 0,63 \text{ eV}$ bei $T = 4,2 \text{ K}$ angibt [7].

Abbildung 5.2 a) zeigt Magnetfeldsweeps bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $U = 5 \text{ mV}$ von Probe Nr. 9. Der Graph zeigt zwei Messkurven: Einen Upsweep, bei dem das Feld von ne-

gativen zu positiven Werten variiert wurde und einen Downsweep, bei dem das Magnetfeld in entgegengesetzte Richtung variiert wurde. Es ist deutlich ein TMR-Effekt von 4% zu erkennen, was etwas unterhalb des maximalen Wertes von $\text{TMR} = 6\%$ aus der Arbeit von Moser liegt [7]. Um die Spannungsabhängigkeit des TMR-Effektes zu messen, wurden Kennlinien bei paralleler und antiparalleler Konfiguration aufgenommen, aus denen dann die Größe des TMR-Effektes als Widerstandsunterschied berechnet werden kann. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 5.2 b) als blaue Kurve dargestellt. Es zeigt sich ein deutlicher und wiederum asymmetrischer Abfall des TMR-Effektes mit ansteigender Spannung. Die Spannungsabhängigkeit kann als ein Maß für die Barrierenqualität gesehen werden (s. Kap. 2.3.3). Zum Vergleich sind in Graph 5.2 b) einige Daten von Moser dargestellt. Die Kurven zeigen die Spannungsabhängigkeit von Proben mit einseitiger beziehungsweise beidseitiger Wasserstoffplasmavorbehandlung aber ohne Cäsium-Zwischenschicht. Ein Vergleich der drei Kurven zeigt, dass sich der stärkste Abfall des TMR-Effektes bei der Probe mit Cäsium ergibt. Von der Größe des TMR-Effektes her liegt die Cs-Probe zwischen der einseitig und der beidseitig vorbehandelten Probe. Die Cäsium Zwischenschicht hat demnach also nicht durch Verbesserung der Grenzflächeneigenschaften zu einer Vergrößerung des TMR geführt, sondern eher zu einer Reduzierung und einer stärkeren Spannungsabhängigkeit, die auf eine schlechtere Barrierenqualität hinweist. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass hier Proben von unterschiedlichen Ausgangswafern miteinander verglichen werden. Dies kann unter Umständen problematisch sein, da die Qualität der Barriere auch von Wafer zu Wafer schwanken kann, was einen direkten Vergleich der TMR-Werte schwierig macht.

Weitere Informationen über die Qualität der Tunnelkontakte gibt die Temperaturabhängigkeit des TMR und des Tunnelstroms. In Abbildung 5.3 a) ist zunächst die Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms zusehen. Dieser nimmt offenbar in etwa quadratisch mit der Temperatur zu. Nach der Theorie aus 2.3.4 sollte eine quadratische Zunahme des Tunnelstroms durch die Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke sowie durch die Verschmierung der Fermi-Funktion auftreten. Die Zunahme des Stromes aufgrund der Bandlücke $\Phi(T)$ lässt sich abschätzen, indem man die Simmons-Beziehung für den Tunnelstrom bei kleinen Spannungen (Gl. 2.3) verwendet und für verschiedene Temperaturen miteinander in Relation setzt:

$$\frac{I(T)}{I(4, 2\text{ K})} = \frac{\sqrt{\Phi(T)} \exp(-2\sqrt{2m}/\hbar \cdot d\sqrt{\Phi(T)})}{\sqrt{\Phi(4, 2\text{ K})} \exp(-2\sqrt{2m}/\hbar \cdot d\sqrt{\Phi(4, 2\text{ K})})}$$

wobei $d = 8\text{ nm}$ die Breite der Barriere ist. Für die Auswirkungen auf den Tunnelstrom durch die Verschmierung der Fermi-Verteilung kann eine Näherung benutzt

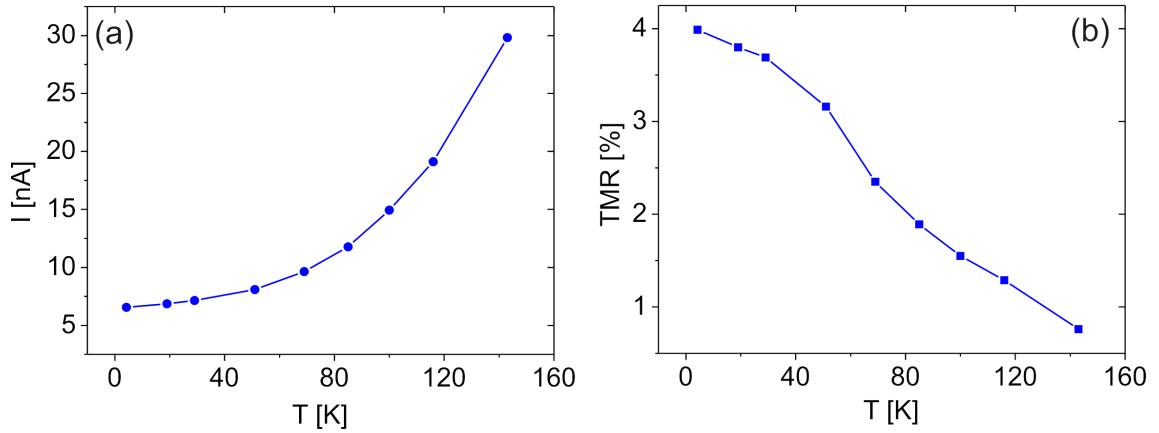


Abbildung 5.3: (a) Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms bei konstanter Spannung $U = 5 \text{ mV}$. (b) Temperaturabhängigkeit des TMR bei $U = 5 \text{ mV}$ gemessen an Probe Nr. 9.

werden:

$$\frac{I(U, T)}{I(U, 0)} = \frac{\pi B k_B T}{\sin(\pi B k_B T)} \approx 1 + \frac{1}{6}(\pi B k_B T)^2$$

mit $B = d\Phi^{-1/2}\sqrt{2m^*}/\hbar$. Beide Effekte müssen zusammenaddiert werden und ergeben dann die theoretische Zunahme des Tunnelstroms. Dabei wurde eine effektive Masse von $m^* = 0,066m_0$ verwendet und die Temperaturen $T = 4,2 \text{ K}$ mit $T = 143 \text{ K}$ verglichen. Es ergibt sich:

$$\frac{I(143 \text{ K})}{I(4,2 \text{ K})} = 1,17.$$

Aus den experimentellen Daten erhält man jedoch einen wesentlich größeren Faktor von $I(143 \text{ K})/I(4,2 \text{ K}) = 4,54$. Die Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke sowie der Fermiverteilung reichen also nicht aus, um die Zunahme des Stromes zu begründen. Daraus lässt sich schließen, dass vermutlich ein Großteil der Stromzunahme durch einen Tunnelstrom über Störstellen in der Barriere verursacht wird. Nach dem Modell von Shang et al. [52] entspricht dieser Anteil dem spinunabhängigen Kanal G_{SI} . Abbildung 5.3 zeigt die Temperaturabhängigkeit des TMR-Effektes von Probe Nr. 9. Bei $T = 143 \text{ K}$ ist der TMR-Effekt bereits auf 0,76% zurückgegangen. Mit Hilfe des Modells von Shang und Beziehung 2.7 lässt sich die theoretische Abnahme des TMR mit der Temperatur abschätzen. Dafür wurde die Polarisierung in erster Näherung als konstant angenommen ($P(T) = \text{const}$). Man erhält $\text{TMR}(143 \text{ K}) = 1,04\%$, was recht gut zu dem experimentellen Wert passt aber noch leicht darüber liegt.

Jedoch wurde hier ja auch die Temperaturabhängigkeit der Polarisierung außer Acht gelassen, die zusätzlich noch zu einer Reduzierung des TMR führen würde. Daraus lässt sich schließen, dass die Abnahme des TMR anscheinend hauptsächlich durch die Zunahme des Tunnelstroms über Störstellen verursacht wird und nur ein geringer Anteil durch Variation der Polarisierung. Im Vergleich zu den Daten von Moser [7], der eine Abnahme des TMR um etwa einen Faktor 2-3 erhalten hat, fällt die Temperaturabhängigkeit bei diesen Proben wesentlich stärker aus.

Eine Winkelabhängigkeit des TMR oder ein TAMR-Effekt können bei diesem Proben nicht auftreten, da die ferromagnetischen Kontakte nicht epitaktisch also nicht einkristallin aufgewachsen sind. Messungen des TMR unter verschiedenen Winkeln und auch zum TAMR zeigten keinerlei Winkelabhängigkeit und haben dies somit bestätigt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Einfügen einer Cs-Zwischenschicht nicht zu einer Erhöhung und Verbesserung der TMR-Eigenschaften von Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakten geführt hat. Detaillierte Untersuchungen der Kennlinien haben gezeigt, dass sich auf der Grenzflächenseite mit Cs eine deutliche Erhöhung der Barrierrhöhe ergibt, was den relativ großen Tunnelwiderstand erklärt und auf oxidiertes Cs an der Grenzfläche schließen lässt. Die stärkere Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des TMR haben jedoch gezeigt, dass die Qualität der Barriere schlechter zu sein scheint, als bei Tunnelkontakten ohne Cäsium Zwischenschicht. Die Qualität und vor allem Rauigkeit der Barriere kann allerdings auch durch wachstumsbedingte Schwankungen verursacht werden und muss nicht unbedingt allein durch die Cs-Schicht verursacht worden sein.

5.2 (Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/(Ga,Mn)As-System

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der TMR sowie auch der TAMR-Effekt an einer Reihe von Proben mit unterschiedlichen Al-Konzentrationen in der Barriere untersucht. Zu diesem Zweck sind am Lehrstuhl von Prof. Dr. Wegscheider drei vergleichbare Wafer mit jeweils der Schichtabfolge 100 nm (Ga,Mn)As/ $2,4\text{ nm}$ (Al_xGa_{1-x})As/ 10 nm (Ga,Mn)As aber verschiedenem Al-Gehalt zwischen 80% und 40% gewachsen worden. Durch Variation der Al-Konzentration in der Barriere ändert sich die Barrierenhöhe Φ linear. Eine Abschätzung dazu, sowie die Bezeichnung der relevanten Wafer und Proben ist in Tabelle 5.1 zu finden. Die Mn-Konzentration in den

Wafer Nr.	Probe	x [%]	Φ [meV]	R @ 3 mV	T_C
C060710A	Al80-1, 2, 3	80	380	$(5 - 50)\text{ k}\Omega$	54 K
C060824A	Al60-1	60	310	$(100 - 500)\text{ k}\Omega$	45 K
C060824B	Al40-1	40	240	$500\text{ k}\Omega - 5\text{ M}\Omega$	43 K

Tabelle 5.1: Wafer- und Probenbezeichnungen sowie relevante Daten.

(Ga,Mn)As-Schichten beträgt etwa $4 - 5\%$. Die Schichtdicken von oberer und unterer Elektrode wurde mit 10 nm und 100 nm sehr unterschiedlich gewählt, um zum einen ein getrenntes Schalten der beiden ferromagnetischen Schichten zu bewirken und zum anderen ist dies für den Strukturierungsprozess von Vorteil gewesen. Die in diesem Teil der Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind an Tunnelkontakten der Geometrie A (s. Kapitel 3.2) gemessen worden. Die Größe eines Tunnelelements betrug daher $180\text{ }\mu\text{m} \times 180\text{ }\mu\text{m}$.

5.2.1 Magnetische und elektrische Charakterisierung der Tunnelkontakte

Ein magnetisches Schalten der beiden (Ga,Mn)As-Schichten bei unterschiedlichen Feldwerten ist notwendig, um überhaupt einen TMR-Effekt beobachten zu können. Daher wurden die Ausgangsmaterialien zunächst magnetisch charakterisiert mit Hilfe von SQUID-Magnetometrie-Messungen, die von Matthias Kiessling und Matthias Sperl am Lehrstuhl von Prof. Dr. Back durchgeführt wurden. Die magnetischen Messungen sind an unstrukturierten Proben (Al80-u, Al60-u und Al40-u) der Größe $4 \times 4\text{ mm}^2$ vorgenommen worden. In Abbildung 5.4 sind repräsentative Messungen der drei verschiedenen Materialien zu sehen. In 5.4 a) ist das magnetische Moment

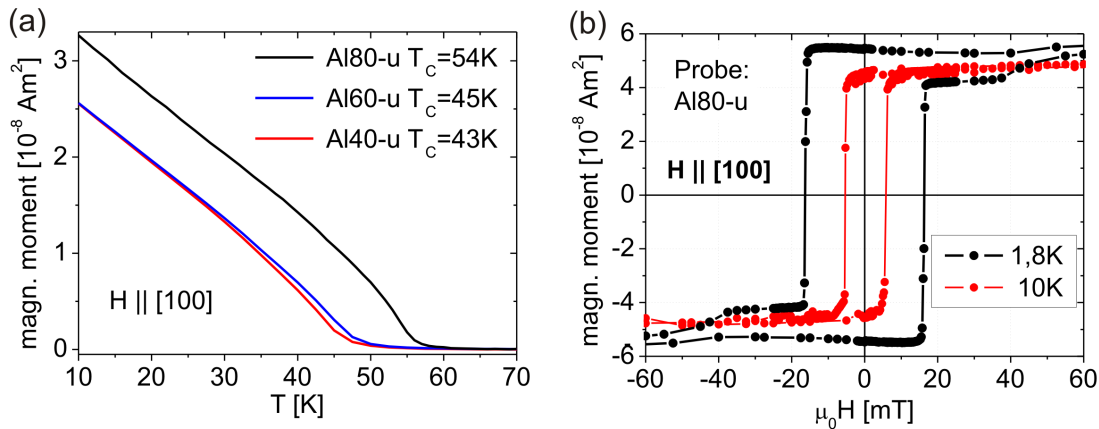


Abbildung 5.4: (a) Magnetisches Moment in Abhängigkeit von der Temperatur. Während dem Abkühlen der Proben wurde ein magnetisches Feld von 100 Oe in $[100]$ -Richtung angelegt. (b) Hysteresekurven bei $T = 1,8 \text{ K}$ und $T = 10 \text{ K}$ einer Probe vom Wafer C060710A mit einem Al-Gehalt von 80% in der Barriere.

in Abhängigkeit von der Temperatur $m(T)$ gezeigt. Aus einer solchen Abkühlkurve kann die Curie-Temperatur bestimmt werden. Sie ergibt sich als Wendepunkt der $m(T)$ -Kurve [98]. Die resultierenden Werte sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Wafer sowie auch die gemessenen Proben wurden keinem Post-growth-annealing unterzogen, durch welches sich die Lochkonzentration und daher auch die Curie-Temperatur meist erheblich erhöhen lässt [99]. Von diesem Schritt wurde hier allerdings abgesehen, da bei den erhöhten Temperaturen vermehrte Diffusion zum Beispiel der Mn-Interstitials stattfindet, welche sich als Defekte in der Barriere ansammeln könnten. Daher sind die Curie-Temperaturen von um die 50 K relativ niedrig. In den $m(T)$ -Kurven der drei verschiedenen Materialien ist jeweils nur ein Wendepunkt zu beobachten, was darauf schließen lässt, dass hier nur eine Curie-Temperatur für beide magnetischen Schichten einer Probe existiert, was plausibel erscheint, da die Mn-Konzentration in den beiden (Ga,Mn)As-Schichten in etwa gleich ist.

In Abbildung 5.4 b) sind Hysteresekurven der Probe Al80-1 mit 80%-Al dargestellt, welche mit einer Orientierung des magnetischen Feldes entlang der $[100]$ -Richtung gemessen wurden. Die schwarze Kurve für $T = 1,8 \text{ K}$ zeigt einen größeren Sprung bei $\mu_0 H_{C1} = 16 \text{ mT}$ sowie einen kleineren kontinuierlicheren Übergang bei etwa $\mu_0 H_{C2} = 43 \text{ mT}$. Dieses Verhalten weist auf zwei getrennte Schaltfelder von unterer und oberer Elektrode hin, die, wie später gezeigt wird, gut zu den Schaltfeldern der TMR-Kurven passen. Da die untere ferromagnetische Schicht 10 mal dicker ist als die obere, sollte diese auch etwa ein 10-fach höheres magnetisches Moment aufweisen.

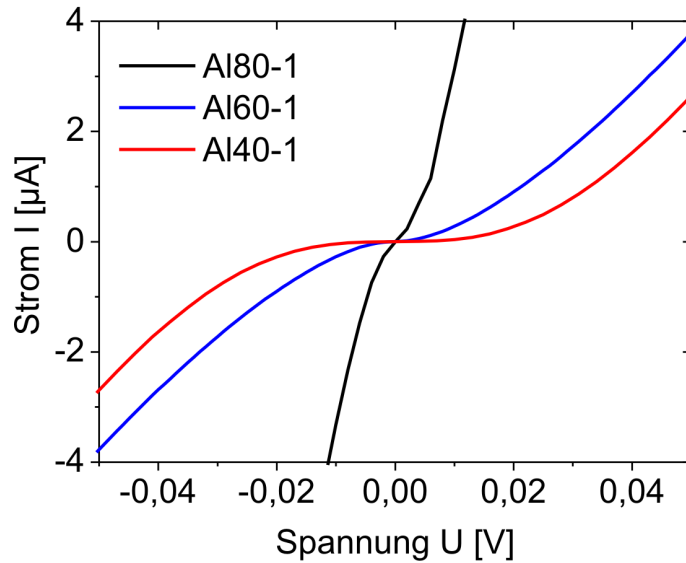


Abbildung 5.5: Kennlinien von Tunnelproben mit verschiedenen Barrierenmaterial gemessen bei $T = 1,8\text{ K}$.

Daher lässt sich der abrupte und wesentlich größere Sprung in der Hysteresekurve dem Schalten der dickeren (Ga,Mn)As-Schicht zuordnen und entsprechend der kontinuierlicheren Übergang der dünneren, oberen (Ga,Mn)As-Elektrode. Der kontinuierliche Übergang deutet auf ein allmähliches Eindrehen der Magnetisierungsrichtung hin. Die Hysteresekurve bei $T = 10\text{ K}$ zeigt hingegen nur noch einen steilen Anstieg bei $\mu_0 H_c = 6\text{ mT}$, was darauf schließen lässt, dass bei dieser Temperatur kein getrenntes Schalten der Schichten mehr auftritt. Eine Änderung des Schaltverhaltens der (Ga,Mn)As-Schichten ist nicht verwunderlich, da die magnetische Anisotropie und insbesondere auch die Beweglichkeit der Domänenwände temperaturabhängig ist. Vergleichbare Hysteresekurven wurden auch an Proben Al60-u und Al40-u gemessen. Hier zeigten sich jeweils etwas höhere Schaltfelder von $\mu_0 H_{C1} = 25\text{ mT}$ und $\mu_0 H_{C2} = 50\text{ mT}$ bei $T = 1,8\text{ K}$.

Zur elektrischen Charakterisierung wurden Kennlinien $I(U)$ der Tunnelkontakte aufgenommen. In Abbildung 5.5 ist stellvertretend für jedes Ausgangsmaterial je eine Kennlinie gezeigt. Alle $I(U)$ -Kurven zeigen einen nichtlinearen Verlauf, was typisch für Tunneltransport ist. Es sei allerdings erwähnt, dass die Kennlinien verschiedener Proben des gleichen Wafers durchaus große Unterschiede zeigten, die etwa eine Größenordnung im Widerstand umfassen (s. Tabelle 5.1). Im Vergleich der Kennlinien untereinander fällt auf, dass die Kurven immer flacher verlaufen je geringer die Al-Konzentration in der Barriere ist. Entsprechend sind die Wider-

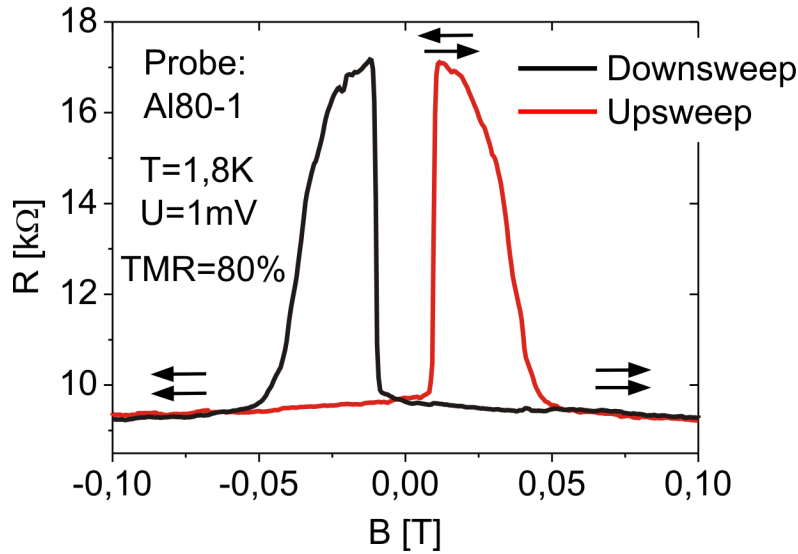


Abbildung 5.6: Magnetowiderstandsmessung bei $T = 1,8 K$ und $U = 1 mV$. Der TMR-Effekt beträgt 80%. Die Pfeile verdeutlichen die Orientierung der Magnetisierungsrichtungen der beiden (Ga,Mn)As-Schichten.

stände bei geringerem Al-Gehalt um bis zu drei Größenordnungen größer als bei 80% Al. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu der Theorie. Theoretisch sollte sich für geringere Al-Konzentrationen eine niedrigere Potentialbarriere ausbilden (s. Tab. 5.1), welche wiederum zu einem kleineren Tunnelwiderstand führen sollte. Ein Grund für diese Diskrepanz könnten die unterschiedlichen T_C -Werte der verschiedenen Materialien sein, die auf unterschiedlich hohe Ladungsträgerkonzentrationen in den Elektroden hinweisen und damit einen direkten Vergleich der Tunnelwiderstände erschweren. Ein Fit der $I(U)$ -Kurven mit den in Kapitel 2.3.1 angegebenen Simmons-Beziehungen für kleine und mittlere Spannungen ergab keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Das schon bei recht kleinen Spannungen im Bereich von $5 mV - 20 mV$ stattfindende Abknicken der Kennlinien würde auf eine sehr geringe Barrierenhöhe hindeuten, was jedoch im Widerspruch zu den doch recht hohen Widerstandswerten stehen würde. Allerdings ist das Simmons-Modell sehr vereinfachend und berücksichtigt keinerlei Bandstruktureffekte oder Unordnungen in der Barriere.

In Abbildung 5.6 ist eine Magnetowiderstandsmessung des Tunnelkontakts der Probe Al80-1 zu sehen. Hier ist zwar nur der Bereich zwischen $-100 mT$ und $+100 mT$ zu sehen, es wurde aber vor jeder Messung die Probe mit $\pm 1 T$ magnetisch gesättigt. Die Messungen zeigen einen ausgeprägten Peak zwischen $\mu_0 H_{C1} = 9 mT$ und

$\mu_0 H_{C2} = 47 \text{ mT}$. Die Lage des Peaks sowie auch seine Form passen gut zu der am Anfang gezeigten entsprechenden Hysteresekurve. So bekommt man beim ersten Schalten einen abrupten Sprung, also einen steilen Anstieg in der TMR-Kurve und beim zweiten Schalten einen eher allmählichen Abfall des Widerstandes, der auf eine allmähliche Rotation der Magnetisierungsrichtung schließen lässt. Die Form der TMR-Kurve lässt sich also gut durch die magnetischen Eigenschaften erklären. Die Höhe des TMR-Effekts von 80% bei $U = 1 \text{ mV}$ entspricht nach dem Jullière-Modell einer Spin-Polarisation von $P = 53\%$. Dieser Wert ist zu vergleichen mit der theoretisch vorhergesagten Spin-Polarisation von $P = 85\%$ für (Ga,Mn)As (vgl. Kapitel 2.5). Allerdings ist dieser Wert nach Dietl et al. [18] vom effektiven Mn-Gehalt beziehungsweise der Lochkonzentration des (Ga,Mn)As abhängig. Aufgrund des relativ niedrigen T_C der Proben lässt sich jedoch annehmen, dass die Spin-Polarisation der hier vorliegenden (Ga,Mn)As-Schichten deutlich reduziert ist. Unter diesen Umständen ist der erhaltene Wert von $P = 53\%$ sehr zufriedenstellend.

Vergleichbare Magnetowiderstandsmessungen wurden an einer Probe mit 60% Al in der Barriere erzielt. Hier ergab sich ein TMR-Effekt von 66% bei $U = 2 \text{ mV}$ und etwas größere Koerzitivfelder von $\mu_0 H_{c1} = 26 \text{ mT}$ und $\mu_0 H_{c2} = 61 \text{ mT}$, was wiederum recht gut zu den magnetischen Messungen passt. Aus dem Wafermaterial C060824B mit 40% Al-Gehalt konnten leider keine Tunnelkontakte hergestellt werden, die einen TMR-Effekt zeigen. Zwar konnten mehrere Tunnelkontakt präpariert werden, die hochohmig sind und eine nichtlineare, vergleichbare Kennlinie, wie in Abbildung 5.5 b), aufweisen, ein Magnetowiderstandseffekt konnte jedoch trotzdem nicht nachgewiesen werden.

Ein direkter Vergleich mit den von anderen Gruppen, z. B. Tanaka et al. [76], erzielten TMR-Effekten ist nicht so einfach möglich, da wie in den nächsten Abschnitten gezeigt wird, der TMR-Effekt sehr stark von der angelegten Spannung und Temperatur abhängt und vergleichbare Daten unter exakt den gleichen Voraussetzungen in der Literatur nicht zu finden sind.

5.2.2 Spannungsabhängigkeit des TMR

Die Stärke der Abnahme des TMR wird oft mit der Qualität der Barriere in Zusammenhang gebracht (s. Kap. 2.3.3), weswegen es aufschlussreich sein kann, die Spannungsabhängigkeit zu betrachten. Hierfür wurde der TMR-Effekt in einem Spannungsbereich von $U = 0,5 \text{ mV} - 20 \text{ mV}$ gemessen und die Effektgröße ausgewertet. In Abbildung 5.7 ist der TMR in Abhängigkeit von der Spannung für verschiedene Proben aufgetragen. Bei Probe Al60-1 konnte nur bis zu einer minimalen Span-

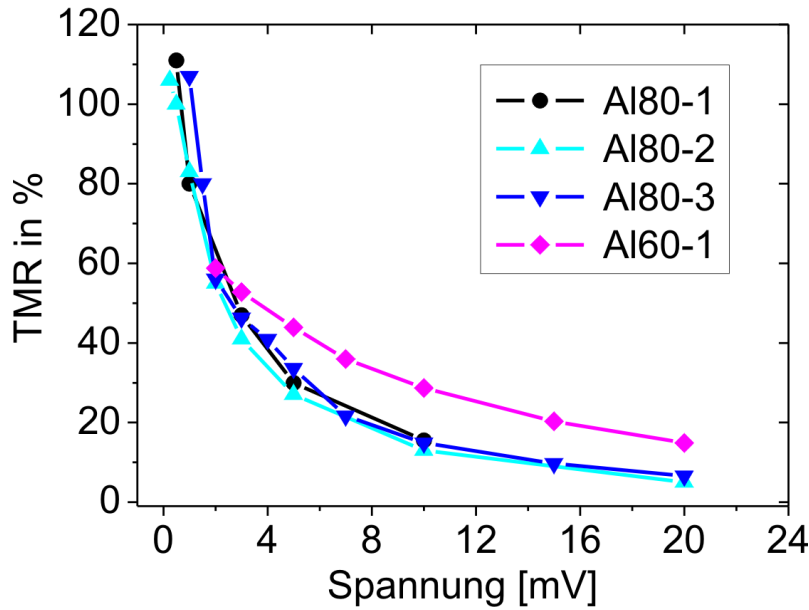


Abbildung 5.7: Spannungsabhängigkeit des TMR-Effektes bei $T = 1,8\text{ K}$. Gezeigt sind die Messdaten der Proben Al80-1, Al80-2, Al80-3 und eine Kurve der Probe Al60-1.

nung von $U = 2\text{ mV}$ gemessen werden, da hier der Widerstand bei noch kleineren Spannung sehr stark angestiegen ist. Es ist erkennbar, dass die Proben beider Ausgangsmaterialien eine ausgeprägte Spannungsabhängigkeit besitzen, die schon bei einigen mV zu einem fast kompletten Verschwinden des TMR-Effektes führt. Für die Proben mit 80% Al-Gehalt beträgt der Spannungswert, bei dem der TMR bis auf die Hälfte reduziert ist, etwa $U_{1/2} \approx 2\text{ mV}$, was im Vergleich zu etwa 500 mV bei qualitativ guten metallischen Tunnelkontakten sehr klein erscheint. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Abnahme des TMR mit Erhöhung der Spannung für die Proben mit 80% Al wesentlich stärker ausfällt als bei der Probe Al60-1.

Auch andere Gruppen haben bisher eine starke Spannungsabhängigkeit bei (Ga, Mn)As-Tunnelsystemen festgestellt. So zeigte sich zum Beispiel bei Elsen et al. [77] ein Wert von etwa $U_{1/2} \approx 60\text{ mV}$ an einem (Ga,Mn)As/(In,Ga)As/(Ga,Mn)As-System sowie bei Chiba et. al etwa $U_{1/2} \approx 55\text{ mV}$ gemessen an einem Tunnelsystem mit einer 6 nm GaAs-Barriere [78]. Die allgemein stärkere Spannungsabhängigkeit bei (Ga,Mn)As-Tunnelkontakten könnte auf die wesentlich geringere Spinaufspaltung der Bänder im Vergleich zu konventionellen Ferromagneten zurückzuführen sein. Da die Spinaufspaltung dafür verantwortlich ist, dass es überhaupt zu einer Spin-Polarisation in den Bändern kommt und diese nur etwa $B_G \approx 17\text{ meV} - 40\text{ meV}$

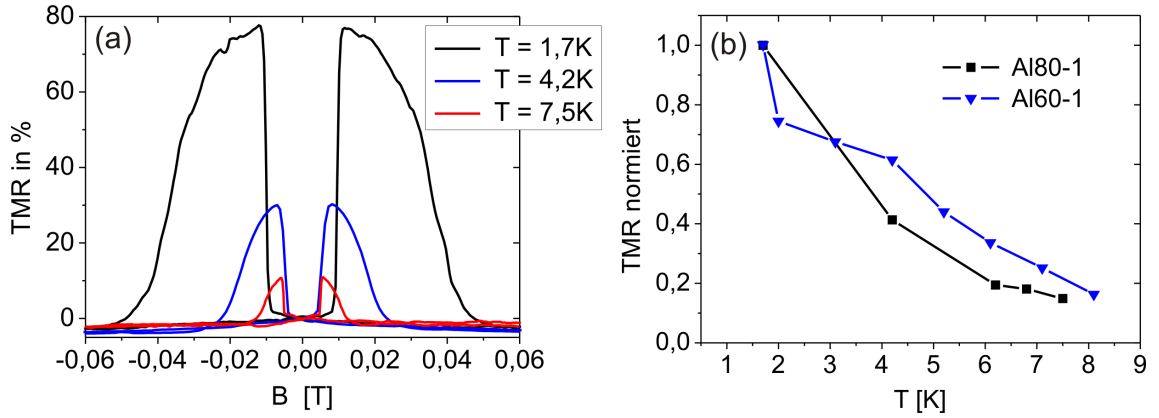


Abbildung 5.8: (a) Magnetowiderstandsmessungen von Probe Al80-1 bei verschiedenen Temperaturen. (b) TMR-Effekt in Abhängigkeit von der Temperatur für die Proben Al80-1 und Al60-1.

beträgt, lässt sich leicht einsehen, dass (Ga,Mn)As-Tunnelkontakte eine stärkere Spannungsabhängigkeit besitzen müssen als Tunnelkontakte bestehend aus konventionellen Ferromagneten. Im Detail hängt die Spannungsabhängigkeit des TMR allerdings von der exakten Bandstruktur und der Bandanpassung an der Grenzfläche ab, welche schwer zugänglich ist.

Die Spannungsabhängigkeit der in dieser Arbeit vorgestellten Proben ist allerdings trotzdem signifikant stärker als bisher von anderen Gruppen beobachtet wurde, was darauf hindeuten könnte, dass die Barriere defektreicher ist. Als Defekte kämen vor allem Mn-Atome in Frage, die relativ leicht in die Barriere diffundieren können. Ein anderer Grund für die starke Spannungsabhängigkeit könnte die Barrierendicke sein, die in dem hier untersuchten System nur $2,4\text{ nm}$ beträgt und bei Elsen et al. und Chiba et al. 6 nm betrug. Nach Tanaka et al. [76] ist der TMR auch entscheidend von der Barrierendicke abhängig (s. Kapitel 2.5). Aber vor allem die relativ geringen Curie-Temperaturen der Proben spielen sicherlich eine Rolle bei der extremen Spannungsabhängigkeit, da (Ga,Mn)As mit geringerer Mn- oder Lochkonzentration auch eine kleinere Spinaufspaltung B_G besitzt nach Dietl et al.[18].

5.2.3 Temperaturabhängigkeit des TMR

In Abbildung 5.8 a) und b) ist die Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstandseffekts von Probe Al80-1 zu sehen. In a) sind einige TMR-Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen gezeigt. Es lässt sich beobachten, dass sich nicht nur die

Größe des TMR-Effektes drastisch mit der Temperatur ändert, sondern auch die Koerzitivfelder. Diese werden allgemein kleiner bei Erhöhung der Temperatur und rücken näher zusammen, sodass der TMR-Peak schmaler ausfällt. Dieses Verhalten passt sehr gut zu den Hysteresekurven aus Abbildung 5.4 b) bei denen sich für eine Temperatur von $T = 10\text{ K}$ keine zwei Schaltfelder mehr zeigten und insgesamt im Vergleich zu der Hysteresekurve bei $T = 1,8\text{ K}$ ein wesentlich kleinerer Koerzitivfeldwert ergab. Eine Änderung der Koerzitivfelder ist aufgrund der temperaturabhängigen Anisotropie von (Ga,Mn)As zu erwarten. Ein sehr ähnliches Verhalten ist auch für die Probe Al60-1 gemessen worden. In Abbildung 5.8 b) ist ein Vergleich der beiden unterschiedlichen Proben zu sehen. Es fällt auf, dass auch hier die Kurve der Probe Al80-1 schneller abfällt als die Kurve der Probe Al60-1.

Eine Anwendung des Modells von Shang et al. beziehungsweise des Blochschen $T^{3/2}$ -Gesetzes für die Abnahme der Polarisierung (s. Abschnitt 2.3.4) ergibt keinerlei Übereinstimmung mit den Messdaten. Die sehr starke Abnahme des TMR mit der Temperatur würde nach Shangs Modell auf überwiegend inelastisches Tunneln hinweisen, wovon bei den vorliegenden Proben nicht auszugehen ist. Es ist anzunehmen, dass bei den untersuchten Tunnelsystemen noch weitere Effekte eine große Rolle spielen. Die Temperaturabhängigkeit des TMR-Effektes könnte durch Änderung der Koerzitivfelder beeinflusst worden sein. Da sich die Schaltfelder bei Erhöhung der Temperatur sehr weit angenähert haben, hat man es unter Umständen nicht mehr mit einer antiparallelen Stellung, also $\Theta = 180^\circ$ (vgl. Gl. 2.6), sondern einem kleineren Winkel Θ zu tun, der entsprechend auch zu einem kleineren TMR-Effekt führen würde. Bestätigt wird diese Vermutung durch die Hysteresekurve bei 10 K , die kein getrenntes Schalten der magnetischen Schichten mehr erkennen lässt. Ein solches Verhalten wurde auch schon von anderen Gruppen an (Ga,Mn)As-Tunnelkontakten beobachtet [77, 76, 78]. Diese Gruppen sahen einen Einbruch der TMR-Werte zwischen $10\text{ K} - 20\text{ K}$, den sie auf die fast identischen Koerzitivfelder der beiden Schichten zurückführten. Ein Anstieg des TMR-Effektes für Temperaturen $T > 10\text{ K}$ konnte jedoch in dieser Arbeit nicht beobachtet werden, was eventuell daran liegen kann, dass in diesem Temperaturbereich der TMR schon zu stark abgenommen hat oder daran, dass selbst oberhalb von 10 K oder 20 K keine getrennten Schaltfelder in den hier untersuchten Tunnelsystemen mehr auftreten.

Die geringe Spinaufspaltung B_G der Bänder wird sicherlich auch ein Grund für die ausgeprägte Abnahme des TMR sein, sodass sich insgesamt die Temperaturabhängigkeit des TMR vermutlich aus einem Zusammenspiel von mehreren temperaturabhängigen Effekten ergibt.

5.2.4 Abhängigkeit von der Orientierung des Magnetfeldes

Bei den bisher gezeigten Magnetowiderstandsmessungen war das extern angelegte Magnetfeld entlang der $[100]$ oder $[010]$ -Richtung orientiert, was in typischem (Ga,Mn)As den leichten Achsen entspricht. Da man es beim untersuchten System mit einem epitaktischen Tunnelkontakt zu tun hat, ist die Orientierung des Magnetfeldes bezüglich der kristallographischen Achsen durchaus von Bedeutung, da hier die magnetische Anisotropie die TMR-Kurven beeinflussen kann. Einer der Hauptpunkte dieser Arbeit war die Untersuchung der Abhängigkeit des TMR-Effektes von der Orientierung des externen Magnetfeldes auch um der Frage nach einem eventuell auftretenden TAMR-Effekt nachzugehen. Zu diesem Zweck wurde die Probe in einen drehbaren Probenstab (s. Kapitel 4.2) eingebaut, mit dessen Hilfe es möglich war im Kryostat die Richtung des externen Magnetfeldes in der Probenebene zu variieren.

Abbildung 5.9 a) zeigt eine Skizze zur Erläuterung der kristallographischen Richtungen im (Ga,Mn)As und des dazu orientierten Magnetfeldes \vec{B} , das einen Winkel φ mit der $[110]$ -Richtung einschließt. Die Graphen (b)-(f) zeigen TMR-Kurven, die unter verschiedenen Richtungen des externen Magnetfeldes aufgenommen wurden. Es ist deutlich zu erkennen, dass sowohl die Form der TMR-Kurven als auch die Höhe des Effekts mit dem Winkel φ variieren. So lässt sich zum Beispiel in Graph (e) eine kleine Zwischenstufe in der TMR-Kurve ausmachen oder in Graph (b) ein deutlich reduzierter TMR-Effekt von 32%. In (f) ist die TMR-Kurve für den bisher verwendeten Winkel von $\varphi = 45^\circ$ gezeigt, was gewöhnlicherweise der Richtung der leichten Achse entspricht. Man erhält hierfür nach dem Jullière-Modell einen TMR-Effekt von 83% und eine Polarisation von $P = 54\%$.

Ein sehr ähnliches Verhalten ist auch in der Literatur bei Higo et al. [100] zu finden. Diese Gruppe hat ein Tunnel-System mit einer dünnen AlAs-Barriere untersucht und konnte den auftretenden anisotropen TMR auf die magnetische Anisotropie im (Ga,Mn)As zurückführen. So entstehen laut Higo et al. die Zwischenniveaus und komplizierten Formen der TMR-Kurven durch das schrittweise Ummagnetisieren der beiden (Ga,Mn)As-Elektroden. Ein zweistufiges Ummagnetisieren von (Ga,Mn)As-Schichten wurde auch schon von Moore et al. [29] beobachtet und ist in Kapitel 2.1.3 beschrieben. Auf die gleiche Weise lassen sich auch die hier gezeigten Messergebnisse interpretieren. Demnach käme das Zwischenniveau bei $B = 10 \text{ mT}$ in Graph (e) dadurch zustande, dass die Ummagnetisierung der unteren (Ga,Mn)As-Elektrode über zwei sukzessive 90° -Sprünge stattfindet, sodass nach dem ersten 90° -Sprung ein Winkel von $\Theta = 90^\circ$ zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden Schichten

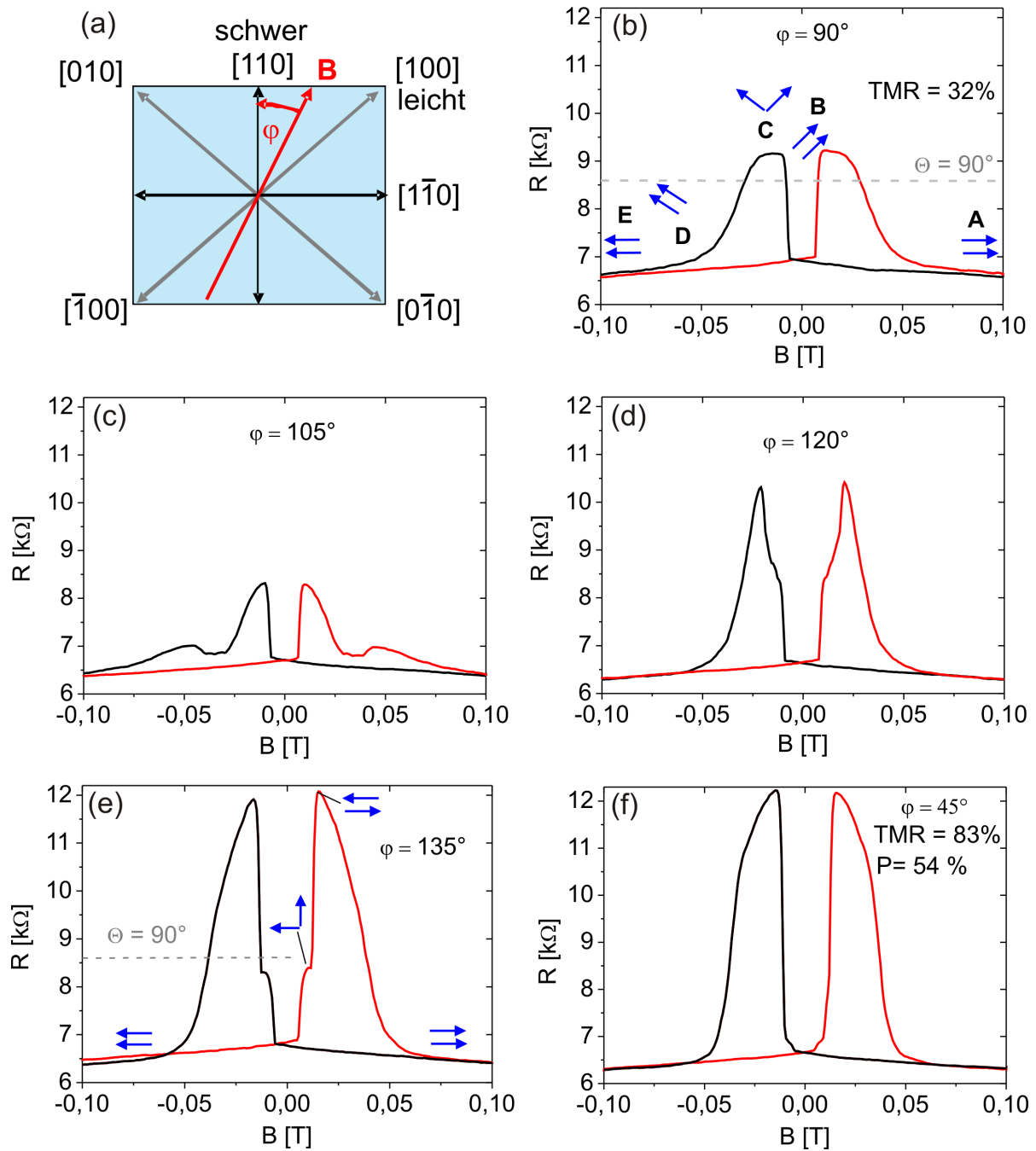


Abbildung 5.9: (a) Skizze zur Erläuterung des Winkels φ der die Orientierung des Magnetfeldes bezüglich der Probe angibt. (b)-(f) Magnetowiderstandsmessungen unter verschiedenen Richtungen des externen Feldes bei $U = 1\text{ mV}$ und $T = 1,8\text{ K}$ gemessen an Probe Al80-2.

eingeschlossen wird. Nach Gleichung 2.6 ergäbe sich mit $P = 54\%$ und $\Theta = 90^\circ$, dann ein TMR-Niveau von 29%, welches als gestrichelte Linie in Graph (e) eingezeichnet ist und etwas oberhalb der beobachteten TMR-Stufe liegt.

Ebenso ließe sich der reduzierte TMR in Abb. 5.9 b) erklären. Hier wurde unter einem Winkel von $\varphi = 90^\circ$ gemessen, was bei einer typischen (Ga,Mn)As-Schicht einer harten Achse entsprechen würde. Nach Higo et al. entsteht auch hier ein reduzierter TMR allein dadurch, dass nur ein Winkel von etwa $\Theta = 90^\circ$ zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden (Ga,Mn)As-Elektroden erreicht wird. Ein vorstellbares Szenario zur Ummagnetisierung, dass die Form der TMR-Kurve erklären könnte, ist anhand von Pfeilen in Graph 5.9 b) eingezeichnet. Da die Magnetfeldrichtung entlang einer harten Richtung verläuft, beginnt der Ummagnetisierungsprozess zunächst mit einer Rotation beider Magnetisierungsrichtungen um etwa 45° zur nächstgelegenen leichten Achse (Punkt A \rightarrow B). Verläuft diese Rotation in beiden magnetischen Schichten relativ synchron, so wird kein Widerstandsunterschied in der TMR-Kurve sichtbar. Zwischen Punkt B und Punkt C kommt es zu einem Sprung der Magnetisierungsrichtung einer Schicht um etwa 90° zur nächsten leichten Achse und damit zu einem reduzierten TMR von etwa 30%, bis auch die zweite (Ga,Mn)As-Schicht die Magnetisierungsrichtung um 90° ändert (Punkt D). Letztlich führt wiederum eine gemeinsame Rotation der Magnetisierungsrichtungen um 45° zur Vollendung der Ummagnetisierung (Punkt D \rightarrow E). Dieses Modell geht von einem sehr vereinfachten Ummagnetisierungsprozess aus und berücksichtigt weder die Kopplung der beiden magnetischen Schichten noch die real vorliegende magnetische Anisotropie der beteiligten (Ga,Mn)As-Schichten. Daher ist es verständlich, dass die berechneten TMR-Niveaus nicht exakt mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen.

Die TMR-Kurven für beliebige Winkel zwischen leichter und schwerer Achse (Abb. 5.9 c) und d)) sehen etwas komplizierter aus und können nicht so einfach interpretiert werden. Hier reicht ein einfaches Ummagnetisierungsmodell nicht mehr aus und genauere Informationen über Kopplung und magnetische Anisotropien wären notwendig, um die Form der Kurven nachvollziehen zu können. Der TMR bleibt allerdings im gesamten Winkelbereich positiv und wird an keiner Position größer als 83%.

An Probe Al60-1 wurden ebenfalls winkelabhängige Messungen durchgeführt. Diese zeigen vom Prinzip her einen ähnlichen anisotropen TMR mit maximalen Effektgrößen, wenn das externe Magnetfeld entlang der leichten Achse orientiert war, und einem reduzierten TMR in der schweren Richtung, sowie Zwischenniveaus im Widerstand, die auf ein mehrstufiges Schalten der Magnetisierungsrichtung hindeuten.

Eine Abhängigkeit von der Barrierenhöhe war für die Winkelabhängigkeit des TMR auch nicht zu erwarten, da diese allein von der Anisotropielandschaft der magnetischen Schichten sowie ihrer Kopplung abhängen sollte.

Die winkelabhängigen Messungen des Magnetowiderstands haben gezeigt, dass ein interessanter und vielfältiger TMR-Effekt in (Ga,Mn)As-Tunnelsystemen auftreten kann. So können zum Beispiel, wie in Abb. 5.9 e) gezeigt, mehrere Widerstandsniveaus existieren. Auch ließe sich die Form und das Schaltverhalten der TMR-Kurve über Parameter, wie Mn-Konzentration, Verspannungen oder Temperatur einstellen, da sich mit diesen Parametern auch die magnetokristalline Anisotropie von (Ga,Mn)As ändert.

5.2.5 TAMR-Effekt in (Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/(Ga,Mn)As

Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Messergebnisse zeigen zwar eindeutig einen anisotropen Tunnelmagnetowiderstand, einem TAMR-Effekt im Sinne von Rüster et al. [83] (s. Kapitel 2.6) entsprechen diese Resultate jedoch nicht. Es zeigte sich weder ein winkelabhängiger Vorzeichenwechsel des TMR noch zwei ausschließliche Widerstandsniveaus, die bei Rüster et al. in der Winkelabhängigkeit vorgekommen sind. Allerdings hat man es bei dem hier untersuchten Tunnelsystem mit zwei ferromagnetischen Schichten zu tun, sodass man eventuell einen kleinen TAMR-Effekt aufgrund des viel größeren TMR-Effekts nicht erkennen kann. Aus diesem Grund ist es sinnvoll Magnetowiderstandsmessungen in großen externen Feldern vorzunehmen, bei denen beide ferromagnetische Schichten komplett gesättigt und parallel ausgerichtet sind, sodass ein Beitrag durch den TMR-Effekt ausgeschlossen werden kann. Zu diesem Zweck wurden sogenannte Kreissweeps durchgeführt, bei denen ein ausreichend hohes, vom Betrag her konstantes Magnetfeld von $1\text{ T} - 3\text{ T}$ in der Schichtebene an die Probe angelegt wird und unter Rotation der Probe oder, entsprechend Kapitel 4.2, Rotation des Magnetfeldes der Tunnelwiderstand der Probe gemessen wird. Dabei ist es aus Symmetriegründen ausreichend in einem Winkelbereich von $0^\circ - 180^\circ$ zu messen. Daher wurden teilweise die Kreissweeps nur in einem Winkelbereich von $0^\circ - 180^\circ$ gemessen und danach an der Symmetrieachse gespiegelt, um einen vollständigen 360° Umlauf zu zeigen.

Abbildung 5.10 zeigt einen Kreissweep bei $U = 3\text{ mV}$. Es ist deutlich eine Abhängigkeit des Widerstandes von der Magnetisierungsrichtung zu erkennen. Der Widerstandsunterschied zwischen $[100]$ - und $[110]$ -Richtung beträgt etwa 3%.

In Abbildung 5.10 b) ist eine Skizze der Probengeometrie zu sehen, in der sche-

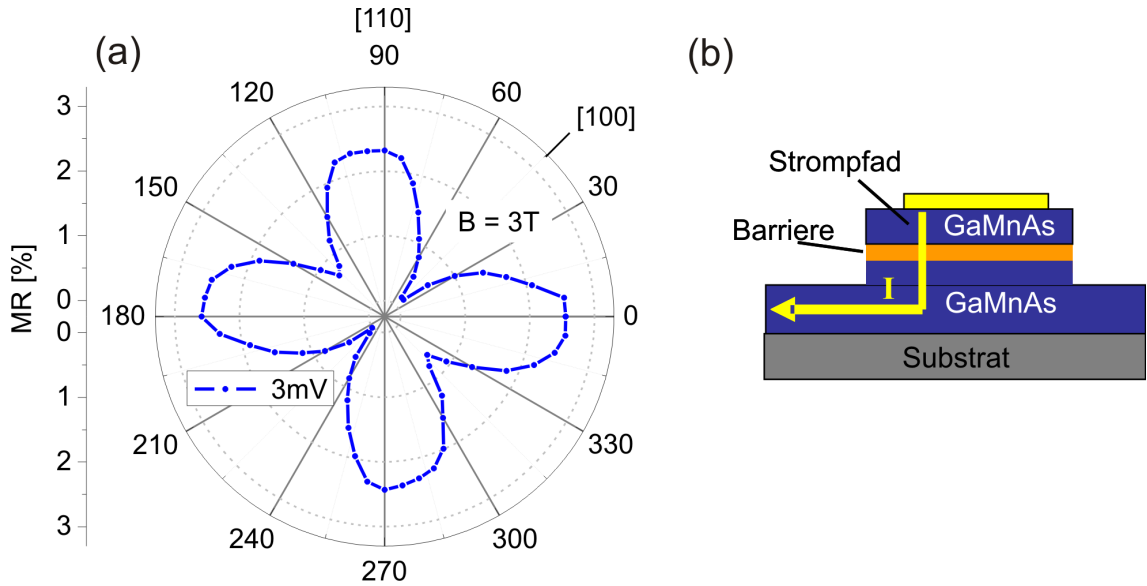


Abbildung 5.10: (a) Polarplot des Tunnelwiderstands in Abhängigkeit von der Richtung des externen, konstanten Magnetfeldes von $B = 3\text{ T}$ bei einer Spannung von $U = 1\text{ mV}$ gemessen an Probe Al80-2. (b) Schematische Darstellung der Probengeometrie und des Strompfads durch die Probe.

matisch der Strompfad eingezeichnet ist. Aufgrund der Probengeometrie wird der Messstrom auch ein Stück weit in-plane durch die untere (Ga,Mn)As-Schicht geführt. Die Zuleitungen zum Tunnelelement sind daher magnetisch und weisen einen AMR-Effekt (s. Kapitel 2.2) auf, der 1% – 15% betragen kann [27]. Aufgrund des relativ kleinen Gesamtwiderstands von etwa $6\text{ k}\Omega$ bei dem vorliegenden Tunnelelement kann daher ein nicht unwesentlicher Beitrag durch den AMR-Effekt in der unteren (Ga,Mn)As-Schicht nicht ausgeschlossen werden. Die auftretende Widerstandsanisotropie kann also nicht eindeutig dem TAMR-Effekt zugeschrieben werden.

Das Tunnelelement der Probe Al60-1 hingegen besitzt einen wesentlich größeren Tunnelwiderstand von etwa $100\text{ k}\Omega$, weshalb hier der Beitrag der magnetischen Zuleitungen zum Gesamtwiderstand, zumindest bei kleinen Spannungen, vernachlässigbar klein ausfällt. In Abbildung 5.11 sind einige Kreissweeps bei unterschiedlichen Spannungen gemessen an Probe Al60-1 gezeigt. Diese Messungen wurden im 3D-Kryostaten durchgeführt. Für einen besseren Überblick ist in Abb. 5.11 zur Darstellung der Messdaten ein normaler xy-Graph gewählt worden. Es zeigt sich ein wesentlich größerer Magnetowiderstandseffekt von bis zu $\approx 20\%$. Die Kurven weisen keine eindeutige Symmetrie auf und besitzen eine komplizierte Form aber alle ha-

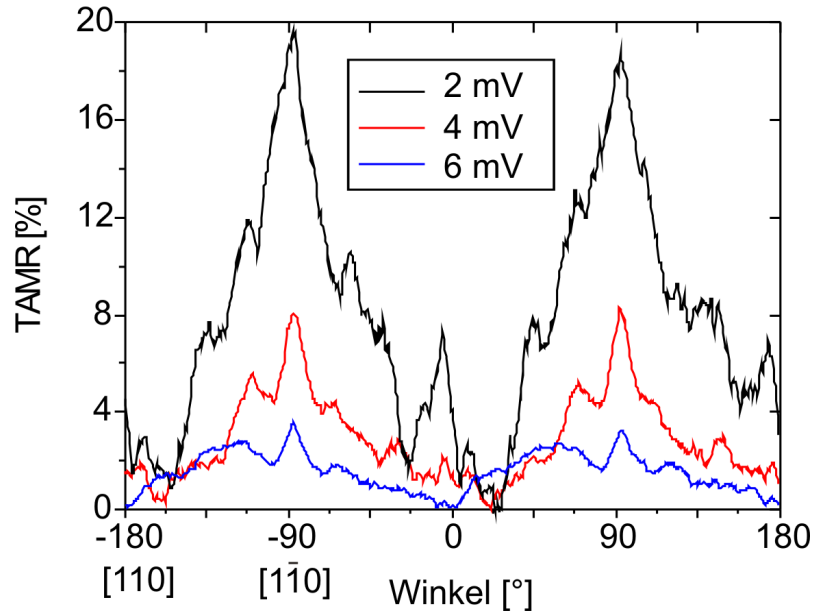


Abbildung 5.11: Kreissweeps gemessen an Probe Al60-1 bei $T = 2\text{ K}$, $B = 1\text{ T}$ und unterschiedlichen Spannungen. Diese Messungen wurden im 3D-Kryostaten durchgeführt.

ben ihr Widerstandsmaximum bei einem Winkel von 88° , was etwa der Lage einer schweren Achse in typischem (Ga,Mn)As entspricht. Die Größe des TAMR-Effekts nimmt schnell ab und ist bei $U = 6\text{ mV}$ schon bis auf 3,5% gesunken. Eine starke Spannungsabhängigkeit des TAMR ist auch von Rüster et al. an dem Tunnelsystem mit zwei ferromagnetischen Elektroden und einer GaAs-Barriere beobachtet worden [83].

Detailliertere Untersuchungen zum TAMR-Effekt sind an dem in diesem Kapitel vorgestellten Tunnelsystemen allerdings nicht vorgenommen worden, da, wie schon beschrieben, die Probengeometrie nicht ideal ist, um einen AMR-Beitrag der unteren Elektrode auszuschließen. Dadurch fällt die Interpretation von Messungen an niederohmigen Tunnelementen oder kleineren Magnetowiderstandseffekten auch durch das gleichzeitige Auftreten eines anisotropen TMR schwer. Um diese Problematik zu umgehen, wurde in Kapitel 5.4 auf ein Dreilagensystem übergegangen, bei dem das Tunnelement nur noch eine ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Schicht enthält.

5.3 (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As-Tunnelkontakte

In der Literatur sind recht unterschiedliche Ergebnisse für (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As-Dreilagensysteme zu finden (vgl. Kapitel 2.5). Während Chiba et al. [78] einen TMR von bis zu 290% messen, geben Rüster et al. [83] einen sehr viel größeren Magnetowiderstandseffekt von bis zu 150 000% an, den sie allerdings mit dem Auftreten des TAMR-Effektes begründen. Im Rahmen dieser Arbeit sollte dieses Tunnelsystem noch einmal im Hinblick auf diese Kontroverse näher untersucht werden. Messungen sollten klären, ob der auftretende Magnetowiderstandseffekt seine Ursache im TAMR- oder doch in einem winkelabhängigen anisotropen TMR-Effekt hat. Daher liegt der besondere Schwerpunkt dieses Kapitels auf den winkelabhängigen Messungen.

Verwendet wurde ein Dreilagensystem bestehend aus $20\text{ nm}(\text{Ga,Mn})\text{As}/6\text{ nmGaAs}/60\text{ nm}(\text{Ga,Mn})\text{As}$ mit einem nominellen Mn-Gehalt von $\approx 5\%$ (Waferbezeichnung: C050920A s. Tab. 3.1). Die Tunnelkontakte sind nach dem Strukturierungsverfahren A hergestellt worden und haben daher eine laterale Ausdehnung von $180\text{ }\mu\text{m} \times 180\text{ }\mu\text{m}$. Die strukturierte Probe, deren Messungen im folgenden vorgestellt werden, hat die Bezeichnung 920C.

5.3.1 Charakterisierung der Dreilagenstruktur

Zunächst sollen zur Klärung der magnetischen Eigenschaften der zwei (Ga,Mn)As-Schichten magnetische Messungen gezeigt werden. In Abbildung 5.12 a) ist eine $m(T)$ -Kurve sowie eine Hysteresekurve zu sehen. Beide Messungen sind mit einer Orientierung des magnetischen Feldes in [100]-Richtung durchgeführt worden, welche bei einer typischen (Ga,Mn)As-Schicht die leichte Richtung darstellt. Die $m(T)$ -Kurve (rot) zeigt zwei Knickpunkte. Unter der Annahme, dass dieser Verlauf von $m(T)$ nicht durch Reorientierungsübergänge verursacht wurde (s. [25, 26, 98])) lassen sich die beiden Knickpunkte in der $m(T)$ -Kurve als zwei unterschiedliche Curie-Temperaturen interpretieren. Man bekommt die zwei Curie-Temperaturen als Wendepunkte der $m(T)$ -Kurve und erhält die Werte $T_{C1} = 58\text{ K}$ und $T_{C2} = 72\text{ K}$.

Die Hysteresekurve (schwarz) in Abbildung 5.12 a) zeigt nur einen abrupten Sprung und damit nur ein Koerzitivfeld. Es schalten also zumindest in der [100]-Richtung beide magnetischen Schichten bei dem gleichen Koerzitivfeld von $\mu_0 H_C = 13\text{ mT}$.

In Abbildung 5.12 b) ist die Kennlinie eines Tunnelkontakts zu sehen. Die $I(U)$ -Kurve zeigt eindeutig einen nichtlinearen Verlauf, was charakteristisch für Tunneln

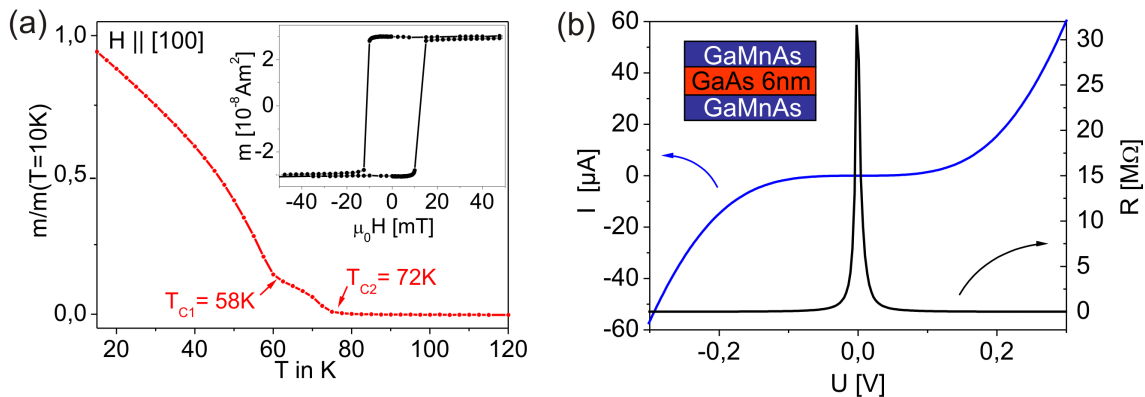


Abbildung 5.12: (a) Die rote Kurve zeigt $m(T)$ bei $B = 10 \text{ mT}$. Die schwarze Kurve stellt eine Hysteresekurve dar aufgenommen bei $T = 1,8 \text{ K}$. Bei beiden Messungen war das externe Feld entlang der $[100]$ -Richtung orientiert. (b) $I(U)$ -Charakteristik (blau) sowie $R(U)$ (schwarz) bei $T = 1,8 \text{ K}$.

ist. Ein Fit mit den in Kapitel 2.3.1 angegebenen Simmons-Beziehungen war allerdings auch hier nicht möglich. Die schwarze Kurve zeigt den Widerstand $R(U)$. Hier ist zu sehen, dass im Bereich kleiner Spannungen sehr große Widerstände von bis zu $30 \text{ M}\Omega$ erreicht werden. Im Vergleich zu den Ergebnissen von Chiba et al [78] liegt der Widerstand um mehrere Größenordnung höher und passt damit in etwa zu dem Widerstand, den Ruster et al. [83] angeben. Im Hinblick auf die Größe des Tunnelkontakts und die relativ geringe Höhe der Potentialbarriere von theoretisch $\Phi \approx 0,1 \text{ eV}$ erscheint ein Widerstand im $\text{M}\Omega$ -Bereich jedoch außergewöhnlich hoch.

5.3.2 Winkelabhängiger Magnetowiderstandseffekt

Zur Klärung der Herkunft eines Magnetowiderstandseffektes wurde ein besonderes Augenmerk auf die winkelabhängigen Messungen gelegt. Die Winkelabhängigkeit des Widerstandes der Tunnelkontakte wurde auf zwei verschiedene Weisen gemessen. Zum einen wurden Magnetowiderstandsmessungen in einem kleinen Feldbereich unternommen. Hierbei war das externe Magnetfeld in einer bestimmten Orientierung an die Probe angelegt und wurde dann von positiven zu negativen Feldwerten bzw. in entgegengesetzter Richtung variiert. Diese Messungen sollen im folgendem als B-Sweeps bezeichnet werden. Zum anderen wurden Kreissweeps durchgeführt, bei denen nur die Richtung des externen Magnetfeldes in der Schichtebene rotiert, der Betrag des Feldes aber konstant gehalten wurde.

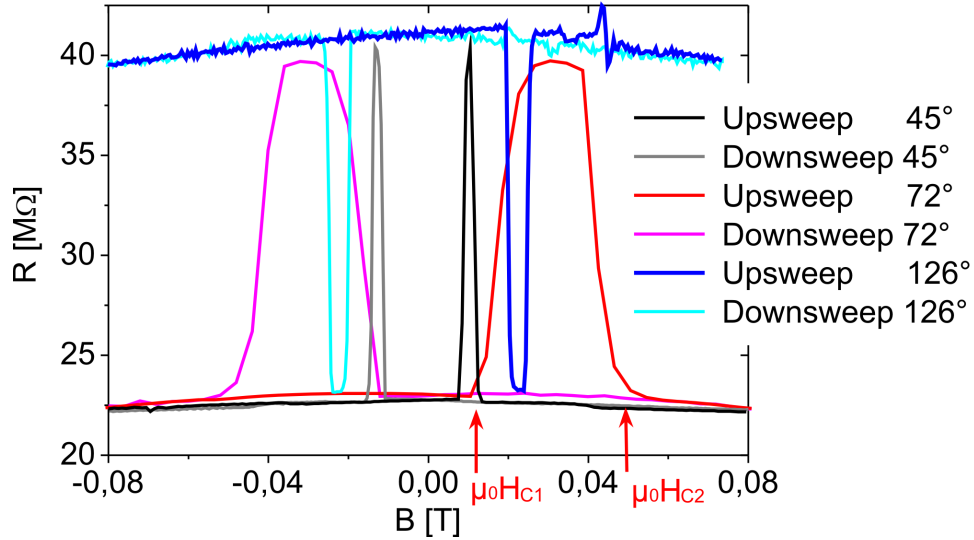


Abbildung 5.13: B-Sweeps unter $\varphi = 45^\circ$, 72° , und 126° gemessen bei $T = 1,8\text{ K}$ und $U = 3\text{ mV}$. Der Winkel φ bezieht sich auf die $[110]$ -Richtung vgl. Abb. 5.9 a).

In Abbildung 5.13 sind einige B-Sweeps für unterschiedliche Orientierungen des externen Magnetfeldes gezeigt. In allen Kurven ist ein deutlicher Magnetowiderstandsspeak von etwa 74% zu sehen. Ebenfalls ist in allen Kurven zu beobachten, dass jeweils in etwa die gleichen Widerstandsniveaus auftreten: Ein kleineres Widerstandsniveau von $R = 23\text{ M}\Omega$ und ein größeres Widerstandsniveau bei $R = 40\text{ M}\Omega$. Das Vorzeichen dieses Peaks ist abhängig von φ . Im Winkelbereich von $0^\circ - 90^\circ$ ergibt sich ein positiver und im Bereich von $90^\circ - 180^\circ$ ein negativer Effekt, sodass jeweils bei 90° und 180° ein Vorzeichenwechsel stattfindet. Des Weiteren ist zu beobachten, dass sowohl die Position des Peaks bezüglich der magnetischen Feldwerte, als auch die Breite vom Winkel abhängig sind. Dieses Verhalten lässt sich in Abbildung 5.14 noch genauer beobachten. Hier sind die Feldwerte, zwischen denen der Magnetowiderstandsspeak auftritt, in Abhängigkeit vom Winkel φ gezeigt. Es ist zu erkennen, dass $\mu_0 H_{c2}$ bei Annäherung an $\varphi = 90^\circ$ oder $\varphi = 180^\circ$ immer stärker von $\mu_0 H_{c1}$ abweicht. Diese Abhängigkeit der Schaltfelder ist gut vergleichbar mit der im Grundlagenteil dargestellten Ummagnetisierung einer (Ga,Mn)As-Schicht (s. Abb. 2.5 b)). Demnach bekommt man breitere Peaks in der Nähe der magnetisch harten Achse, welche in einer typischen (Ga,Mn)As-Schicht bei 90° bzw. 180° liegen würden, und sehr schmale Peaks nahe der leichten Achsen bei 45° bzw. 135° . Über die exakte Lage der leichten und harten Achsen im untersuchten System kann keine Aussage gemacht werden. Für gewöhnlich variiert die Position der leichten und har-

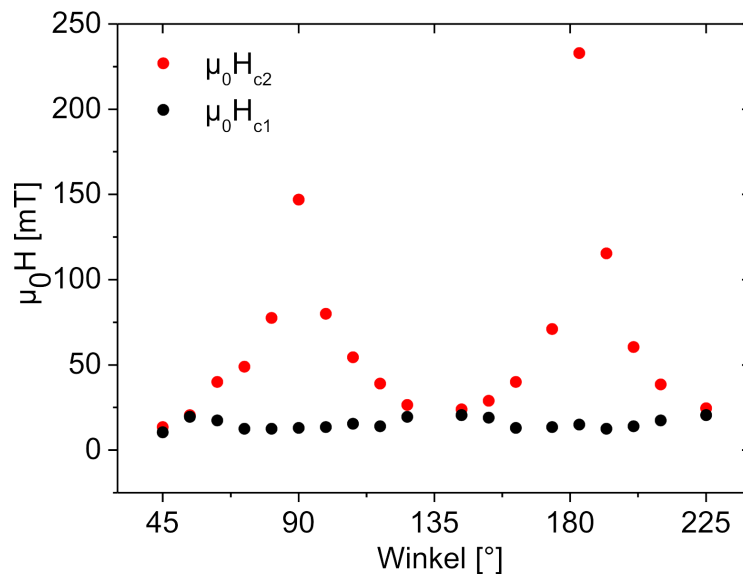


Abbildung 5.14: Schaltfelder $\mu_0 H_{c1}$ und $\mu_0 H_{c2}$, bestimmt aus den entsprechenden B-sweeps (Abb. 5.13), in Abhängigkeit vom Winkel φ .

ten Achsen von Standard (Ga,Mn)As-Proben jedoch nur um einige Grad, weswegen hier die Vermutung angestellt wird, dass sie auch in der untersuchten Probe in der Nähe von 45° und 135° bzw 0° und 180° liegen. Eine drastische Abweichung davon würde man erst erwarten, wenn die (Ga,Mn)As-Schichten starken Verspannungen ausgesetzt sind, wovon hier nicht ausgegangen werden kann.

Insgesamt zeigen die winkelabhängigen Messungen die typischen Merkmale des TAMR-Effekts nach Rüster et al. [83] (vgl. Kapitel 2.6) und lassen daher den Schluss zu, dass die beobachteten Magnetowiderstandseffekte ihre Ursache eher im TAMR-Effekt haben als im gewöhnlichen TMR-Effekt. Ein Vorzeichenwechsel beziehungsweise ein negativer TMR ist zwar bisher auch von einigen anderen Gruppen beobachtet worden, trat aber in diesen Arbeiten in Abhängigkeit von der Bias-Spannung auf und wurde durch resonantes Tunneln über Defekte beziehungsweise Bandstruktureffekte erklärt [63, 101, 102]. In der vorliegenden Arbeit scheint der Vorzeichenwechsel allerdings mit der magnetischen Anisotropie des (Ga,Mn)As korreliert zu sein, da er an den Winkelposition der schweren Achsen einer typischen (Ga,Mn)As-Schicht auftritt.

Ein TAMR-Effekt sollte sich auch in den Kreissweeps bemerkbar machen. Aufgrund des hohen Magnetfeldes kann hier ein Beitrag vom TMR ausgeschlossen werden, da die ferromagnetischen Schichten in paralleler Konfiguration verbleiben. Daher lässt

sich anhand der Kreissweeps eindeutig eine Aussage über die Herkunft des Magnetowiderstandseffektes machen. Aufgrund des sehr hohen Widerstandes der Tunnelproben im $M\Omega$ -Bereich lässt sich hier auch ein AMR-Beitrag der magnetischen Zuleitungen zum Tunnelkontakt weitestgehend ausschließen (vgl. Kap. 5.2.5). In Abbildung 5.15 a) ist ein Kreissweep bei $T = 1,8\text{ K}$ und $U = 3\text{ mV}$ gezeigt. Man erkennt deutlich eine starke, hauptsächlich uniaxiale Anisotropie. Die Größe des TAMR-Effektes beträgt 80%, wenn man den maximal auftretenden Widerstand mit dem minimalen vergleicht. Die rot gestrichelten Linien in Abb. 5.15 a) geben die Lage der leichten Achsen einer typischen (Ga,Mn)As-Probe an. Es ist zu erkennen, dass aufgrund der starken Anisotropie an der Position der leichten Achse (1) ein deutlich kleinerer Widerstand vorliegt als an der Position der leichten Achse (2).

Abbildungen 5.15 b)- e) zeigen noch einmal B-Sweeps für unterschiedliche Orientierungen des externen Feldes. Hier ist jedoch ein größerer Feldbereich gezeigt, als in Abbildung 5.13. Neben den charakteristischen Peaks in der kleineren Feldregion, die auch von Rüster et al. [83] beobachtet wurden sind hier allmähliche Widerstandsverläufe bei höheren Feldwerten gezeigt. Nach dem TAMR-Modell von Rüster et al. sollte der Widerstandsverlauf in den B-Sweeps durch eine Kombination aus Ummagnetisierungsprozess der (Ga,Mn)As-Schichten und einer Anisotropie des Tunnelwiderstandes bezüglich der Magnetisierungsrichtung verursacht werden. Die Widerstandsanisotropie bezüglich der Magnetisierungsrichtung lässt sich direkt aus dem Kreissweep ablesen. Unter Zuhilfenahme des zweistufigen Ummagnetisierungsmodells und der Widerstandsanisotropie aus dem Kreissweep soll nun versucht werden den Widerstandsverlauf im B-Sweep nachzuvollziehen, um die Gültigkeit von Rüsters TAMR-Modell zu prüfen und das Auftreten der Widerstandsverläufe zu erläutern. Daher soll exemplarisch der Verlauf der B-Sweep-Kurve (Abb. 5.15 d)) bei $\varphi = 99^\circ$ anhand des entsprechenden Kreissweeps (Abb. 5.15 a) erläutert werden. Zu diesem Zweck sind in beiden Graphen entsprechende Punkte eingetragen. Der B-Sweep von $+0,7\text{ T}$ nach $-0,7\text{ T}$ beginnt in der magnetischen Sättigung der Probe. Daher ist an Punkt A die Magnetisierungsrichtung entlang $\varphi = 99^\circ$ orientiert. Bei Reduzierung des äußeren Feldes sollte die Magnetisierungsrichtung nun in die Richtung der nächsten leichten Achse rotieren, welche etwa bei 135° liegt und einem Anstieg des Widerstands entspricht nach Graph 5.15 a) (Punkt A→B). Nachdem in dem B-Sweep der Nulldurchgang überschritten ist, folgen zwei sukzessive 90° -Sprünge in der Magnetisierungsrichtung, welche einen Wechsel von leichter Achse (2) bei 135° zu (1) bei 225° (Punkt B→C) und wieder zurück zu Achse (2) bei 315° (Punkt C→D) mit sich bringen. Durch den deutlichen Widerstandsunterschied an den Positionen der beiden leichten Achsen im Kreissweep lässt sich so das Auftreten

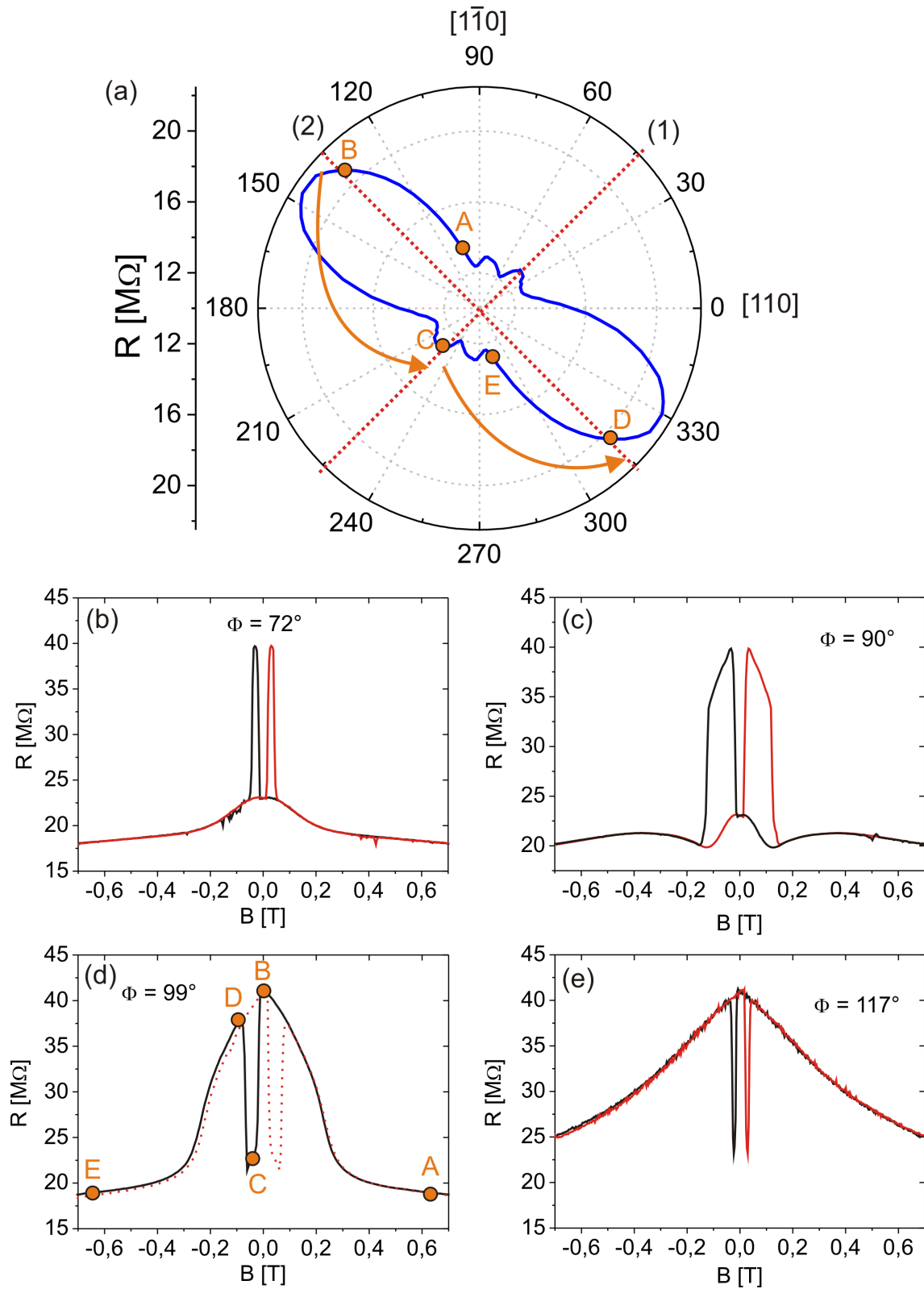


Abbildung 5.15: (a) Kreissweep bei $B = 3\text{ T}$, $T = 1,8\text{ K}$ und $U = 3\text{ mV}$. Der TAMR-Effekt beträgt 80%. Die rot gestrichelten Linien deuten die typische Lage der leichten Achsen (1) und (2) von (Ga,Mn)As an. (b)-(e) B-Sweeps ebenfalls bei $T = 1,8\text{ K}$ und $U = 3\text{ mV}$ für verschiedene Winkel φ .

des Magnetowiderstandspeaks zwischen B und D im B-Sweep nachvollziehen. Letzten Endes wird bei weiterer Erhöhung des externen Feldes im B-Sweep wieder die Sättigung der Probe erreicht, was einer Rotation der Magnetisierungsrichtung von der leichten Achse bei 315° weg zu 279° hin entspricht (Punkt D \rightarrow E). Im Kreissweep nimmt in diesem Winkelbereich der Widerstand stark ab, was ebenso im B-Sweep beobachtet wird. Auf ähnliche Art und Weise lassen sich auch die B-Sweeps anderer Feldorientierungen nachvollziehen. Das bestätigt die Vermutung, dass man es bei den auftretenden Magnetowiderstandspeaks mit dem TAMR-Effekt im Sinne von Rüster et al. zu tun hat und nicht mit einem gewöhnlichen anisotropen TMR.

Inwieweit die beiden (Ga,Mn)As-Schichten miteinander gekoppelt sind und ob sie die Ummagnetisierung parallel zueinander vollführen oder wie groß ihr einzelner Beitrag zum TAMR ist, bleibt allerdings ungeklärt.

Die Größe des hier gezeigten TAMR-Effektes liegt deutlich über der von Gould et al. für das (Ga,Mn)As/ AlO_x /Au-System [12]. Dies kann zum einen daran liegen, dass hier im Unterschied zu [12] eine epitaktisch gewachsene Barriere vorlag, weswegen von einer zumindest teilweisen Erhaltung des k -Vektors ausgegangen werden kann. Nach den Berechnungen von Gould et al. sollen durch zunehmende Impulserhaltung größere TAMR-Verhältnisse möglich sein. Zum anderen besteht das untersuchte Tunnelsystem aus zwei ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Schichten, die somit beide mit einer anisotropen Zustandsdichte zum Tunnelstrom beitragen. Da in die Leitfähigkeit eines Tunnelements das Produkt beider Zustandsdichten eingeht, multiplizieren sich daher die Anisotropien und es kann zu wesentlich größeren anisotropen Effekten kommen. Im Vergleich zu den Ergebnissen von Rüster et al. [83], die bis zu 150 000% für ein Tunnelsystem mit zwei (Ga,Mn)As-Schichten erhalten, ist die Größenordnung des TAMR-Effektes allerdings relativ klein. Hierzu sei jedoch erwähnt, dass Rüster et al. von einem magnetisch induzierten Metall-Isolator-Übergang ausgehen, der den TAMR-Effekt drastisch verstärkt haben soll. Ein Metall-Isolator-Übergang konnte in dem hier untersuchten System nicht beobachtet werden.

5.3.3 Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des TAMR

Nachdem im vorigen Abschnitt eindeutig gezeigt wurde, dass der vorliegende Magnetowiderstandseffekt seinen Ursprung im TAMR-Effekt hat, soll nun in diesem Abschnitt die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des TAMR näher untersucht werden. Zu diesem Zweck sind wiederum beide Messarten, also B-Sweeps und Kreissweeps, bei verschiedenen Parametern durchgeführt worden. In Abbildung 5.16 a) sind einige Kreissweeps in einem Spannungsbereich von $U = 3 \text{ mV} - 50 \text{ mV}$ zu

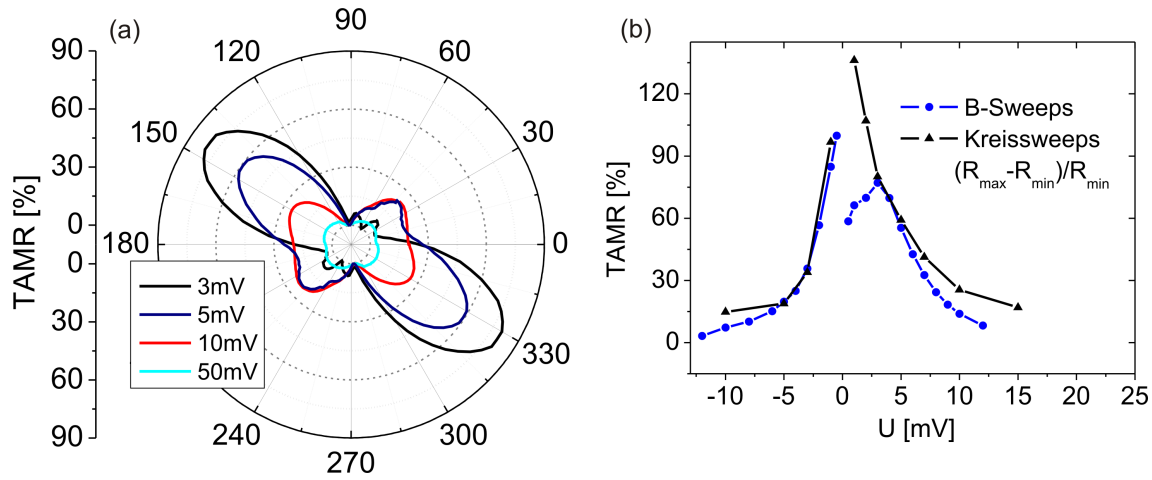


Abbildung 5.16: (a) Kreissweeps bei unterschiedlichen Spannungswerten und $B = 3T$ sowie $T = 1,8 K$. (b) Größe des TAMR-Effektes bestimmt aus den Peaks in B-Sweeps (blaue Kurve) oder als maximaler Widerstandsunterschied in den Kreissweeps $(R_{\max} - R_{\min})/R_{\min}$ (schwarz).

sehen. Es fällt sofort auf, dass bei Erhöhung der Spannung nicht nur die Größe der Anisotropie in den $R(\varphi)$ -Scans drastisch abnimmt, sondern sich auch die Symmetrie ändert. Während bei niedrigen Spannungen eher eine uniaxiale Anisotropie vorliegt, gewinnt der kubische Anteil der Anisotropie immer mehr an Bedeutung für höhere Spannungen.

Es ließe sich vermuten, dass die Widerstandsanisotropie bezüglich der Magnetisierungsrichtung in den $R(\varphi)$ -Kurven zumindest bis zu einem bestimmten Grad die Symmetrie der magnetischen Anisotropie widerspiegeln sollte. Diese ist allerdings hauptsächlich kubisch mit einigen kleineren uniaxialen Anteilen. Es ist nicht davon auszugehen, dass geringe Spannungen im mV -Bereich eine deutliche Änderung der magnetischen Anisotropie hervorrufen können. Die magnetischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As sind zwar abhängig von einer angelegten Spannung, da sich durch das elektrische Feld die Ladungsträgerkonzentration ändern lässt und damit auch der durch die Löcher vermittelte Ferromagnetismus [103, 23, 18], jedoch sind hier erst für wesentlich größere Spannungen Änderungen zu erwarten. Chiba et al. haben hierzu experimentelle Untersuchungen vorgenommen, in denen sie eine Gate-Spannung von bis zu $\approx 3 MV cm^{-1}$ verwendeten und kleine Änderungen in der uniaxialen Komponente der Anisotropie gezeigt haben [104]. Daher ist es ein interessantes Ergebnis, dass sich die Symmetrie der gemessenen TAMR-Kurven auf solch drastische Art und Weise ändert. Dieses Resultat lässt darauf schließen, dass nicht nur die mag-

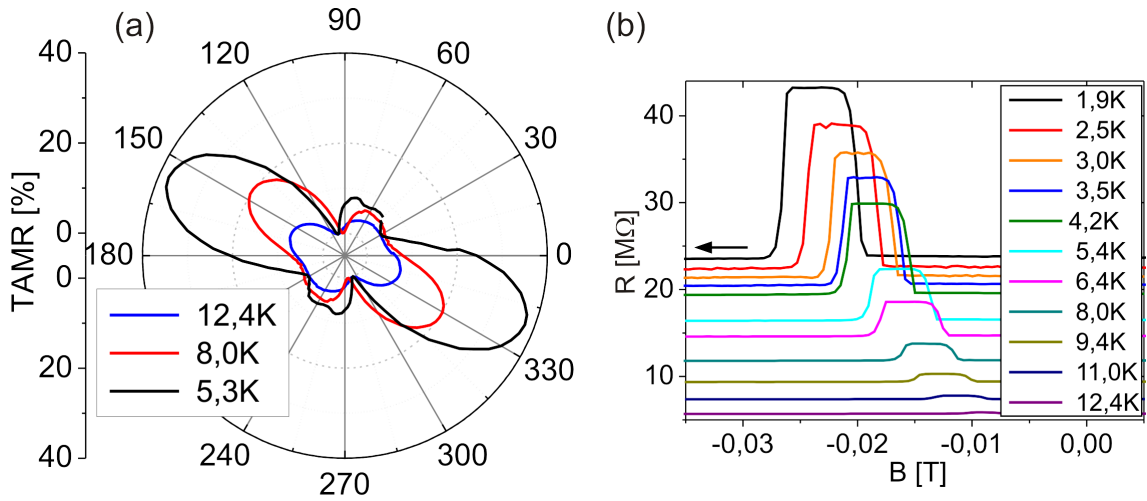


Abbildung 5.17: (a) Kreissweeps bei $U = 3\text{ mV}$, $B = 3\text{ T}$ und unterschiedlichen Temperaturen. (b) B-Sweeps bei $U = 3\text{ mV}$ und steigenden Temperaturen. Für einen besseren Überblick ist jeweils nur der Downsweep gezeigt.

netische Anisotropie für die Symmetrie der $R(\varphi)$ -Scans verantwortlich ist sondern dass anscheinend auch andere, stark spannungsabhängige Beiträge eine dominierende Rolle für die Transportanisotropie spielen.

In Abb. 5.16 b) ist der TAMR-Effekt in Abhängigkeit von der Spannung gezeigt. Hier ist auch die Höhe der TAMR-Peaks aus spannungsabhängigen B-Sweeps dargestellt. Die schwarze Kurve zeigt die maximale Widerstandsänderung der Kreissweeps. Es werden maximale TAMR-Werte von bis zu $\text{TAMR} = 136\%$ bei $U = 1\text{ mV}$ und $T = 1,8\text{ K}$ erreicht. Es zeigt sich in beiden Kurven der schnelle Abfall des TAMR-Effektes mit ansteigender Spannung. Eine starke Spannungsabhängigkeit wird auch von Rüster et al. beobachtet [83] hier aber mit dem Auftreten des Metall-Isolator-Übergangs in Zusammenhang gebracht [84]. Leider sind jedoch keine theoretischen Berechnungen zur Spannungsabhängigkeit des TAMR bekannt, die mit den experimentellen Daten verglichen werden könnten.

Die Temperaturabhängigkeit des TAMR ist in Abbildung 5.17 zu sehen. Graph a) zeigt einige ausgewählte Kreissweeps aufgenommen bei $U = 3\text{ mV}$ und $B = 3\text{ T}$. Auch hier ist ein starker Rückgang des TAMR-Effektes mit steigender Temperatur zu beobachten. Die Symmetrie der Kurven ändert sich ebenfalls deutlich mit der Temperatur. Bei Erhöhung der Temperatur wird die kubische Anisotropiekomponente dominierend, während bei tiefen Temperaturen die uniaxiale Komponente

überwiegt. In (Ga,Mn)As wird jedoch die uniaxiale Komponente der magnetischen Anisotropie immer stärker zu größeren Temperaturen hin (s. Kap. 2.1.3). Daher lässt sich auch hier die Veränderung der $R(\varphi)$ -Symmetrie nicht durch eine Änderung der magnetischen Anisotropie verstehen. Anscheinend spielen hier ebenfalls andere Mechanismen eine entscheidende Rolle. In den B-Sweeps (Abb. 5.17 b)) lässt sich ein entsprechend großer Rückgang der Peakhöhe feststellen. Zusätzlich sind die Magnetowiderstandspeaks bei Erhöhung der Temperatur zu kleineren Feldwerten hin verschoben. Dieses Ergebnis lässt sich jedoch durch eine temperaturbedingte Änderung der magnetischen Anisotropie erklären, die zu einer Änderung der Schaltfelder führen muss. Eine starke Temperaturabhängigkeit wurde ebenso von Rüster et al. an dem Dreilagensystem beobachtet [83] beziehungsweise auch schon von Gould et al. an dem (Ga,Mn)As/AlOx/Au-Element [12] und wird auch von ihren theoretischen Berechnungen zur Zustandsdichteanisotropie vorhergesagt.

Ein Vergleich der Energieskalen von Biasspannung und Temperatur über $e \cdot U \approx k_B T$ zeigt, dass das Absinken des TAMR bei Erhöhung der Temperatur wesentlich schneller abläuft. Bei einer Spannung von 3 mV ist der TAMR-Effekt etwa auf die Hälfte reduziert. Dies würde einer Temperatur von etwa 35 K entsprechen, bei der der TAMR schon komplett verschwunden ist.

5.3.4 Magnetfeldabhängigkeit

Bei den bisher gezeigten Kreissweeps betrug das externe Magnetfeld $B = 3\text{ T}$. Zur magnetischen Sättigung der Probe sollte es aber auch schon ausreichend sein, Felder von $B = 1\text{ T}$ an die Probe anzulegen. Es wurden $R(\varphi)$ -Scans in einem größeren Feldbereich von $B = 1\text{ T} - 9\text{ T}$ durchgeführt. Abbildung 5.18 a) zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Mit steigendem Feldbetrag nimmt der TAMR-Effekt ab. Während die uniaxiale Komponente in 150° -Richtung mit ansteigendem Magnetfeld reduziert wird, bleibt die Komponente in der 60° -Richtung in etwa gleich groß. In Abbildung 5.18 b) ist der maximale TAMR-Effekt in Abhängigkeit vom externen Feld zu sehen. Es lässt sich eine lineare Abhängigkeit feststellen.

Lobenhofer et al. haben die Magnetfeldabhängigkeit von Fe/GaAs/Au-Tunnelkontakten untersucht und ein sehr ähnliches Ergebnis erhalten [105]. Theoretische Berechnungen von Wimmer et al. konnten eine lineare Abhängigkeit bestätigen [106]. Den Berechnungen von Wimmer et al. zu Folge kommt die lineare Abhängigkeit durch Ablenkung von Ladungsträgern in der Barriere zustande. Aufgrund des Magnetfeldes werden Elektronen beim Durchqueren der Barriere abgelenkt und haben

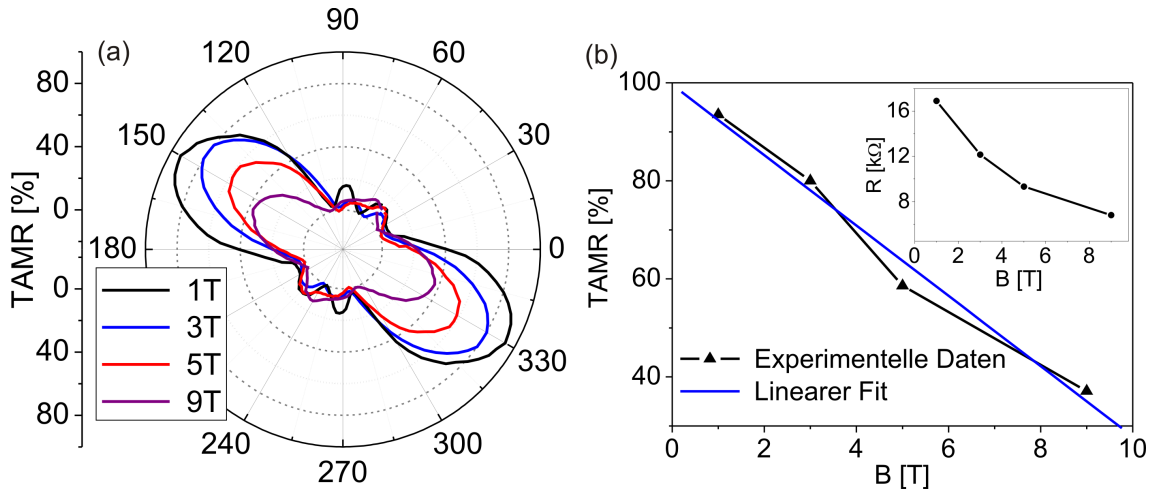


Abbildung 5.18: (a) Kreissweeps bei $U = 3\text{ mV}$, $T = 1,8\text{ K}$ und verschiedenen Beträgen des externen Feldes. (b) Maximale Größe der $R(\varphi)$ -Anisotropie $(R_{\max} - R_{\min})/R_{\min}$ in Abhängigkeit vom Betrag des B-Feldes und Abhängigkeit des Tunnelwiderstands vom Magnetfeld.

dadurch effektiv eine dickere Barriere zu überwinden. Nach Anwendung dieser Änderung der Transmission auf die Rashba- und Dresselhaus-Spinbahnkopplung ergibt sich ein zusätzlicher Term im TAMR-Formalismus, der proportional zum B-Feld und dem Dresselhausparameter γ ist und somit zu einer linearen Abnahme führt. Wimmer sagt voraus, dass dieser Effekt intrinsisch ist für alle Halbleiter-Barrieren mit Zinkblendestruktur, bei denen die Bulk-Inversions-Asymmetrie vorhanden ist. Demnach sollte er also auch in dem hier untersuchten Tunnelsystem auftreten. In dem Modell von Wimmer et al. wird allerdings ein Beitrag der anisotropen Zustandsdichte der (Ga,Mn)As-Elektroden gemäß dem TAMR-Modell von Rüster et al. und eine eventuelle Magnetfeldabhängigkeit dieses Beitrags nicht berücksichtigt. Zudem ist bei den Berechnungen des TAMR nach Wimmer et al. von einem freien Elektronengas und Elektronen als Ladungsträger ausgegangen worden. Diese Bedingungen sind in dem hier untersuchten Tunnelsystem nicht erfüllt, da hier Löcher als Ladungsträger vorhanden sind und eine kompliziertere Struktur der Bänder im (Ga,Mn)As vorliegt, die schwere und leichte Löcher enthält, welche unterschiedlich zum Tunneln beitragen. Eine einfache Übertragbarkeit des TAMR-Modells nach Wimmer et al. auf das hier vorliegende Tunnelsystem ist also nicht möglich. Die Änderung der Transmission von Ladungsträgern durch die Tunnelbarriere aufgrund des Magnetfeldes sollte zu einem quadratischen Anstieg des Tunnelwiderstand bei Erhöhung von B führen [107]. Im Einsatz von Graph 5.18 b) ist der Tunnelwider-

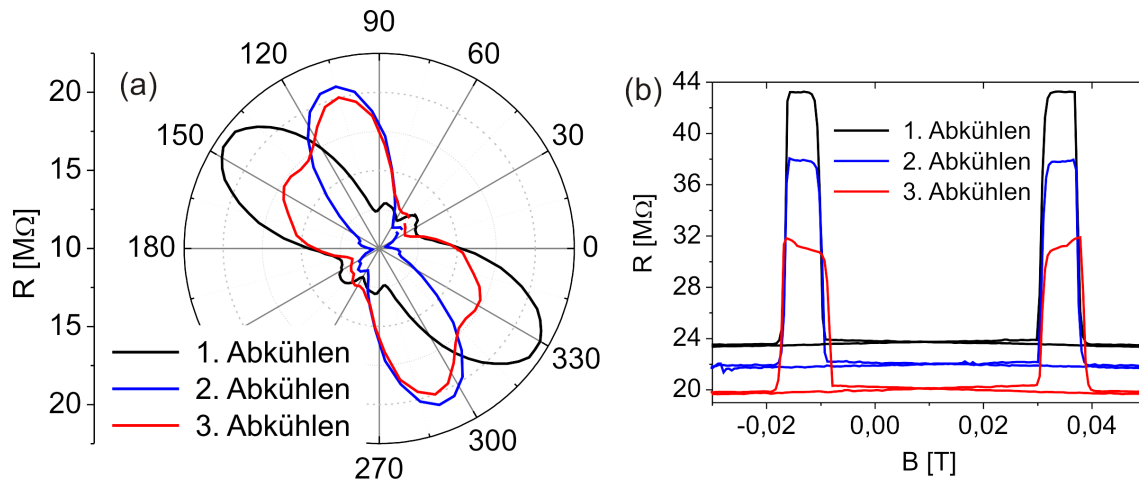


Abbildung 5.19: (a) Kreissweeps des selben Tunnelkontakts unter jeweils den gleichen Parametern ($U = 3\text{ mV}$, $T = 1,8\text{ K}$ und $B = 3\text{ T}$) aber nach verschiedenen Abkühlzyklen und (b) entsprechende B-Sweeps.

stand von Probe 920C in Abhängigkeit vom Widerstand gezeigt. Es ist allerdings ein deutliches Absinken des Widerstandes zu verzeichnen. Dieses Ergebnis lässt darauf schließen, dass der Mechanismus, der zu der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR führt, nicht hauptsächlich oder zumindest nicht ausschließlich, auf der Ablenkung von Ladungsträgern beim Durchtunneln der Barriere basiert.

5.3.5 Abkühlzyklen

Es hat sich gezeigt, dass sowohl die Symmetrie der Kreissweeps als auch die Magnetowiderstandspeaks sowie ebenfalls der Widerstand des Tunnelements von Abkühlzyklus zu Abkühlzyklus unterschiedlich ausfallen. In Abbildung 5.19 a) und b) sind entsprechende Messungen gezeigt, die alle an demselben Tunnelkontakt und unter gleichen Parametern, wie Temperatur, Spannung oder Winkel, aber nach verschiedenen Abkühlprozeduren durchgeführt wurden. Die prinzipiellen Ergebnisse, wie in etwa die Größenordnung der Effekte oder die Winkelabhängigkeit und starke Spannungs- oder Temperaturabhängigkeit des TAMR bleiben erhalten. Einer deutlichen Änderung ist vor allem die Symmetrie der $R(\varphi)$ -Kurven unterlegen (Abb. 5.19 b). Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass nicht nur die magnetische Anisotropie der (Ga,Mn)As-Schichten den Verlauf der Kreissweeps beeinflusst, denn diese sollte sich kaum zwischen verschiedenen Abkühlzyklen ändern. Denkbar wäre, dass hier die Grenzfläche zwischen (Ga,Mn)As und der GaAs-Barriere eine große Rolle spielt.

Wie schon erläutert, ist gerade die Qualität und Beschaffenheit der Grenzfläche sowie der Barriere entscheidend dafür, welche Zustände aus welchen Bändern größtenteils zum Tunnelstrom beitragen. Es ist bekannt, dass (Ga,Mn)As relativ viele Defekte in Form von Mn-Interstitials besitzt (vgl. Kap. 2.1.1). Die Mn-Zwischengitteratome sind nicht fest an das Gitter gebunden und können sich daher relativ leicht bewegen [15]. Es ist also davon auszugehen, dass auch schon bei niedrigen Temperaturen, wie Raumtemperatur, immer eine gewisse Mn-Diffusion stattfindet und sich daher auch von Abkühlzyklus zu Abkühlzyklus die genaue Konfiguration der Mn-Interstitial-Defekte und somit auch die Grenzflächen- und Barrierebeschaffenheit sich leicht ändert.

5.3.6 Vergleich mit Dreilagensystem auf p^{++} -Unterlage

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Dreilagensysteme bestehend aus zwei (Ga,Mn)As-Schichten und einer GaAs-Barriere von unterschiedlichen Wafers untersucht. Dabei sollte vor allem der Übergang zu Dreilagensystemen auf einer kohlenstoffdotierten Unterlage (GaAs:C) den Vorteil bringen, dass der Strom nicht mehr durch die Schichtebene der unteren ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Elektrode geleitet werden muss (vgl. Kap. 5.2.5 und Abb. 5.10 b). Durch diese Veränderung lassen sich AMR-Effekte in der unteren ferromagnetischen Schicht auch bei niederohmigen Tunnelelementen ausschließen. In diesem Abschnitt soll daher kurz auf die Ergebnisse der Tunnelstrukturen vom Ausgangsmaterial C071015C im Vergleich zu den bisherigen Ergebnissen an Dreilagenstrukturen eingegangen werden. Der Schichtaufbau des Wafers C071015C lautet $20\text{ nm (Ga,Mn)As}/6\text{ nm GaAs}/100\text{ nm (Ga,Mn)As}/500\text{ nm GaAs:C}/\text{Substrat}$ (vgl. Tab. 3.1). Zur Strukturierung von Tunnelkontakten ist Verfahren A angewendet worden, das in Kapitel 3.2 beschrieben ist.

In Abbildung 5.20 a) ist die Kennlinie und der Widerstand eines Tunnelelements dargestellt. Die Kennlinie zeigt einen nichtlinearen Verlauf im Bereich sehr kleiner Spannungen. Der Widerstand des Tunnelelements ist mit maximal $R = 140\ \Omega$ sehr gering im Vergleich zu den entsprechenden Werten der im vorigen Abschnitt behandelten Proben und liegt damit eher in der Größenordnung, die auch von Chiba et al. angegeben wird [78].

Die restlichen Graphen in Abbildung 5.20 zeigen winkelabhängige Magnetowiderstandsmessungen bei $T = 1,9\text{ K}$ und $U = 1\text{ mV}$. Bei der Winkelposition $\varphi = 45^\circ$, was der Lage einer leichten Achse entsprechen würde, lässt sich ein Magnetowiderstandspik von 27% verzeichnen. Auch bei allen anderen Winkeleinstellungen, wie zum Beispiel $\varphi = 0^\circ$ und 108° zeigt sich ausschließlich ein positiver Effekt. Bei Win-

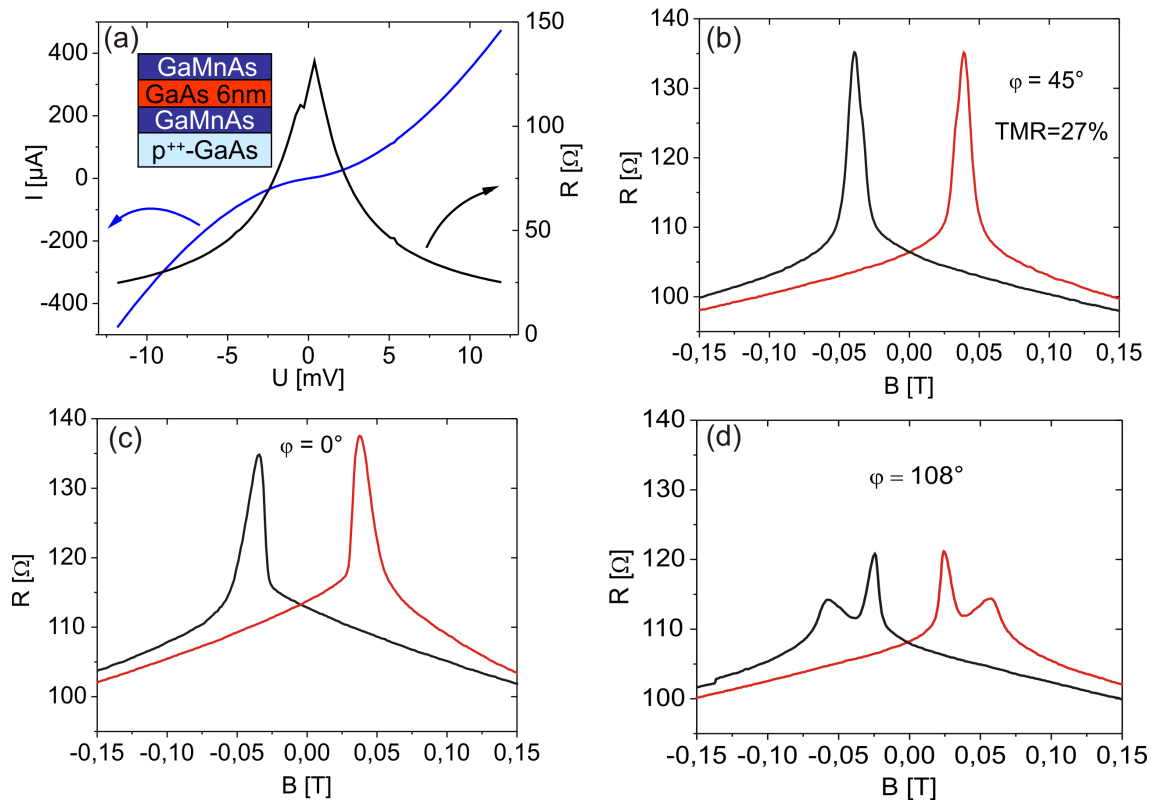


Abbildung 5.20: (a) Kennlinie (blau) und Widerstand in Abhängigkeit von der Spannung bei $T = 1,9 \text{ K}$. (b)-(c) Magnetowiderstandskurven bei unterschiedlichen Orientierungen des Magnetfeldes φ einer Spannung $U = 1 \text{ mV}$ und $T = 1,9 \text{ K}$.

keln, die zwischen der leichten (45° und 135°) und harten Richtung (0° und 90°) liegen, wie zum Beispiel bei $\varphi = 108^\circ$ hat dieser teilweise eine recht komplizierte Form. Die charakteristischen Merkmale eines TAMR-Effektes konnten in den B -Sweeps nicht beobachtet werden, obwohl dieses Tunnelsystem vom Aufbau her dem im vorigen Abschnitt gezeigten bis auf die p⁺⁺-Unterlage gleicht. Allgemein lässt sich die Winkelabhängigkeit gut mit der in Abschnitt 5.2.4 diskutierten vergleichen. Hier wurde ein anisotroper, gewöhnlicher TMR gezeigt, der durch das Ummagnetisierungsverhalten der (Ga,Mn)As-Schichten verursacht wird.

Einige repräsentative Kreissweeps, die an diesem System gemessen wurden, sind in Abbildung 5.21 zu sehen. Hier zeigt sich nun allerdings ein TAMR-Effekt. In allen Kurven ist deutlich eine uniaxiale Anisotropie zu erkennen, die weder durch Variation der Spannung noch durch Erhöhung der Temperatur stark verändert wird. Die maximale Widerstandsänderung von $\text{TAMR} = 5,2\%$ bei $T = 1,8 \text{ K}$ und $U = 3 \text{ mV}$

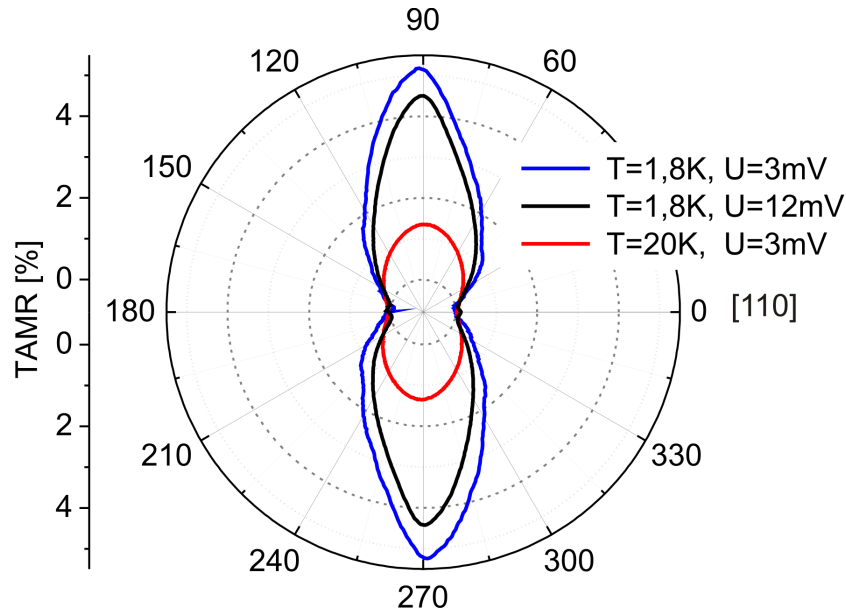


Abbildung 5.21: Kreissweeps bei $B = 1\text{ T}$ und verschiedenen Temperaturen und Spannungen. Die maximale Widerstandsänderung für $T = 1,8\text{ K}$ beträgt $\text{TAMR} = 5,2\%$

ist relativ klein im Vergleich zu den entsprechenden Ergebnissen des vorherigen Dreilagensystems. Bei Erhöhung der Temperatur auf $T = 20\text{ K}$ ergibt sich ein reduzierter TAMR von $1,35\%$. In Abhängigkeit von Spannungen bis zu 12 mV zeigt sich nur eine geringe Änderung der Effektgröße.

Aufgrund der Symmetrie der $R(\varphi)$ -Scans gibt es keinen Widerstandsunterschied zwischen den Winkelpositionen 45° und 135° der beiden leichten Achsen von typischem (Ga,Mn)As zu verzeichnen. Da nach Rüster et al. aber diese Widerstandsdiskrepanz gerade den TAMR-Peak in den B-Sweeps verursacht, wird nun verständlich, warum bei diesem System kein TAMR-Effekt in den Magnetowiderstandskurven zu beobachten war.

Interessanterweise sind die in diesem Abschnitt dargestellten Ergebnisse sehr unterschiedlich im Bezug auf Widerstand, Größe des TAMR-Effekts sowie auch Spannungs- und Temperaturabhängigkeit im Vergleich zum vorherigen Dreilagensystem, obwohl das eigentliche Tunnelsystem ebenfalls aus einer nominell 6 nm dicken GaAs-Barriere umschlossen von zwei (Ga,Mn)As-Elektroden besteht. Anscheinend sind die Eigenschaften des TAMR empfindlich vom Material abhängig und schwierig zu reproduzieren. Es zeigen sich also auch in dieser Arbeit recht kontroverse Ergebnisse, ähnlich wie sie bereits in der Literatur dargestellt werden [78, 83]. Die genauen Ursachen für

solch große Diskrepanzen konnten jedoch leider nicht herausgearbeitet werden. Potentielle Gründe für die starken Abweichungen könnten wachstumsbedingte Schwankungen und damit Unterschiede in der Qualität der Wafer und einzelnen Schichten sein. Ebenso ließe sich spekulieren, im Hinblick auf die Ergebnisse der verschiedenen Abkühlzyklen, dass schon geringe Änderungen der Grenzfläche oder Barriere, zum Beispiel durch Diffusion der Mn-Defekte, eine große Auswirkung auf den Widerstand und die Höhe des TAMR-Effekts haben, sodass unterschiedliche Proben von unterschiedlichen Wafern erst recht andere Ergebnisse liefern. Des Weiteren könnten Verspannungen eine Rolle spielen. Da der Unterbau für das Dreilagensystem in der vorliegenden Arbeit variiert worden ist, lässt sich auch von unterschiedlichen Verspannungen in den nachfolgenden Schichten ausgehen. Im TAMR-Modell von Gould et al. wurde die Anisotropie im Tunnelwiderstand gerade durch das Einführen einer kleinen, zusätzlichen uniaxialen Verspannung von 0,1% verursacht, sodass denkbar wäre, dass schon geringe Änderungen der mechanischen Spannung in der Schichtebene entscheidende Auswirkungen auf das Auftreten des TAMR haben.

5.4 (Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/p⁺⁺-Tunnelsystem

Bisher sind in dieser Arbeit ausschließlich Messungen an Dreilagensystemen vorgestellt worden, die aus zwei ferromagnetischen Elektroden bestehen. Ein besonderes Interesse am TAMR besteht allerdings darin, dass ein TMR-ähnliches Signal auch ohne die zweite ferromagnetische Elektrode möglich ist. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit Tunnelelemente mit nur einer (Ga,Mn)As-Elektrode hinsichtlich des TAMR untersucht.

In diesem Kapitel werden TAMR-Messungen an drei verschiedenen Materialien gezeigt, die jeweils nur eine (Ga,Mn)As-Schicht enthalten und unterschiedliche (Al,Ga)As-Barrieren aufweisen. Dabei ist hier zum ersten Mal ein Tunnelsystem hinsichtlich des TAMR-Effekts untersucht worden, dass komplett aus epitaktischen Halbleiter-Schichten aufgebaut ist und nur einen Ferromagneten enthält. Als untere Elektrode wurde anstatt des (Ga,Mn)As eine kohlenstoffdotierte p⁺⁺-GaAs Unterlage verwendet. Das neue Probandesign bringt zusätzlich den Vorteil, dass andere Effekte wie der AMR und auch der TMR völlig ausgeschlossen werden können. Ein AMR-Effekt kann nämlich nun nicht mehr auftreten, da die Stromzuleitung zum Tunnelkontakt in der nichtmagnetischen p⁺⁺-Schicht bewerkstelligt wird und ansonsten der Strompfad durch das Tunnelelement immer senkrecht zum in-plane Magnetfeld steht. Ein Beitrag durch den TMR-Effekt kann aufgrund der fehlenden zweiten ferromagnetischen Elektrode nicht vorkommen.

5.4.1 Charakterisierung der Tunnelkontakte

Die drei untersuchten Tunnelsysteme unterscheiden sich in ihren Barriereneigenschaften. Wafer C080624A, beziehungsweise Probe 624A1, enthält eine 8 nm dicke AlAs-Barriere (s. Tabelle 3.1). Dieser Wafer wurde inklusive der AlAs-Barriere unter Hochtemperatur-Bedingungen ($\approx 580^\circ\text{C}$) in der D-Kammer der MBE-Anlage gewachsen und anschließend direkt in die Spintronik-Kammer transferiert, ohne dass die Oberfläche der Atmosphäre ausgesetzt war. Anschließend wurde die (Ga,Mn)As-Schicht gewachsen. Ein Transfer des Wafers ist notwendig gewesen, da die kohlenstoffdotierte Schicht nicht in der gleichen Kammer wie die (Ga,Mn)As-Schicht gewachsen werden konnte. Vergleichbar ist Wafer C080807A, kurz als Probe 807A1 bezeichnet, hergestellt worden mit dem einzigen Unterschied, dass hier die Breite der AlAs-Barriere nur 4 nm beträgt. Bei Probe 507B1 von Wafer C080507B ist eine andere Vorgehensweise zum Transfer angewendet worden. Dieser Wafer wurde zum Transfer zwischen den Kammern aus der MBE-Anlage ausgeschleust. Die

$\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ -Barriere ist vor dem Ausschleusen mit einem As-Cap versehen worden, um die Oberfläche vor Oxidation zu schützen. Das As-Cap wurde nach dem Einschleusen in die Spintronik-Kammer durch Abheizen entfernt, sodass wieder eine saubere $(\text{Al,Ga})\text{As}$ -Oberfläche entsteht, auf der das $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Wachstum folgen kann. Da sich herausgestellt hat, dass auch eine relativ dicke As-Schutzschicht recht schnell bei Raumtemperatur abdampfen kann oder zumindest löchrig werden kann [108], wird bei Probe 507B1 eine schlechtere Qualität der Grenzfläche vermutet, die eventuell Oxide und andere unerwünschte Verbindungen enthält. Der Vorteil der As-Capping Methode besteht darin, dass hierbei der Wachstumshalter zwischen den beiden Kammern gewechselt werden kann und daher keine aufwendige Reinigung des Probenhalters aus der D-Kammer notwendig ist. Zusätzlich ist bei dieser Probe der Al-Gehalt in der Barriere variiert worden, der nun nur noch 80% beträgt, wobei die Barriere eine Breite von 6 nm aufweist.

Die Strukturierung von Tunnelkontakten ist anhand von Verfahren B (s. Kap. 3.3) durchgeführt worden, sodass der Durchmesser der Tunnelelemente $30\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $50\text{ }\mu\text{m}$ beträgt.

Zur Charakterisierung der drei Ausgangsmaterialien sind in Abbildung 5.22 einige magnetische und elektrische Messungen gezeigt. Die magnetischen Messungen sind an unstrukturierten Proben (624Au, 807Au, 507Bu) der Größe $4 \times 4\text{ mm}^2$ durchgeführt worden. Graph a) zeigt SQUID-Messungen des magnetischen Moments $m(T)$ normiert auf den Wert bei 15 K . Aus den $m(T)$ -Kurven sind die Curie-Temperaturen T_C als Wendepunkte bestimmt worden. Die höchste Curie-Temperatur wurde für die Probe 624Au mit $T_C = 74\text{ K}$ erzielt, die niedrigste für Probe 807Au mit $T_C = 54\text{ K}$. Probe 507Bu hat eine Curie-Temperatur von $T_C = 64\text{ K}$. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass diese Proben ebenso, wie die Proben für Magnetotransportmessungen nicht annealed wurden, wodurch sich die Curie-Temperatur deutlich steigern ließe, aber vermutlich die Reinheit der Barriere und die Qualität der Grenzfläche durch Diffusion von Mn-Interstitials abnehmen würde.

Die Graphen 5.22 b)- d) zeigen $I(U)$ -Kennlinien von strukturierten Tunnelkontakten der jeweiligen Materialien. Die elektrischen Messungen wurden in einer 4-Punkt-Geometrie durchgeführt. Innerhalb der Graphen ist die entsprechende Schichtabfolge skizziert. Alle Kennlinien zeigen einen nichtlinearen Verlauf, wie es charakteristisch für Tunneln ist. Probe 624A1 zeigt eine deutlich asymmetrische $I(U)$ -Kurve. Der maximale Widerstand des Tunnelements beträgt $R = 1,3\text{ M}\Omega$. Die Asymmetrie der Kennlinie lässt sich dadurch begründen, dass die Tunnelstruktur ebenfalls asymmetrisch aufgebaut ist. Während sich auf der oberen Seite der AlAs-Barriere eine $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht anschließt, befindet sich auf der unteren Seite das wesentlich

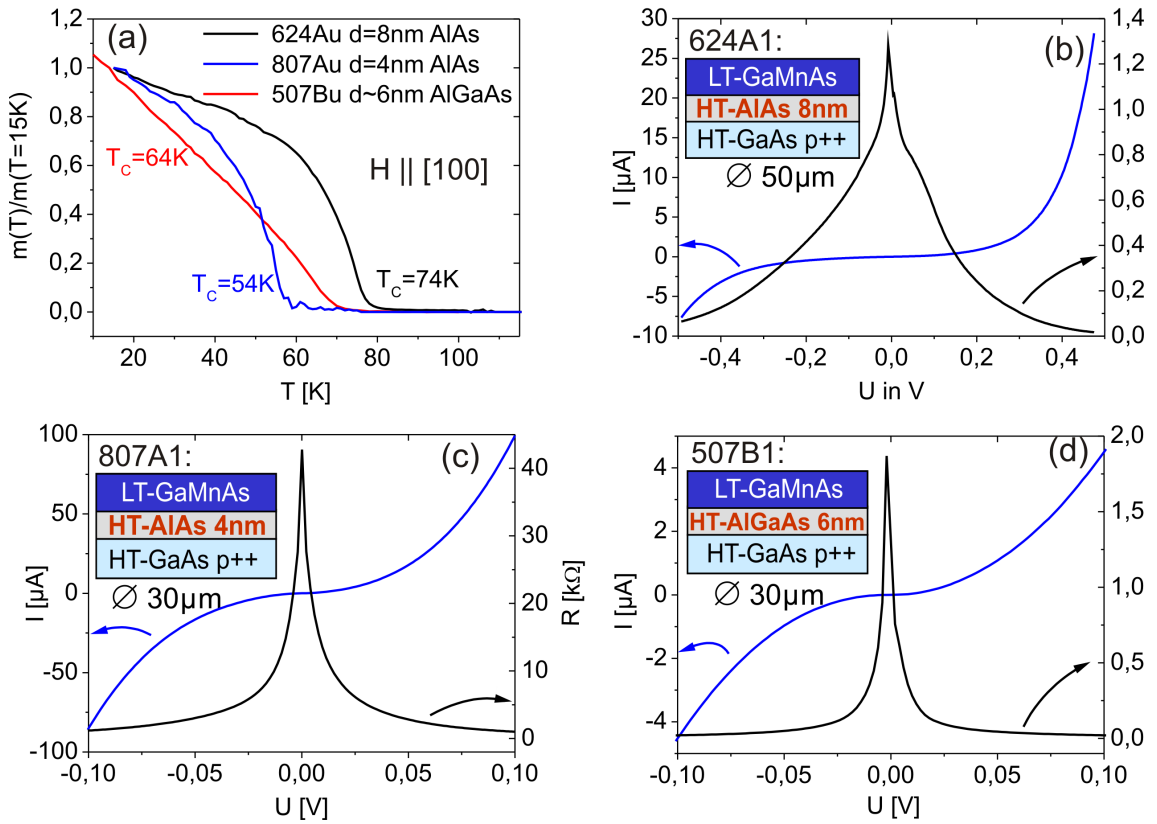


Abbildung 5.22: (a) $m(T)$ zur Bestimmung von T_C . (b)-(c) Kennlinien der verschiedenen Tunnelkontakte bei $T = 4, 2\text{ K}$. Die laterale Abmessung der Tunnelkontakte variiert zwischen $50\text{ }\mu\text{m}$ und $30\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser. Die Schichtabfolge der Proben ist jeweils schematisch dargestellt.

geringer dotierte p⁺⁺-GaAs. Im Gegensatz dazu zeigen die anderen Graphen 5.22 c) und d) einen geringer ausgeprägten asymmetrischen Verlauf. Probe 807A1 (Graph 5.22 c) hat einen um mehrere Größenordnungen geringeren Widerstand von bis zu $R = 43\text{ k}\Omega$. Da die Barriere mit 4 nm hier im Vergleich zu 624A1 nur halb so dick ist, erscheint dieses Ergebnis sinnvoll. Bei Probe 507B mit $d = 6\text{ nm}$ beträgt der maximale Widerstand $R = 1,9\text{ M}\Omega$. Da die laterale Ausdehnung des Tunnелеlements hier jedoch nur $30\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, während sie $50\text{ }\mu\text{m}$ bei Probe 624A1 ist, muss zum direkten Vergleich der Widerstandswerte noch ein Größenfaktor von 2,77 in Betracht gezogen werden. Danach ergibt sich ein etwa halb so großer Maximalwert wie für Probe 624A1. Die Widerstandswerte und Kennlinien der unterschiedlichen Tunnelkontakte passen also in sich recht gut zueinander.

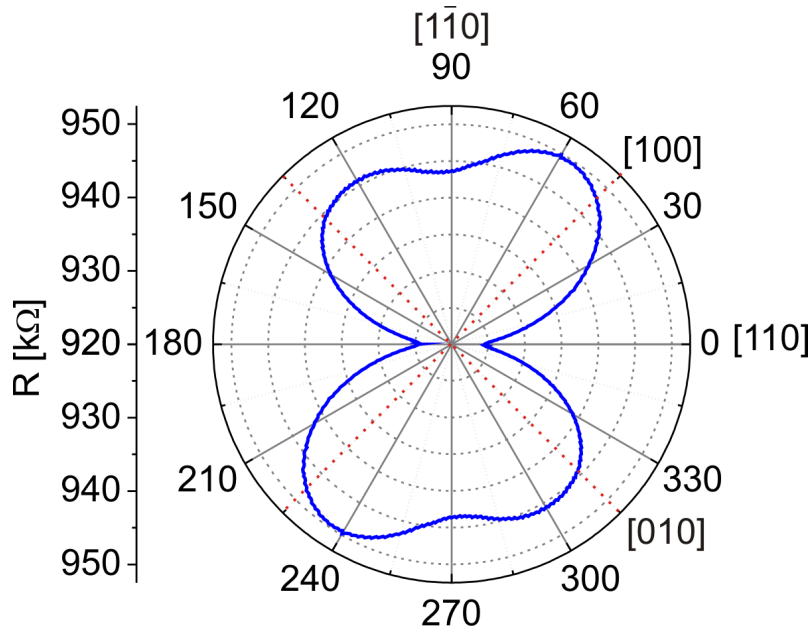


Abbildung 5.23: Kreissweep bei $B = 1\text{ T}$, $T = 4,2\text{ K}$ und $U = 20\text{ mV}$ an Probe 624A1. Die Größe der Anisotropie beträgt $\text{TAMR} = 2,7\%$.

Abbildung 5.23 zeigt einen ersten Kreissweep der Probe 624A1 bei den Parametern $T = 4,2\text{ K}$ und $U = 20\text{ mV}$. Der Betrag des Magnetfeldes war $B = 1\text{ T}$. Es zeigt sich deutlich eine Anisotropie im Widerstand bezüglich der Richtung des Magnetfeldes. Die Größe des Effektes beträgt $\text{TAMR} = 2,7\%$. Die Anisotropie der Kurve lässt sich als Überlagerung aus mehreren uniaxialen und biaxialen Beiträgen verstehen. Zunächst gibt es einen großen uniaxialen Beitrag in die $[1\bar{1}0]$ -Richtung überlagert mit einer kleineren kubischen Komponente in $[100]$ - beziehungsweise $[010]$ -Richtung und einem weiteren kleinen uniaxialen Beitrag entlang etwa $[100]$, der einen Widerstandsunterschied zwischen $[100]$ und $[010]$ hervorruft. Diese Widerstandsdiskrepanz soll nach Gould et al. verantwortlich sein für das Auftreten eines TAMR-Peaks [12] und soll in einem späteren Teil der Arbeit noch einmal aufgegriffen werden.

5.4.2 Spannungsabhängigkeit des TAMR

Von allen Proben der unterschiedlichen Materialien wurden Kreissweeps bei verschiedenen negativen und positiven Spannungen gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Um einen besseren Überblick über den Verlauf der einzelnen Kurven zu gewährleisten, wurden hier die Kreissweeps nicht in einem Polarplot

dargestellt, sondern in einem gewöhnlichen xy-Graphen mit einem Winkelausschnitt von 180°. Der Winkel bezieht sich entsprechend der vorigen Kapitel und Abb. 5.9 a) auf die [110]-Richtung.

Es zeigt sich bei allen Proben eine Abhängigkeit des TAMR von der Spannung. Ähnlich wie im Kapitel 5.3.3 bei Probe 920C ändert sich nicht nur die Höhe des TAMR-Effekts mit der Spannung, sondern auch die Symmetrie der Kurven. Wie bereits in Abschnitt 5.3.3 diskutiert wurde, kann diese Spannungsabhängigkeit nicht durch Änderungen der magnetischen Anisotropie erklärt werden, da sich diese erst bei wesentlich höheren Spannungen verändern lässt.

Betrachtet man zunächst nur die Kreissweeps der Proben 624A1 und 807A1 (5.24 a) - d)) so fällt auf, dass mit ansteigender Spannung bei beiden Proben die kubische Komponente gegenüber der uniaxialen stärker abnimmt, sodass für hohe negative oder positive Spannungen eine ausgeprägtere uniaxiale Anisotropie vorliegt. Im Kapitel 5.3.3 wurde im Gegensatz dazu eine biaxiale Anisotropie bei hohen Spannungen beobachtet. Es scheint also keinen allgemeingültigen Trend in der Spannungsabhängigkeit zu geben, außer dass die Größe des TAMR mit ansteigender Spannung abnimmt. Des Weiteren lässt sich beobachten, dass die maximale Höhe des TAMR-Effekts bei den beiden Tunnelementen mit der AlAs-Barriere nur etwa 3% erreicht und damit deutlich kleiner ausfällt als der maximale TAMR-Effekt von Probe 920C mit einer GaAs-Barriere und zwei (Ga,Mn)As-Elektroden. Eine Begründung für den wesentlich kleineren TAMR wird das Vorhandensein von nur einer (Ga,Mn)As-Elektrode sein. Da der Tunnelwiderstand vom Produkt der Zustandsdichten der Elektroden abhängt, ist es verständlich, dass größere anisotrope Effekte auftreten, wenn beide Zustandsdichten anisotrop sind. Da die Kohlenstoff dotierte Elektrode nicht magnetisch ist, sollte hier keine Anisotropie in der Zustandsdichte auftreten.

In Graph (a) lässt sich bei einer Spannung von $U = -150 \text{ mV}$ ein Umklappen der TAMR-Kurve beobachten. Zwischen $U = -100 \text{ mV}$ und -150 mV hat sich das Vorzeichen des TAMR-Effekts geändert, so dass man bei $U = -150 \text{ mV}$ einen negativen TAMR von etwa $-0,5\%$ erhält. Ein sehr ähnliches Umklappen der Widerstandsanisotropie ist auch von Moser et al. am Fe/GaAs/Au-System gezeigt worden und wurde hier durch die Spannungsabhängigkeit des Rashba-Parameters erklärt [89] (vgl. Kap. 2.6). Wie schon erwähnt, ist die Anisotropie des Tunnelwiderstands resultierend aus der Rashba und Dresselhaus Spin-Bahn-Wechselwirkung intrinsisch für Barrieren mit Zinkblendestruktur und verursacht eine C_{2v} -Symmetrie [106]. Demnach ist auch in dem hier behandelten Tunnelsystem von einem solchen Beitrag auszugehen. Vermutlich ergibt sich der TAMR von (Ga,Mn)As-basierten Tunnel-

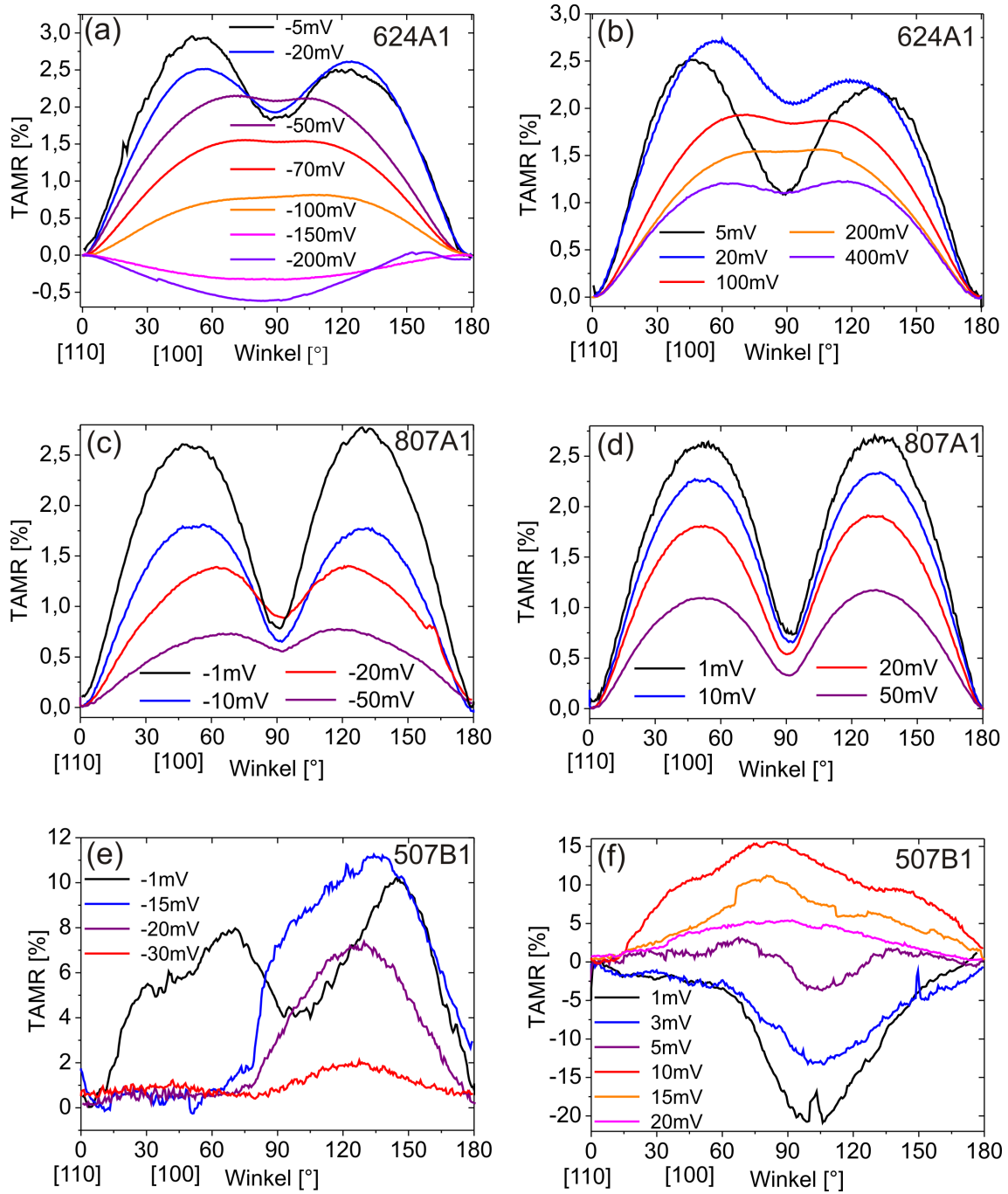


Abbildung 5.24: Kreissweeps bei negativen (linke Seite) und positiven Spannungen (rechte Seite) an Probe 624A1 (a) und (b) darunter für Probe 807A1 ((c), (d)) und unten an Probe 507B1 ((e),(f)). Alle gezeigten Messungen wurden bei $T = 4,2\text{ K}$ und $B = 1\text{ T}$ durchgeführt.

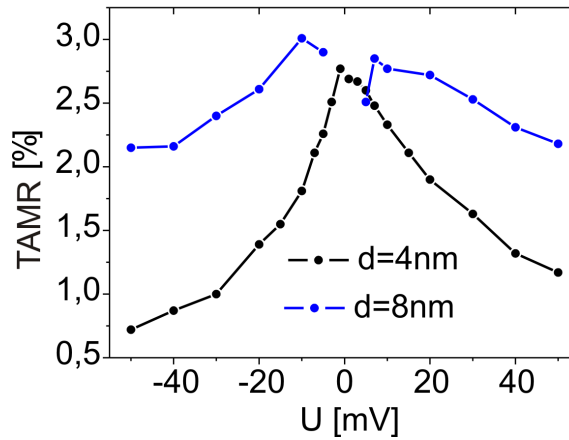


Abbildung 5.25: Spannungsabhängigkeit der maximalen TAMR-Werte für Probe 624A1 ($d = 8\text{ nm}$) und Probe 807A1 ($d = 4\text{ nm}$).

strukturen als eine Art Überlagerung zweier Effekte, zum einen der Anisotropie in der Zustandsdichte des (Ga,Mn)As und zum anderen der Rashba und Dresselhaus Spin-Bahn-Wechselwirkung in der Barriere. Um eine Spannungsabhängigkeit des hier untersuchten Tunnelsystems zu modellieren, müssten also beide Beiträge zum TAMR betrachtet werden. Wie schon erwähnt, ist allerdings eine einfache Übertragung des Rashba und Dresselhaus TAMR-Modells auf das vorliegende Tunnelsystem nicht möglich (s. Kap. 5.3.4), da dieses Modell von einem freien Elektronengas ausgeht und somit die kompliziertere Bandstruktur von (Ga,Mn)As vernachlässigt. Zudem ist über die Spannungsabhängigkeit der Zustandsdichteanisotropie nach Gould et al. nichts bekannt. Daher ist es zu diesem Zeitpunkt nicht möglich theoretische Vorhersagen zur Spannungsabhängigkeit des TAMR zu machen. Ein negativer TAMR-Effekt soll jedoch auch nach den TAMR-Berechnungen von Gould et al. [12] je nach Mn- bzw. Lochkonzentration möglich sein. Über einen Vorzeichenwechsel des TAMR in Abhängigkeit von der Spannung ist jedoch nichts berichtet worden.

Bei Probe 807A1 mit der 4 nm -dicken AlAs-Barriere konnte kein Vorzeichenwechsel des TAMR festgestellt werden. Da diese Probe allerdings einen wesentlich geringeren Widerstand besitzt als Probe 624A1, konnte hier auch nur in einem kleineren Spannungsbereich gemessen werden, um eine Zerstörung der Probe zu verhindern. Außerdem wird der Zuleitungswiderstand mit ca. $600\ \Omega$ bei größeren Spannungen groß gegen den Widerstand des Tunnелеlements.

In Abbildung 5.25 sind die maximalen Werte des TAMR für beide Proben mit AlAs-Barriere in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. Es zeigt sich, dass die Ab-

nahme des TAMR mit ansteigender Spannung bei dünnerer Barriere steiler verläuft. Die Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts scheint demnach von der Barrierendicke beeinflusst zu werden. Der maximale TAMR-Effekt ist jedoch im Rahmen von Schwankungen verschiedener Proben in etwa gleich und scheint nicht von der Breite der Barriere abzuhängen.

Probe 507B1 mit einer 6 nm dicken $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ -Barriere (s. Graphen 5.24 e) und f)) zeigt im Vergleich zu den vormals diskutierten Kurven ein wesentlich komplexeres Verhalten. In den Kreissweeps lässt sich keine einfache Symmetrie erkennen. Auch die Änderung der Widerstandsanisotropie mit der Spannung scheint eher willkürlich zu sein. Zudem lässt sich ein Vorzeichenwechsel der TAMR-Kurven verzeichnen, so dass man bei kleinen positiven Spannungen einen negativen Effekt erhält und bei größeren positiven Spannungen ab circa $U = 10\text{ mV}$ einen positiven. Die maximale Größe des TAMR ist hier mit bis zu -20% jedoch um fast eine Größenordnung größer als bei den AlAs-Tunnelkontakten. Die Kreissweeps von Probe 507B1 sind allerdings innerhalb verschiedener Abkühlzyklen nicht reproduzierbar. Während sich bei den Proben mit AlAs-Barriere von Abkühlzyklus zu Abkühlzyklus nur marginale Änderungen in den TAMR-Kurven ergeben, die vor allem den kleinen Beitrag der uniaxialen Anisotropie in $[100]$ -Richtung betreffen, kommt es bei den Proben mit $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ -Barriere zu entscheidenden Veränderungen nicht nur in der Größe des TAMR sondern auch in der Symmetrie der Kurven. In diesen Ergebnissen zeigt sich also wiederum die empfindliche Abhängigkeit des TAMR vom Proben, beziehungsweise Barrierenmaterial, wie sie ähnlich auch schon im vorigen Kapitel festgestellt worden ist.

5.4.3 Temperaturabhängigkeit

Die Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts von Probe 624A2 ist in Abbildung 5.26 zu sehen. Graph 5.26 a) zeigt Kreissweeps für einen Temperaturbereich von 2 K bis 35 K . Es lässt sich feststellen, dass sich wiederum nicht nur die Größe des TAMR-Effekts mit ansteigender Temperatur reduziert, sondern auch die Symmetrie sich verändert. Bei tiefen Temperaturen ist die kubische Komponente stärker vorhanden, die zu höheren Temperaturen hin zunehmend verschwindet. Ein sehr ähnliches Verhalten sollte auch die magnetische Anisotropie der $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Schicht zeigen. Wie im Grundlagenteil 2.1.3 der Arbeit erläutert, wird der uniaxiale Anteil der magnetischen Anisotropie mit steigender Temperatur immer dominanter, bis etwa ab einer Übergangstemperatur von $T_c/2$ eine uniaxiale Anisotropie vorliegt. Die Curie-Temperatur des Ausgangsmaterials wurde zu 74 K bestimmt, weswegen man

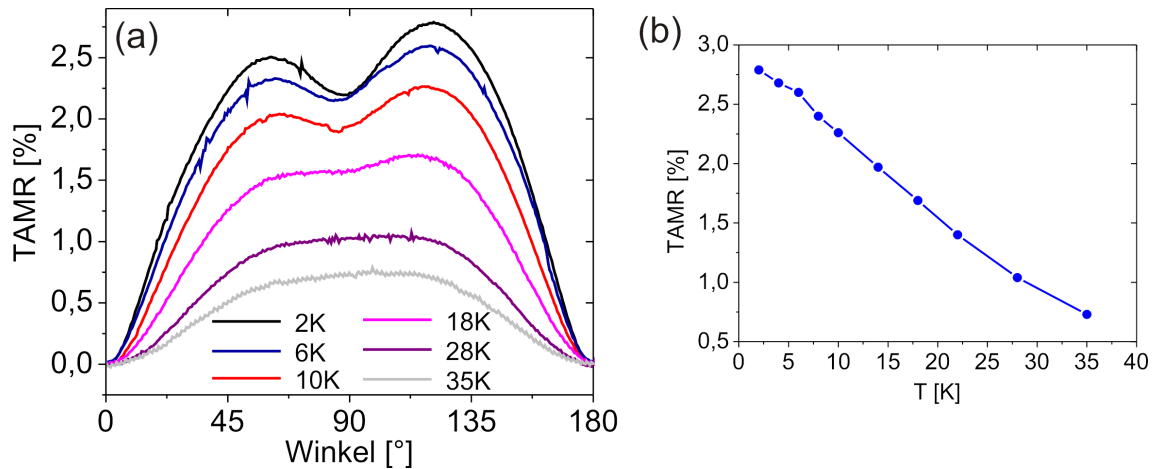


Abbildung 5.26: (a) Kreissweeps bei $U = 20 \text{ mV}$ gemessen an Probe 624A2 für Temperaturen von 2 K bis 35 K . (b) Maximaler TAMR-Effekt aus (a) in Abhängigkeit von der Temperatur.

bei $T = 35 \text{ K}$ schon in etwa die Übergangstemperatur zur uniaxialen magnetischen Anisotropie erreicht hat. Die beobachteten Entwicklungen in den Anisotropien des Tunnelwiderstands könnten also hier eventuell ihre Ursache in der magnetischen Anisotropie haben.

Abbildung 5.26 b) zeigt die Abnahme des maximalen TAMR-Effekts, bestimmt aus den Kreissweeps in Abhängigkeit von der Temperatur. Es zeigt sich vor allem im Bereich kleinerer Temperaturen annähernd ein linearer Verlauf. Eine lineare Temperaturabhängigkeit vom TAMR hat auch Lobenhofer [105] am Fe/GaAs/Au-Tunnelsystem experimentell beobachtet. Im Rashba und Dresselhaus TAMR-Modell spielt vor allem die Temperaturabhängigkeit der Spin-Bahn-Wechselwirkung eine Rolle. Hierzu gibt es jedoch noch keine konkreten theoretischen Berechnungen.

5.4.4 B-Sweeps bei kleinen B-Feldern

Magnetowiderstandssweeps bei kleinen Magnetfeldern sollten nach Gould et al. [12] einen TAMR in Form von TMR-ähnlichen Peaks zeigen. Ein Beitrag durch den TMR ist hier ausgeschlossen, da in dem Dreilagensystem die zweite ferromagnetische Elektrode fehlt. Daher kann das Auftreten von Magnetowiderstandspeaks direkt dem TAMR-Effekt zugeschrieben werden. In Abbildung 5.27 sind B-Sweeps von Probe 624A1 und 507B1 bei zwei verschiedenen Orientierungen des Magnetfeldes gezeigt. Es zeigt sich ein positiver Magnetowiderstandspeak bei $\varphi = 150^\circ$ und ein Peak mit

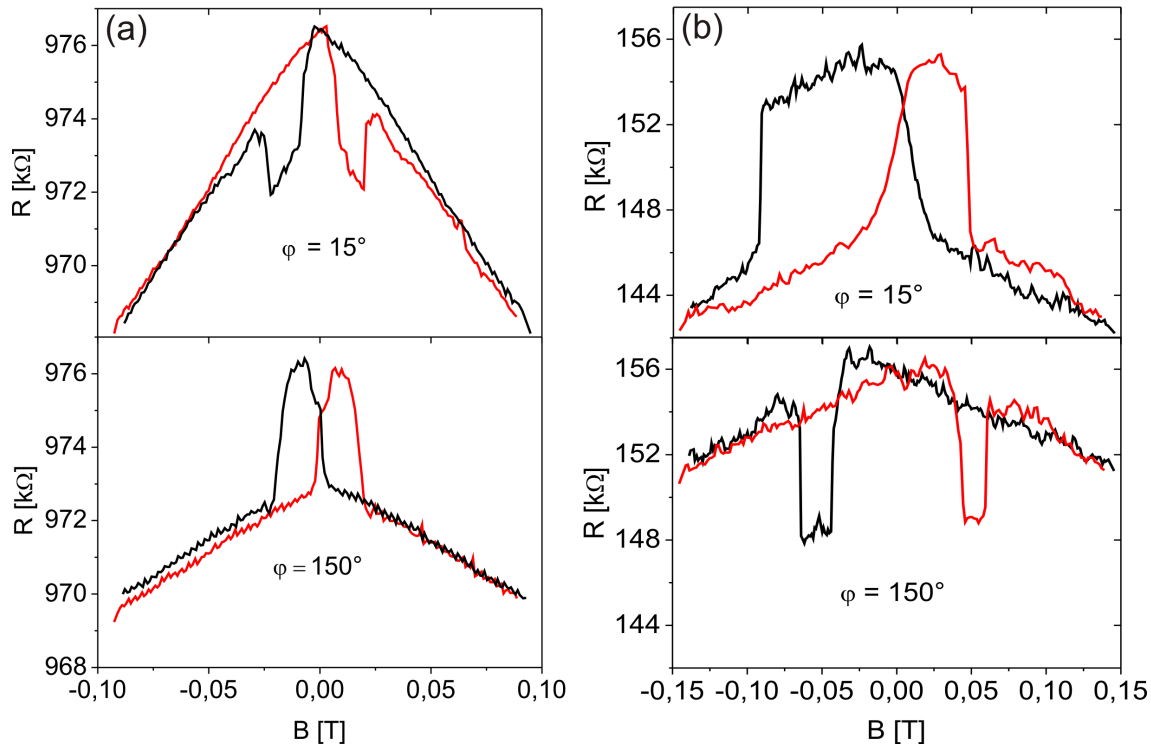


Abbildung 5.27: (a) B-Sweeps bei unterschiedlichen Winkeln $\varphi = 15^\circ$ und $\varphi = 150^\circ$ des Magnetfeldes und $U = 20 \text{ mV}$ sowie $T = 4,2 \text{ K}$ von Probe 624A1. (b) Entsprechende B-Sweeps bei $U = -20 \text{ mV}$ und $T = 4,2 \text{ K}$ von Probe 507B1. Der TAMR-Peak beträgt etwa 6%.

negativen Vorzeichen bei $\varphi = 15^\circ$ in Abb. 5.27 a) und umgekehrt für Probe 507B1 in Abb. 5.27 b). Ein Vorzeichenwechsel des Peaks findet etwa bei 90° und 180° statt. Damit fügen sich die Beobachtungen sehr schön in das TAMR-Modell von Gould et al. ein und lassen den Schluss zu, dass der Magnetowiderstandsspeak durch die Kombination aus zweistufiger Magnetisierungsumkehr und anisotropen Tunnelwiderstand entsteht.

Notwendig für das Auftreten der TAMR-Peaks sollte Gould et al. zu Folge ein Widerstandsunterschied zwischen der $[100]$ - und $[010]$ -Richtung sein. Ausgehend von den Kreissweeps sollte sich also eine Aussage darüber machen lassen, ob ein TAMR-Peak auftritt und ob er negativ oder positiv ist. Dies lässt sich anhand der Messdaten sehr schön bestätigen. Wie in Abbildung 5.24 c) und d) zu sehen ist, sind die Kreissweeps von Probe 807A1 sehr symmetrisch und besitzen keinen zusätzlichen uniaxialen Anisotropiebeitrag in eine leichte Achse, der einen Widerstandsunterschied hervorrufen

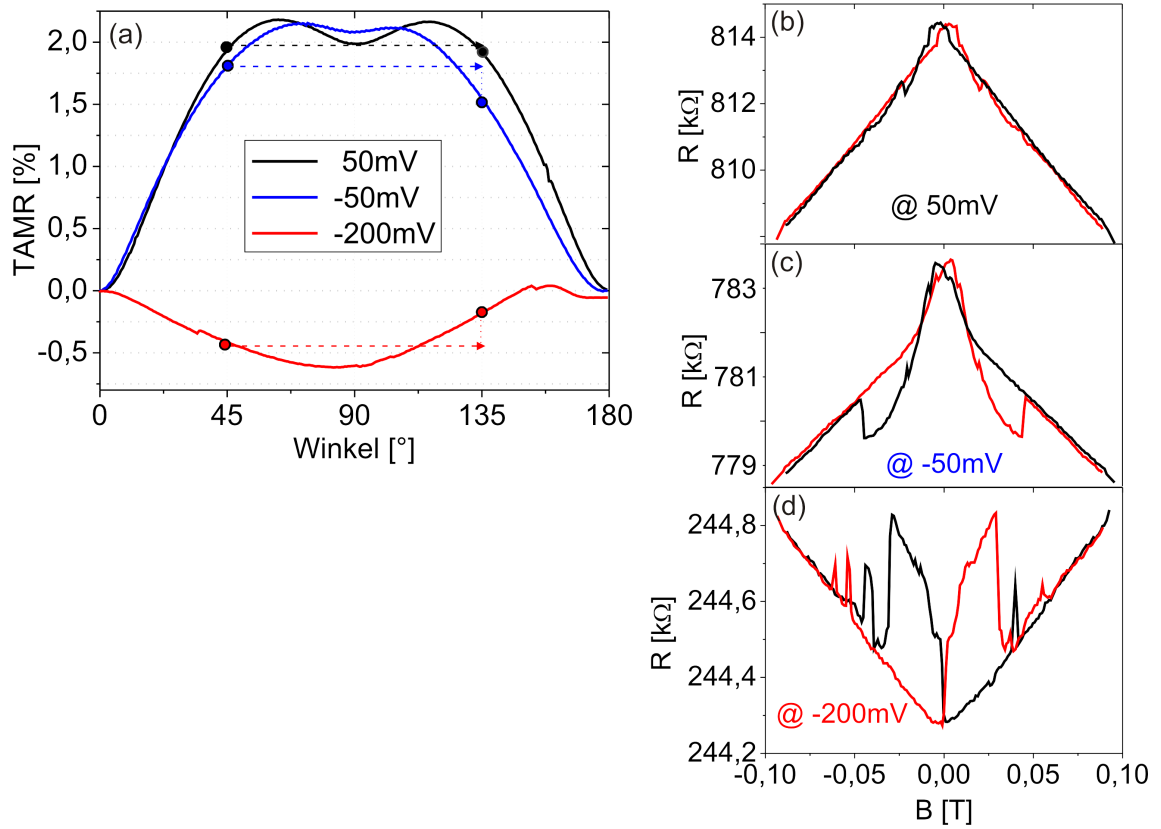


Abbildung 5.28: (a) Kreissweeps dreier unterschiedlicher Spannungen von Probe 624A1 bei $T = 4, 2\text{ K}$. Die Punkte markieren die [100]- bzw. [010]-Richtung (leichte Achsen). Die gestrichelten Pfeile vergleichen die Widerstandsniveaus der markierten Winkelpositionen. (b)-(d) B-Sweeps unter einem Winkel von $\varphi = 15^\circ$ und $T = 4, 2\text{ K}$.

würde. Demzufolge konnten bei Probe 807A1 auch keine TAMR-Peaks bei Messungen in kleinen B-Feldern festgestellt werden. Da sich die Symmetrie der Kreissweeps mit der Spannung ändert, lässt sich entsprechend auch eine Änderung des TAMR-Peaks erwarten. In Abbildung 5.28 sind zum Vergleich einige Kreissweeps von Probe 624A1 bei unterschiedlichen Spannungen und die dazu äquivalenten B-Sweeps gezeigt. In den Kreissweeps sind die Winkelpositionen der [100]- und [010]-Richtung markiert. Ein Pfeil vergleicht die Widerstandsniveaus der beiden markierten leichten Achsen. Die schwarze Kurve für 50 mV zeigt kaum eine Widerstandsdiskrepanz und entsprechend lässt sich in Graph 5.28 b) auch kaum ein TAMR-Peak ausmachen. Hingegen zeigt der Kreissweep bei -50 mV eine negative Änderung des Widerstan-

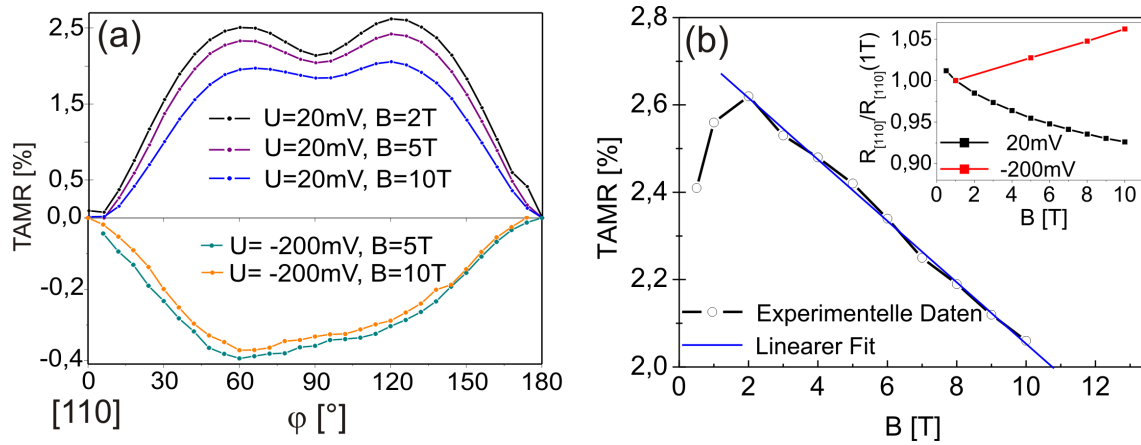


Abbildung 5.29: (a) Kreissweeps bei $U = 20 \text{ mV}$, bzw. $U = -200 \text{ mV}$ und $T = 4,2 \text{ K}$ gemessen an Probe 624A3. (b) TAMR in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Ab einem Feld von $B = 2 \text{ T}$ können die Messwerte durch eine Gerade angefitet werden. Innerhalb des Graphen ist die Abhängigkeit des Tunnelwiderstands vom B-Feld für verschiedene Spannungen gezeigt.

des und die rote Kurve für -200 mV eine positive Widerstandsdifferenz, weswegen in Graph 5.28 c) ein negativer Peak und in 5.28 d) ein positiver TAMR-Peak zu beobachten sind. Das Vorzeichen des TAMR-Peak in den B-Sweeps ist also nicht nur von der Orientierung des Magnetfeldes sondern auch von der Spannung abhängig. Dieses Resultat macht den TAMR-Effekt noch vielseitiger und interessanter für mögliche Anwendungen.

5.4.5 Magnetfeldabhängigkeit

Die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR ist bei $T = 4,2 \text{ K}$ mit Hilfe des drehbaren Probenhalters (s. Kap. 4.2) gemessen worden. In Abbildung 5.29 sind einige Kreissweeps bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken zu sehen. Es lässt sich gut erkennen, dass mit zunehmendem B-Feld die Größe des TAMR abnimmt. Die Symmetrie der Kurven ändert sich nicht. In Abbildung 5.29 b) ist der maximale TAMR-Effekt in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke gezeigt. Hier lässt sich beobachten, dass zunächst der TAMR ansteigt und dann ab $B = 2 \text{ T}$ annähernd linear abfällt. Hier zeigt sich also, sehr gut vergleichbar zu den Ergebnissen in Kapitel 5.3.4, ebenfalls eine lineare Abhängigkeit des TAMR von der Magnetfeldstärke. Diese tritt auch, wie schon erwähnt, bei Lobenhofer an dem System Fe/GaAs/Au [105] auf und soll

nach Wimmer et al. [106] aus der Ablenkung der Ladungsträger in der Barriere und der damit verbundenen veränderten Transmission resultieren. Lobenhofer hat jedoch auch beobachtet, dass bei negativem TAMR, dieser linear verstärkt wird, also betragsmäßig linear zunimmt zu größeren B-Feldern hin. Dies konnte an der hier untersuchten Probe nicht beobachtet werden. So ergab sich zum Beispiel auch bei $U = -200 \text{ mV}$ eine leichte Abnahme des Betrages des TAMR von 0,41% bei $B = 1 \text{ T}$ zu 0,37% bei $B = 10 \text{ T}$ (s. Abb. 5.29). Es besteht also keine komplette Übereinstimmung mit den Berechnungen von Wimmer et al. zur Magnetfeldabhängigkeit. In diesen Berechnungen ist allerdings auch nicht die (Ga,Mn)As-Elektrode und eine eventuelle Zustandsdichteanisotropie ihrerseits mit einbezogen worden. Innerhalb des Graphen 5.29 b) ist zusätzlich der Widerstand des Tunnelements in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke dargestellt. Es zeigt sich interessanterweise eine Abnahme von R für positive Spannungen und eine Zunahme bei $U = -200 \text{ mV}$. Es konnte also wiederum kein quadratischer Anstieg von $R(B)$ festgestellt werden, wie er in [107] für das B-Feld abhängige Tunneln durch eine Barriere vorhergesagt wird. Die zusätzliche Spannungsabhängigkeit des $R(B)$ -Verlaufs lässt auf einen interessanten, neuen Mechanismus schließen, der im untersuchten Tunnelsystem vermutlich eine übergeordnete Rolle spielt.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der TMR und TAMR-Effekt an (Ga,Mn)As beziehungsweise GaAs basierten Tunnelstrukturen untersucht. Da der TAMR-Effekt ein relativ neu entdeckter Magnetowiderstandseffekt ist, sollte hier untersucht werden, von welchen Parametern der TAMR beeinflusst wird und ob er generell in Halbleiter basierten Tunnelementen vorhanden ist. Untersuchungen anderer Gruppen [83, 78] haben diesbezüglich einige kontroverse Ergebnisse produziert und zeigen teilweise das Vorhandensein eines sehr großen TAMR-Effekts.

Fe/GaAs-Tunnelemente mit einer Cs-Zwischenschicht wurden im Hinblick auf eine Verbesserung des spinpolarisierten Tunnelns gegenüber früheren Arbeiten zu diesem Thema an Tunnelementen ohne Zwischenschichten untersucht. Die Arbeit zeigte, dass das Einfügen einer Cs-Schicht an der Grenzfläche zwischen Fe und GaAs zwar zu einer Erhöhung der Potentialbarriere führt, es ergaben sich jedoch keine Verbesserungen im Bezug auf die Größe des TMR-Effekts oder dessen Spannungs- und Temperaturabhängigkeit.

Messungen an verschiedensten (Ga,Mn)As-basierten Tunnelsystemen zeigten vielfältige anisotrope Effekte, die weitestgehend im Einklang mit den bereits veröffentlichten Ergebnissen zu (Ga,Mn)As-Tunnelsystemen stehen. So zeigte sich beispielsweise eine sehr ausgeprägte Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des TMR, welche vermutlich auf die Bandstruktur von (Ga,Mn)As beziehungsweise die geringe Spinaufspaltung der Bänder und Defekte in der Barriere zurückzuführen ist und in dieser Arbeit besonders stark ausfällt.

Interessanterweise konnte neben dem TMR-Effekt auch an allen untersuchten Tunnelsystemen ein TAMR-Effekt gefunden werden, der insbesondere durch Kreissweeps

in hohen externen Feldern identifiziert werden konnte. Dabei zeigte sich im Rahmen dieser Arbeit, dass sowohl die Größe als auch die Symmetrie des TAMR-Effekts sehr sensibel vom Material, Schichtabfolge oder sogar dem Unterbau des Tunnelsystems abhängt und großen Variationen unterworfen ist. So zeigen sich zum Beispiel die größten TAMR-Effekte an Dreilagensystemen mit zwei ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Elektroden und einer GaAs-Barriere, was gemäß des TAMR-Modells von Gould et. al. [12] sinnvoll erscheint, da hier zwei anisotrope Zustandsdichten in den Tunnelprozess involviert sind.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals auch ein TAMR in einem Dreilagensystem bestehend aus nur einer (Ga,Mn)As-Elektrode und einer epitaktischen Halbleiter-Barriere nachgewiesen werden mit einer Größe von bis zu 3% bzw. nicht gut reproduzierbar am (Ga,Mn)As/ $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ -System auch wesentlich größere Effekte. Es zeigte sich allgemein, dass große TAMR-Effekte im zweistelligen Bereich eher schwierig zu reproduzieren sind und sogar von Abkühlzyklus zu Abkühlzyklus großen Schwankungen unterworfen sind. Eine Variation der Barrierendicke ergab, dass zumindest dieser Parameter wenig Einfluss auf die Größe des TAMR hat.

Weiterhin zeigte die Arbeit, dass der TAMR ebenfalls eine ausgeprägte Spannungs- und Temperaturabhängigkeit besitzt, die sogar dazu führen kann, dass sich das Vorzeichen des TAMR ändert. Dieses Ergebnis wurde mit den Ergebnissen von Moser et al. [89] verglichen, die an Fe/GaAs/Au-Tunnelsystem ebenfalls einen Vorzeichenwechsel des TAMR beobachteten und sehr ähnliche Ergebnisse erhielten. Hier sollte der TAMR allerdings aus der Rashba und Dresselhaus Spin-Bahn-Kopplung in der Barriere heraus entstehen. Da dieser Rashba und Dresselhaus-TAMR-Effekt nach Wimmer et al. [106] intrinsisch für Halbleiter-Barrieren mit Bulk-Inversion-Asymmetrie ist, wurde in dieser Arbeit die Vermutung aufgestellt, dass sich der TAMR im (Ga,Mn)As-Tunnelsystemen mit GaAs oder AlAs-Barriere als eine Art Überlagerung aus mehreren anisotropen Effekten ergibt. Demnach würden sich im (Ga,Mn)As-Tunnelsystem zu dem Rashba- und Dresselhaus-TAMR auch noch die Effekte aufgrund der anisotropen Zustandsdichte des (Ga,Mn)As gemäß Gould et al. [12] addieren.

Messungen zur Magnetfeldabhängigkeit des TAMR zeigten, zumindest in bestimmten B-Feld Bereichen, eine lineare Abhängigkeit des TAMR von der Magnetfeldstärke. Auch dieses Ergebnis lässt sich mit den Arbeiten von Lobenhofer [105] und den theoretischen Berechnungen von Wimmer et al. [106], die ebenfalls eine lineare Abhängigkeit des Rashba- und Dresselhaus-TAMR beobachteten, vergleichen. Es bestand jedoch keine komplette Übereinstimmung der Ergebnisse dieser Arbeit mit

Lobenhofer und Wimmer et al., was vermutlich darin begründet ist, dass das Rashba und Dresselhaus-TAMR-Modell ein freies Elektronengas als Elektrode annimmt, wohingegen für die vorliegende Arbeit eine kompliziertere Bandstruktur der tunnelnden Löcher berücksichtigt werden müsste und zudem die Zustandsdichteanisotropie des (Ga,Mn)As und eine eventuelle Magnetfeldabhängigkeit ihrerseits nicht berücksichtigt wird.

Abschließend lässt sich sagen, dass diese Arbeit die Vielfältigkeit und Komplexität des TAMR-Effekts gezeigt hat und dass wohl noch einige weitere Forschungsarbeiten notwendig sind, um die Eigenschaften und Abhängigkeiten des TAMR zu klären. Dabei wäre es vor allem interessant herauszufinden, welchen Beitrag die Rashba und Dresselhaus Spin-Bahn-Wechselwirkung zum TAMR der (Ga,Mn)As basierten Tunnelsysteme beiträgt. Dafür sollen eventuell am Lehrstuhl von Prof. Fabian theoretische Berechnungen speziell für die in dieser Arbeit verwendeten Tunnelsysteme angestellt werden. Lassen sich dadurch die einzelnen Beiträge und Ursachen des TAMR klären, so könnten auf diesem Wege eventuell auch seine Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern, wie Temperatur, Spannung und Magnetfeldstärke besser verstanden werden.

Anhang A

Rezeptliste

Zunächst sollen einige Standardverfahren genannt werden, die im Laufe der Prozessierung immer wieder vorkommen.

Probenvorbereitung

- Zum Schutz des Materials vor Staub mit Photolack belacken (siehe unten)
- Ausgangsmaterial mit Diamantritzer anritzen (Stufe 1), und in rechteckige ($4,5\text{mm} \times 5\text{mm}$ große Stücke brechen

Standardreinigung

- 30s Acetonbad danach abspritzen mit Aceton
- Ein weiteres Aceton und abspritzen mit Aceton
- Propanolbad und abspritzen mit Propanol danach sofort trockenblasen mit Stickstoff

Photolithographie (Shipley-Lack)

- Aufschleudern von Photolack: Shipley 1805 (4500 U/min, 30s)
- Ausheizen 2min bei 90°C auf der Heizplatte

- Belichten mit Kontaktbelichtungsgerät MJB-3 von Karl Süss für 12s
- Entwickeln in Microposit 351 : H_2O = 1:4 für 40s
- In Reistwasser 30s spülen

Photolithographie (ARP-Lack)

- Aufschleudern von Photolack: ARP-13740 (3000 U/min, 5s + 6000U/min, 30s)
- Ausheizen 6min bei 90°C auf der Heizplatte
- Belichten mit Kontaktbelichtungsgerät MJB-3 von Karl Süss für 27s
- Entwickeln in NaOH : H_2O = 1:3 für 40s
- In Reistwasser 30s spülen

Lift-Off

- Probe in warmes Aceton geben und einige Minuten warten
- Abspülen des Photolacks und dem darauf haftenden Material mit der Aceton-spritze
- Lift-Off im Lichtmikroskop kontrollieren.
- Wenn Lift-Off vollständig, dann Probe mit Propanol abspülen und trocken blasen

Herstellung der Kontaktpads

- Photolithographie (Shipley), wie oben
- Aufdampfen von Kontaktmaterial:
 - Proben mit Fixogum auf Halter kleben und einbauen
 - Aufdampfanlage bis $< 5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ abpumpen
 - Aufdampfen von 15nmTi und 150nmAu
- Lift-Off

Probe für Messung kontaktieren

- Probe ritzen und brechen
- Probenstücke mit PMMA in Chipcarrier einkleben und kurz auf der 90°C Heizplatte trocknen lassen
- Mit Ultraschallbinder die Kontaktpads mit den Kontaktflächen des Chipcarriers mit Golddrähten verbinden

Strukturierungsverfahren A

- Standardreinigung
- Tunnelement ätzen
 - Photolithographie (Shipley-Lack)
 - Nasschemisches Ätzen
 - * HCl-Dip zum entfernen des nativen Oxids: $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1:1$ 30s ätzen, abspülen trocken blasen
 - * Ätzen in Zitronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 20:1$ für 20s (etwa 1,6nm/s), spülen und trocken blasen. Ätzzeit richtet sich nach gewünschter Tiefe.
 - * Entfernen des Lacks mit Aceton, wie Standardreinigung
- Ätztiefe mit Dektak nachprüfen
- Herstellung von Kontaktpads
- Probe für Messung kontaktieren

Strukturierungsverfahren B

- Standardreinigung
- Tunnelement ätzen
 - Photolithographie (Shipley-Lack)

- Nasschemisches Ätzen:
 - * $\text{HCL} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1:1$ 30s
 - * Zitronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 10:1$ für 20s
 - * HF 1% 10s, zur Entfernung von AlAs-Barriere
 - * Zitronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 10:1$ für 25s, um schon etwa 80nm in die GaAs:C-Schicht rein zu ätzen
- p^{++} -Kanal ätzen
 - Photolithographie (Shipley-Lack)
 - Nasschemisches Ätzen:
 - * $\text{HCL} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1:1$ 30s
 - * Zitronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 10:1$ für 45s (150nm)
- Isolator aufbringen
 - Photolithographie mit Shipley-Lack und Chlorbenzolschritt (für besseren Lift-Off und reduzierte Lift-Off-Ränder):
 - * Aufschleudern von Photolack: Shipley 1805 (4500 U/min, 30s)
 - * Ausheizen 2min bei 90°C auf der Heizplatte
 - * Belichten mit Kontaktbelichtungsgerät MJB-3 von Karl Süss für 25s
 - * Probe 2min in Chlorbenzol lagern, danach abblasen und 2min bei 90°C auf die Heizplatte
 - * Entwickeln in Microposit 351 : $\text{H}_2\text{O} = 1:4$ für 60s
 - * In Reistwasser 30s spülen
 - 190 nm SiO_2 bei 100°C in PECVD-Anlage abscheiden
 - Lift-Off mit kurzem Ultraschall-Bad, da sich SiO_2 sonst schlecht löst. Probe nur kurz in Aceton legen, da langes Lagern zu Rissen in der SiO_2 -Schicht führen kann
- Herstellung von Kontaktpads auf p^{++} -Kanal, als Kontaktmaterial 30nm Pd und 120nm Au
- Herstellung von Kontaktpads auf oberer (Ga,Mn)As Elektrode: Photolithographie (ARP-Lack), zum Aufdampfen drehbaren Probenhalter benutzen und im Winkel von 45° einstellen. Kontaktmaterial 25nm Ti und 300nm Au
- Probe für Messung kontaktieren

EBASE-Verfahren

1. Ersten flächigen Metallkontakt herstellen

- Wafer auf Tantal Probenhalter mit Ga aufkleben
- Schleuße bis $<2 \cdot 10^{-6}$ mbar abpumpen, einschleußen
- Wafer auf 250°C für ca 30-60min heizen
- Oberfläche mit RHEED überprüfen, Wafer abkühlen lassen bis auf Raumtemperatur
- Cs thermisch verdampfen für 10min bei 1,5A
- Sputtern bei Raumtemperatur bis zur gewünschten Dicke des Materials bei folgenden Leistungen: Fe 5 Watt, Co 10 Watt (erste 10 nm), dann 25 Watt, Au 10 Watt (erste 5,6 nm), 25 Watt (für folgende 14 nm) und dann 50 Watt (Rest).
- Wafer ausschleusen und vom Halter entfernen

2. Wafer abdünnen und Probenstücke herausbrechen

- Dicke des Wafers mit Messuhr bestimmen
- jeweils ein Viertel des Wafers mit Gatan-Wachs bei 150°C (auf Heizplatte) auf eine Glasplatte kleben
- Entfernen des überschüssigen Wachs zunächst mit Hilfe eines mit Aceton getränkten Wischtuchs und dann in heißem Aceton
- da Aceton unter den Rand des Wafers kriecht, wird die Glasplatte anschließend nochmals auf die 150°C -Heizplatte gelegt, das Wachs wird durch die Kapillarkräfte bis zum Waferrand gezogen
- Höhe des Wafers gegenüber Glasplatte mit Messuhr bestimmen
- weitere Glasplatte mit Baumwollwischtuch bespannen
- Wischtuch mit einer Brom:Methanol-Mischung im Verhältnis 1:9 tränken

- Wafer durch gleichmäßige Polierbewegung abdünnen, etwa alle 30 s frische Ätzmischung auf das Wischtuch spritzen
- nach 2 min gründlich mit Methanol abspülen, Dicke messen und Ätzrate bestimmen (etwa 50-100 $\mu\text{m}/\text{min}$, je nach Anwender)
- entsprechend der Rate auf etwa 200 μm abdünnen
- Wafer bei 150°C von Glasplatte lösen
- in heißem Aceton reinigen
- mit Propanol abspülen und mit Stickstoff trockenblasen
- Photolack bei 1000 U/min zum Schutz vor Staub aufschleudern und 2 min bei 90°C auf der Heizplatte trocknen
- Wafer ritzen und in (5 x 5) mm² große Stücke brechen

3. Ersten Kontakt strukturieren

- für Schritt 4 Dicke der einzelnen Probenstücke bestimmen
- Standardreinigung
- Photolithographie auf Au-Oberfläche (geänderte Parameter):
 - Shipley 1805 aufschleudern bei 4000U/min 30s
 - 60s belichten, Maske mit grösseren Kontaktpads benutzen wegen späteren Unterätzungen
 - 90s Chlorbenzol danach 90s Heizplatte bei 90°C
 - 80s entwickeln in Microposit 351 : H₂O = 1:4
- Cr(15 nm)/Au(90 nm) als Ätzmaske aufdampfen
- Lift off
- Ar-Ionen Ätzen mit CAIBE (Rezept 21): 4-5 x 30 s mit je 1 min Pause
- restliches Fe mit Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1 (44 ml) ätzen, etwa 1-5 min: zum Test ob Fe komplett entfernt ist Widerstand zwischen einzelnen Strukturen messen

4. Probe auf Trägersubstrat kleben

- (4 x 4) mm² große Stücke semiisolierendes GaAs reinigen
- darauf die (5 x 5) mm² großen Proben mit MBond 600 aufkleben
- Probe eingeklemmt 4 h bei 80°C im Ofen trocknen
- eventuelle Kleberreste mit dem Skalpell entfernen

5. Substrat zurückätzen

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

6. Zweiten Kontakt herstellen

- Photolithographie (Shipley-Lack) für Kontaktlöcher
- Kontaktlöcher wie in Schritt 2 bis zum HF-Schritt ätzen, dabei im Gelblichtbereich arbeiten, damit nachfolgende Photolithographie möglich ist
- große Kontaktbereiche (ϕ 30 μm) für 10 s belichten und entwickeln
- in HF(1%) 30 s ätzen, in Reinstwasser 30 s spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- sofort in Sputteranlage einbauen
- Proben mit Fixogum auf den Edelstahl-Halter kleben und einschleusen (s. oben)
- Wasserstoffplasma-Vorbehandlung:
 - vor dem Sputtern von Fe Probe unter ca. 22° vor der Ion-Etch platzieren
 - Ion-Etch mit 4 sccm Wasserstoff betreiben, entspricht etwa einem Kammerdruck von $6 \cdot 10^{-6}$ mbar
 - Leistung der Ion-Etch auf etwa 20 mA einstellen
 - Beschleunigungsspannung für die beiden Lochblenden auf +0,4 kV (Anode) und -0,6 kV (Extraktor) einstellen; bei der Variation der Beschleunigungsspannung wurde nur die Anodenspannung variiert, da die verwendete Extraktorspannung nötig ist, um die Emission von Elektronen aus dem Plasma zu vermeiden
 - 30 min bei Raumtemperatur vorbehandeln, dabei Leistung und Spannungen nachregeln
- Kontaktmaterial aufputtern Fe bei 5W die ersten 16nm, dann bei 10W 7nm Au bei 25W 14nm, Probe ausschleusen
- Lift-off

7. Mesa ätzen

- Photolackmaske für Mesa herstellen
- Ätzen in

- $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O} = 1 : 1$, 30 s
- Citronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 10 : 1$, 40 s
- $\text{HF}(1\%)$, 25 s
- Citronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 10 : 1$, 10 s

dazwischen jeweils 30 s in Reinstwasser spülen und trockenblasen

- Reinigung

8. Kontaktpads herstellen

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

9. Elektrische Charakterisierung

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

10. Für Messung kontaktieren

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

Literaturverzeichnis

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas: *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Phys. Rev. B 39, 4828 (1988).
- [3] <http://www.freescale.com>.
- [4] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki und K. Ando: *Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions*, Nat. Matter. 3, 868 (2004)
- [5] P. Mavropoulos, N. Papanikolaou und P. H. Dederichs: *Complex Band Structure and Tunneling through Ferromagnet/Isolator/Ferromagnet Junctions*, Phys. Rev. Lett. 85 (5), 1088-1091 (2000),.
- [6] J. M. MacLaren, X. G. Zhang, W. H. Butler und X. Wang: *Layer KKR approach to Bloch-wave transmission and reflection: Application to spin-dependent tunneling*, Phys. Rev. B 59 (8), 1999, 5470-5478.
- [7] J. Moser: *TMR- und TAMR-Effekt beim Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren*, Dissertation Universität Regensburg (2007).
- [8] M. Zenger: *Tunneln durch einkristalline Galliumarsenid-Barrieren*, Dissertation Universität Regensburg (2005).
- [9] S. Kreuzer: *Spinpolarisiertes Tunneln durch einkristalline Halbleiterbarrieren*, Dissertation Universität Regensburg (2001).

- [10] H. Ohno, A. Shenand, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsukoto and Y. Iye: *(Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*, Appl. Phys. Lett. 69, 363 (1996).
- [11] V. Novak, K. Olejnyk, J. Wunderlich, M. Cukr, K. Vyborny, A.W. Rushforth, K.W. Edmonds, R. P. Champion, B. L. Gallagher, Jairo Sinova and T. Jungwirth: *Curie Point Singularity in the Temperature Derivative of Resistivity in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. 101, 077201 (2008).
- [12] C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Girgis, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L. W. Molenkamp: *Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunneling Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer*, Phys. Rev. Lett. 93, 117203 (2004).
- [13] U. Wurstbauer: *Herstellung und Charakterisierung von Mangan dotierten III-V Halbleiterheterostrukturen*, Dissertation Universität Regensburg (2008).
- [14] H. Ohno: *Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic*, Science 281, 951 (1998).
- [15] K. W. Edmonds et al.: *Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. 92, 037201 (2004).
- [16] Y. Satoh, D. Okazawa, A. Nagashima, and J. Yoshino: *Carrier concentration dependence of electronic and magnetic properties of Sn-doped GaMnAs* Physica E, 10, 196 (2001).
- [17] K. C. Ku, S.J. Potashnik, R. F. Wang, S. H. Chun, P. Schiffer, N. Samarth, M. J. Seong, A. Mascarenhas, E. Johnston-Halperin, R. C. Meyers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: *Highly enhanced Curie temperature in low-temperature annealed (Ga,Mn)As epilayers*, Appl. Phys. Lett. 82, 2302 (2003).
- [18] T. Dietl, H. Ohno and F. Matsukura: *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*, Phys. Rev. B 63, 195205 (2001).
- [19] K. Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Champion, B. L. Gallagher, N. R. S. Farley, and C. T. Foxon; M. Sawicki, P. Boguslawski and T. Dietl: *Influence of the Mn interstitial on the magnetic and transport properties of (Ga,Mn)As*, Appl. Phys. 95, 6512 (2004).

-
- [20] C. Zener: *Interaction Between the d Shells in the Transition Metals*, Phys. Rev. 81, 440 (1951).
- [21] M. A. Ruderman and C. Kittel et al.: *Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons*, Phys. Rev. 96, 99 (1954).
- [22] F. Matsukura et al.: *Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B 57, 4 (1998)
- [23] M. Abolfath, T. Jungwirth, J. Brum, and A. H. MacDonald: *Theory of magnetic anisotropy in $III_{1-x}Mn_xV$ ferromagnets*, Phys. Rev. B 63, 054418 (2001).
- [24] U. Welp et al.: *Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in GaMnAs*, Phys. Rev. Lett. 90, 167206 (2003).
- [25] M. Sawicki, K.-Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, C. R. Staddon, N. R. S. Farley, C. T. Foxon, E. Papis, E. Kaminska, A. Piotrowska, T. Dietl, and B. L. Gallagher: *In-plane uniaxial anisotropy rotations in (Ga,Mn)As thin films*, Phys. Rev. B 71 121302 (2005).
- [26] K. Y. Wang, M. Sawicki, K. Edmonds, R. Campion, S. Maat, C. Foxon, B. Gallagher and T. Dietl, *Spin Reorientation Transition in Single-Domain (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. 95, 217204 (2005).
- [27] K. Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, L. X. Zhao, C. T. Foxon and B. L. Gallagher: *Anisotropic magnetoresistance and magnetic anisotropy in high-quality (Ga,Mn)As films*, Phys. Rev. B 72, 085201 (2005).
- [28] K. Pappert: *Anisotropies in (Ga,Mn)As*, Dissertation, Universität Würzburg (2007).
- [29] G. P. Moore, J. Ferre, A. Mougin, M. Moreno and L. Däweritz: *Magnetic anisotropy and switching process in diluted (Ga,Mn)As magnetic semiconductor films*, J. Appl. Phys. 94, 4530 (2003).
- [30] R. P. Cowburn, S. J. Gray, J. Ferre, J. A. C. Bland and J. Miltat: *Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultrathin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films*, J. Appl. Phys. 78, 7210 (1995).
- [31] A. W. Rushforth, A. D. Giddings, K. W. Edmonds, R. P. Campion, C. T. Foxon and B. L. Gallagher: *AMR and magnetometry studies of ultrathin (Ga,Mn)As films* Phys. Stat. Sol. (c), Vol. 3, 4078 (2006).

- [32] M. Julliere: *Tunneling between ferromagnetic films*, Phys. Lett. 54, 225-226 (1975).
- [33] Franz Schwabl: *Quantenmechanik*, 4. Aufl., Springer-Verlag, Berlin 1993.
- [34] Simmons: *Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes separated by a thin Insulating Film*, J. Appl. Phys 34, 1793-1803 (1963).
- [35] J. C. Slonczewski: *Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier*, Phys. Rev. B 39, 6995-7002 (1989).
- [36] S. Yuasa, T. Sato, E. Tamura, Y. Suzuki, H. Yamamori, K. Ando, und T. Katayama: *Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: A crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance*, Europhys. Lett. 52, 344-350 (2000).
- [37] A. M. Bratkovsky: *Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems: Towards very large magnetoresistance*, Phys. Rev. B 56, 2344-2347 (1997).
- [38] M. Sharma, S. X. Wang, and J. H. Nickel: *Inversion of Spin Polarization and Tunneling Magnetoresistance in Spin Dependent Tunneling Junctions*, Phys. Rev. Lett. 82, 616-619 (1999).
- [39] J. M. De Teresa, A. Barthelémy, A. Fert, J. P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor, and A. Vaures: *Inverse Tunnel Magnetoresistance in Co/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃: New Ideas on Spin-Polarized Tunneling*, Phys. Rev. Lett. 82, 4288-4291 (1999).
- [40] J. M. De Teresa, A. Barthelémy, A. Fert, J. P. Contour, F. Montaigne, and P. Seneor: *Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions*, Science 286, 507-509 (1999).
- [41] P. LeClair, J. T. Kohlhepp, C. H. van de Vin, H. Wieldraaijer, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge, A. H. Davis, J. M. MacLaren, J. S. Moodera, and R. Jansen: *Band Structure and Density of States Effects in Co-Based Magnetic Tunnel Junctions*, Phys. Rev. Lett. 88, 107201 (2002).
- [42] S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley, and S. S. P. Parkin: *Quenching of Magnetoresistance by Hot Electrons in Magnetic Tunnel Junctions*, Phys. Rev. Lett. 79 (19), 1997, 3744-3747.

-
- [43] A. M. Bratkovsky: *Assisted tunneling in ferromagnetic junctions and half-metallic oxides*, Appl. Phys. Lett. 72, 2334-2336 (1998).
 - [44] H. F. Ding, W. Wulfskel, J. Henk, P. Bruno, and J. Kirschner: *Absence of Zero-Bias Anomaly in Spin-Polarized Vacuum Tunneling in Co(0001)*, Phys. Rev. Lett. 80, 116603 (2003).
 - [45] A. Vedyayev, D. Bargets, A. Bagrets und B. Dieny : *Resonant spin-dependent tunneling in spin-valve junctions in the presence of paramagnetic impurities*, Phys. Rev. B 63, 064429 (2001).
 - [46] J. Zhang and R. M. White: *Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions*, J. Appl. Phys. 83, 6512-6514 (1998).
 - [47] R. Jansen and J. S. Moodera: *Influence of barrier impurities on the magnetoresistance in ferromagnetic tunnel junctions*, J. Appl. Phys. 83, 6682-6684 (1998).
 - [48] R. Jansen and J. S. Moodera: *Enhanced tunnel magnetoresistance in Fe-doped Al₂O₃ barriers*, Appl. Phys. Lett. 75, 400-402 (1999).
 - [49] R. Jansen und J. S. Moodera: *Magnetoresistance in doped magnetic tunnel junctions: Effect of spin-scattering and impurity-assisted transport.*, Phys. Rev. B 61, 9047 (2000).
 - [50] Otfried Madelung: *Semiconductors - Basic Data*, 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin 1996.
 - [51] J. G. Simmons: *Generalized Thermal J-V-Characteristic for the Electric Tunnel Effect*, J. Appl. Phys. 35, 2655-2658 (1964).
 - [52] C. H. Shang, J. Nowak, R. Jansen und J. A. Modera: *Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. B 58, R2917 (1998).
 - [53] J. M. De Teresa et al.: *Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions*, Science 286, 507 (1999).
 - [54] S. Zhang and L. M. Levy: *Models for magnetoresistance in tunneljunctions*, Europhys J. B 10, 599-606 (1999).

- [55] E. Y. Tsymbal and D. G. Pettifor: *Modelling of spin-polarized electron tunneling from 3d ferromagnets*, J. Phys.: Condens. Matter 9, L411-L417 (1997).
- [56] H. Itoh and J. Inoue: *Interfacial electronic states and magnetoresistance in tunnel junctions*, Surf. Sci. 493 (1-3), 748-756 (2001).
- [57] Y. Li und C. R. Chang: *Influence of interfacial roughness on the tunnel magnetoresistance*, Phys. Lett. A 287, 415-418 (2001).
- [58] P. X. Xu et al.: *Influence of roughness and disorder on tunneling magnetoresistance*, Phys. Rev. B 73, 180402 (2006).
- [59] E. Y. Tsymbal and D. G. Pettifor: *The influence of impurities within the barrier on tunneling magnetoresistance*, J. Appl. Phys. 85, 5801 (1999).
- [60] E. Y. Tsymbal und D. G. Pettifor: *Importance of resonant effects in spin-polarized electron tunneling*, J. Magn. Mag. Matter 199, 146 (1999).
- [61] R. Jansen und J. C. Lodder: *Resonant tunneling via spin-polarized barrier states in a magnetic tunnel junction*, Phys. Rev. B 61, 5860 (2000).
- [62] J. Inoue, N. Nishimura und H. Itoh: *Influence on tunnel magnetoresistance of spin configurations localized within insulators*, Phys. Rev. B 65, 104433 (2002).
- [63] J. Moser, M. Zenger, C. Gerl, D. Schuh, R. Meier, P. Chen, G. Bayreuther, W. Wegscheider and D. Weiss, C. Lai, R. Huang, M. Kosuth and H. Ebert: *Bias dependent inversion of tunneling magnetoresistance in Fe/GaAs/Fe tunnel junctions*, Appl. Phys. Lett. 89, 162106 (2006).
- [64] R. Moosbühler: *GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktionen und epitaktische Fe-Schichten auf GaAs(001): Wachstum und magnetische Anisotropie*, Dissertation, Universität Regensburg, 2003.
- [65] J. Waldrop and R.W. Grant: *Interface chemistry of metal-GaAs Schotky-barrier contacts*, Appl. Phys. Lett. 34, 630 (1979).
- [66] S.A. Chambers, F. Xu, H.W. Chen, I.M. Vitomirov, S.B. Anderson and J.H. Weaver: *Simultaneous epitaxy and substrate out-diffusion at a metal-semiconductor interface: Fe/GaAs(001)-c(8x2)*, Phys. Rev. B 34, 6605 (1986).

-
- [67] J.J. Krebs, B.T. Jonker and G.A. Prinz: *Properties of Fe single-crystal Films grown on GaAs(001) by molecular beam epitaxy*, J. Appl. Phys. 61, 2596 (1987).
- [68] A. Filipe, A. Schuhl and P. Galtier: *Structure and magnetism of the Fe/GaAs interface*, Appl. Phys. Lett. 70, 1 (1997).
- [69] S. More, S. Tanaka, S. Tanaka, Y. Fujii, M. Kamada: *Interaction of Cs and O with GaAs(100) at the overlayer-substrate interface during negative electron affinity type activations*, Surf. Sci. 527, 41-50 (2003).
- [70] Qing-Bin Lu, Yong-Xi Pan and Huairong Gao: *Optimum(Cs,O)/GaAs interface of negative-electron affinity GaAs photocathodes*, J. Appl. Phys. 68, (2) (1990).
- [71] M. Kamaratos: *Adsorption kinetics of the Cs-O activation layer on GaAs(100)*, Appl. Surf. Sci. 185, 66-71 (2001).
- [72] Y. Ohno, I. Arata, F. Matsukura, H. Ohno: *Valence band barrier at am (Ga,Mn)As/GaAs interface*, Phys. E 13, 521-524 (2001) .
- [73] S. Massida, B. I. Min, A. J. Freeman: *Interface Phenomena at semiconductor heterojunctions: Local Density valence-band offset in GaAs/AlAs*, Phys. Rev. B 35, 18 (1987).
- [74] Y. Ju, R. Shen, Z. M. Zheng, D. Y. Xing: *The tunneling magnetoresistance in GaMnAs/GaAs/GaMnAs junctions*, Phys. Lett. A 371, 327-331 (2007).
- [75] J. G. Braden, J. S. Parker and P. Xiong: *Direct Measurement of the Spin Polarization of the Magnetic Semiconductor (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. 91, 56602 (2003).
- [76] M. Tanaka and Y. Higo: *Large Tunneling Magnetoresistance in GaMnAs/AlAs/GaMnAs Ferromagnetic Semiconductors Tunnel Junctions*, Phys. Rev. Lett. 87, 26602 (2001).
- [77] M. Elsen, H. Jaffres, R. Mattana, L. Thevenard, A. Lemaitre und J.-M. George: *Spin-polarized tunneling as a probe of GaMnAs electronic properties*, Phys. Rev. B 76, 144415 (2007).

- [78] D. Chiba, F. Matsukura, H. Ohno: *Tunneling magnetoresistance in (Ga,Mn)As-based heterostructures with a GaAs barrier*, Physica E 21, 966-969 (2004).
- [79] P. Sankowski, P. Kacman, J. Majewski and T. Dietl: *spin-dependent tunneling in modulated structures of (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B 75, 45306 (2007).
- [80] A. Saffarzadeh, A. A. Shokri: *Quantum theory of tunneling magnetoresistance in GaMnAs/GaAs/GaMnAs heterostructures* J. Magn. Magn. Mater. 305, 141-146 (2006).
- [81] P. Sankowski, P. Kacman, J. Majewski and T. Dietl: *Tight-binding model of spin-polarized tunnelling in (Ga,Mn)As-based structures*, Physica E, 32, 375 (2006).
- [82] H. Saito, S. Yuasa und K. Ando: *Origin of Tunneling Anisotropic Magnetoresistance in GaMnAs/ZnSe/GaMnAs Magnetic Tunnel Junctions of II-VI/III-V-Heterostructures*, Phys. Rev. Lett. 95, 086604 (2005).
- [83] C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L. W. Molenkamp: *Very Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance of a (Ga,Mn)As /GaAs/(Ga,Mn)As Stack*, Phys. Rev. Lett. 94, 027203 (2005).
- [84] K. Pappert, M. J. Schmidt, S. Hümpfner, C. Rüster, G. M. Schott, K. Brunner, C. Gould, G. Schmidt und L. W. Molenkamp: *Magnetization-Switched Metal-Insulator Transition in a (Ga,Mn)As Tunnel Device*, Phys. Rev. Lett. 97, 186402 (2006).
- [85] M. Schlapps, M. Döppe, K. Wagner, M. Reinwald, W. Wegscheider and D. Weiss: *Transport through (Ga,Mn)As nanoconstrictions*, Phys. Stat. Sol. A 203, 3597 (2006).
- [86] A. D. Giddings, M. N. Khalid, T. Jungwirth, J. Wunderlich, S. Yasin, R. P. Campion, K. W. Edmonds, J. Sinova, K. Ito, K.-Y. Wang, D. Williams, B. L. Gallagher, and C. T. Foxon: *Large tunneling anisotropic magnetoresistance in (Ga,Mn)As nanoconstrictions*, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 127202.
- [87] M- Ciorga, A. Einwanger, J. Sadowski, W. Wegscheider and D. Weiss: *Tunneling anisotropic magnetoresistance effect in a p+-(Ga,Mn)As /n+-GaAs Esaki diode*, Phys. Stat. Sol. A 204, 186-190 (2007).

-
- [88] R. Giraud, M. Gryglas, L. Thevenard, A. Lemaitre and G. Faini: *Voltage controlled anisotropic magnetoresistance of a ferromagnetic $p^{++}(Ga,Mn)As/n^{++}GaAs$ Zener-Esaki Diode* Appl. Phys. Lett. 87, 242505 (2005).
- [89] J. Moser, A. Matos-Abiague, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Fabian and D. Weiss: *Tunneling Anisotropic Magnetoresistance and Spin-Orbit Coupling in $Fe/GaAs/Au$ Tunnel Junctions*, Phys. Rev. Lett. 99, 056601 (2007)
- [90] M. Reinwald: *Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischem $GaMnAs$ auf der $GaAs$ (001)- und (311)A-Oberfläche.*, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [91] W. Schottky: *Vereinfachte und erweiterte Theorie der Randschichtgleichrichter*, Phys. Z. 41, 570 (1940).
- [92] C. Pritzl: *Inbetriebnahme und Optimierung einer Sputteranlage zur Herstellung ferromagnetischer und supraleitender Schichten*, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2003
- [93] W. Kipferl: *Spinwellenanregungen in ferromagnetischen ultradünnen epitaktischen Fe -Schichten und Nanostrukturen*, Dissertation, Universität Regensburg (2004)
- [94] M. Döppe: *Magnetotransport und Anisotropieuntersuchungen an (001)- und (311)A $(Ga,Mn)As$* Dissertation, Universität Regensburg, 2007
- [95] S. Jobst: *Composite Fermions in lateralen Übergittern*, Dissertation, Universität Regensburg, 2000
- [96] P. Rottländer, M. Hehn, and A. Schuhl: *Determining the intrfacial barrier height and its relation to tunnel magnetoresistance*, Phys. Rev. B 65 (2002), 054422
- [97] S. Stein: *Barrier and interface properties of magnetic tunneling junctions studied via electrical transport*, Dissertation, Forschungszentrum Jülich (2003).
- [98] M. Sperl: *Magnetische Eigenschaften von $(Ga,Mn)As$ -Schichten und $Fe/(Ga,Mn)As$ -Hybridstrukturen*, Dissertation Universität Regensburg 2009
- [99] M. Adell, L. Ilver, J. Kanski, V. Stanciu, P. Svedlindh, J. Sadowski, J. Z. Domagala, F. Terki, C. Hernandez, and S. Charar: *Postgrowth annealing under*

- As capping: An alternative way to increase TC*, Appl. Phys. Lett. 86, 112501 (2005).
- [100] Y. Higo, H. Shimizu and M- Tanaka: *Anisotropic tunneling magnetoresistance in (Ga,Mn)As /AlAs/(Ga,Mn)As ferromagnetic semiconductor tunnel junctions* J. Appl. Phys. 89, 11 (2001)
- [101] E. Y. Tsymbal, A. Sokolov, I. F. Sabirianov und B. Doudin: *Resonant Inversion of Tunneling Magnetoresistance*, Phys. Rev. Lett. 90, 186602.(2003).
- [102] V. Garcia, H. Jaffrès, M. Eddrief, M. Marangolo, V. H. Etgens und J.-M.George: *Resonant tunneling magnetoresistance in MnAs/III-V/MnAs junctions*, Phys. Rev. B. 72, 081303(R) (2005).
- [103] T. Dietl, H. Ohno and F. Matsukura: *Hole-mediated Ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*, Phys. Rev. B 63, 195205 (2001).
- [104] D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura and H. Ohno: *Magnetization vector manipulation by electric fields*, Nature 455, 515-518 (2008)
- [105] M. Lobenhofer: *TAMR in epitaktischen Fe/GaAs-Systemen*, Diplomarbeit Universität Regensburg (2007)
- [106] M. Wimmer, M. Lobenhofer, J. Moser, A. Matos-Abiague, D. Schuh, W- Wegscheider, J. Fabian, K. Richter and D. Weiss: *Tunneling anisotropic magnetoresistance in Fe/GaAs/Au junctions: orbital effects*, in preparation
- [107] L. Eaves, K. W. H. Stevens, and F. W. Sheard: *Tunnel Currents and Electron Tunnelling Times in Semiconductor Heterostructure Barriers in the Presence of an Applied Magnetic Field*, The Physics and Fabrication of Microstructures and Microdevices, edited by M. J. Kelly and C. Weisbuch, Springer-Verlag, Berlin, 1986.
- [108] persönliche Mitteilung, Dieter Schuh (2008)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die mich auf unterschiedliche Weise während meiner Promotion unterstützt haben:

Prof. Dr. Dieter Weiss gebührt mein Dank für die Möglichkeit der Promotion an seinem Lehrstuhl und die Betreuung der Arbeit. Er gewährte mir stets die nötige Freiheit, um auch eigene Ideen umzusetzen.

Dem Lehrstuhl von Prof. Dr. Werner Wegscheider bin ich zu Dank verpflichtet für die Versorgung mit Halbleiterheterostrukturen. Hier sei vor allem Dr. Ursula Wurstbauer, Dr. Janosz Sadowski, Martin Utz und Dr. Dieter Schuh genannt, die so einigen Wafer für mich gewachsen haben.

Prof. Dr. Back sei gedankt für die magnetischen Messungen, die an seinem Lehrstuhl für mich durchgeführt wurden. Dr. Matthias Sperl und Matthias Kiessling gilt dabei ein großes Dankeschön für SQUID-Messungen und so manche Diskussion über Magnetismus und (Ga,Mn)As. Frank Hoffmann sei gedankt für FMR-Messungen, die es nun leider doch nicht mehr in die Arbeit geschafft haben.

Zu Dank verpflichtet bin ich auch meinen Kollegen, die mich in die technischen und thematischen Belange des Lehrstuhls eingewiesen haben und mir damit den Start am Lehrstuhl vereinfacht haben. Dr. Jürgen Moser ein dickes Dankeschön für die Einweisung an der Sputteranlage, in die EBASE-Technik und für die Beantwortung und Diskussion von vielen, vielen Fragen rund ums Tunneln und Strukturieren. Dr. Matthias Döppe sei gedankt für die Einleitung in optische Lithographie, die Kryostatsysteme und seine Unterstützung bei Fragen im Zusammenhang mit (Ga,Mn)As. Ein Dankeschön auch an Ulrich Wurstbauer für die REM-Aufnahmen und so allerhand physikalische Diskussionen und Unterstützung.

Als nächstes möchte ich den Bürokollegen danken, die ich in den letzten vier Jahren hatte und die mit Nachsicht das kleine Chaos auf meinem Schreibtisch hingenommen haben. Danke an Dr. Joachim Stahl, Dr. Jürgen Moser, Uwe Pfeuffer, Teresa Lermer, Uli Wurstbauer und Anton Vogl für die nette Atmosphäre im Büro.

Ein Dankeschön an das technische Personal unseres Lehrstuhls, das stets bemüht war die kleineren und größeren technischen Probleme so schnell wie möglich zu lösen. Hier sei vor allem Cornelia Deinhart für ihre Arbeit im Reinraum sowie Uli Gürster, Michael Weigl, und Thomas Haller gedankt.

Sehr großer Dank gilt Christian Haimerl und Thomas Solleder für ihr riesiges Engagement an der Heliumverflüssigungsanlage. Ohne ihre stete Versorgung mit so allerhand kalten Flüssigkeiten wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Meinen fleißigen Korrekturlesern Jonathan Eroms, Michael Lobenhofer, Jürgen Moser und Matthias Sperl danke ich für die konstruktiven Verbesserungsvorschläge.

Ein Dankeschön geht auch an das Sekretariat und damit an Claudia Rahm und Elke Haushalter für ihre Unterstützung bei verwaltungstechnischen Angelegenheiten und ihre freundliche Art.