



Herstellung und Charakterisierung spintronischer und caloritronischer (Ga,Mn)As-Nanostrukturen

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

KIA TAVAKOLI
aus Bochum

Würzburg 2014



Eingereicht am: ...
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: PD. Dr. Charles Gould
 2. Gutachter: Prof. Dr. Matthias Bode
 3. Gutachter: Prof. Dr.
- der Dissertation.

1. Prüfer: PD. Dr. Charles Gould
2. Prüfer: Prof. Dr. Matthias Bode
3. Prüfer: Prof. Dr. Björn Trauzettel

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 16.09.2014

Doktorurkunde ausgehändigt am: ...

Teile dieser Arbeit sind veröffentlicht worden; weitere sind in Vorbereitung:

- Ts. Naydenova, P. Dürrenfeld, K. Tavakoli, N. Pégard, L. Ebel, K. Pappert, K. Brunner, C. Gould, and L. W. Molenkamp "Diffusion Thermopower of (Ga,Mn)As/GaAs Tunnel Junctions", *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, 2011, 107, 197201;

Publikation während meiner Tätigkeit am NMI*:

- Goll, E.; Dalhoff, E.; Gummer, A. W.; Heyd, A.; Wildenstein, D.; Arnold, H.; Schraven, S. P.; Kaltenbacher, D.; Schächtele, J.; Schäfer, A.; Burkhardt, C.; Tavakoli, K.; Brenk, U.; Pojtinger, A.; Remer, U.; Wesendahl, T.; Winter, M. & Zenner, H.-P. "Concept and evaluation of an endaurally insertable middle-ear implant", *Medical Engineering & Physics*, 2013, 35, 532 - 536;

Andere Teile wurden auf Konferenzen präsentiert:

- A non-volatile memory device based on locally engineered anisotropies, DPG 2008

*Naturwissenschaftliches und Medizinisches Institut an der Universität Tübingen.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	iv
Zusammenfassung	1
Summary	5
1. Theoretische Grundlagen des (Ga,Mn)As	9
1.1. (Ga,Mn)As – ein verdünnter ferromagnetischer Halbleiter	9
1.2. Magnetische Anisotropien in (Ga,Mn)As	11
1.3. Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften	14
1.3.1. AMR-Effekt	14
1.3.2. TAMR-Effekt	15
1.3.3. Fingerprint-Technik	17
1.4. Theorie zur Thermokraft	20
2. Technisches „Know-how“ zur Probenherstellung	23
2.1. Lithografie	23
2.1.1. Optische Lithografie	23
2.1.2. Elektronenstrahlithografie	24
2.2. Ätzprozesse	26
2.2.1. Trockenchemisches Ätzen	27
2.2.2. Nasschemisches Ätzen	28
2.3. Verwendete Geräte und Verfahren	29
3. Kontaktierung	31
3.1. Funktionsweise	31
3.2. Herstellung und Problematik	31
3.2.1. In situ-Probenpräparation	31
3.2.2. Ex situ-Probenpräparation	32
3.3. Ergebnisse	33
4. Magnetisch-logische Elemente	37
4.1. Streifen	37
4.1.1. Funktionsweise	37
4.1.2. Problematik bisheriger Strukturen	38
4.1.3. Herstellung	38
4.1.4. Ergebnisse	39
4.2. Magnetisch-Logische Bauelemente (XOR/NOT)	43

5. Charakterisierung der Thermospannung am (Ga,Mn)As/GaAs:Si, p-n-Übergang	47
5.1. Thermospannung am p-n-Übergang	48
5.2. Messaufbau	48
5.3. Thermospannungsdetektion	49
5.4. Messung im Magnetfeld	51
5.5. Bestimmung der Kanaltemperatur	56
5.5.1. Schwache Lokalisierung	56
5.5.2. Temperatureichung	57
5.6. Einfaches Modell zur Thermospannung	60
5.6.1. Struktur des Bauelements und Zustandsdichte	60
5.6.2. Termisch Induzierte Tunnelströme am p-n-Übergang	62
5.6.3. Ergebnisse:	62
6. Nernst-Effekt in einem (Ga,Mn)As/GaAs:Si, p-n-Übergang	65
6.1. Probendesign und -herstellung	65
6.2. Messaufbau	66
6.3. Charakterisierung im Magnetfeld	69
6.4. Bestimmung der Heizkanaltemperatur	74
Kurzfassung und Ausblick	77
A. Anhang	81
A.1. Technologie	81
A.1.1. Optische Lithografieresepte	81
A.1.2. Elektronenstrahlithografieresepte	81
A.1.3. Nano- und Mikrobrücken	82
A.1.4. Ti-Maske	83
A.2. Herstellung der in situ magnetischen Proben (Streifen, NOT, XOR)	83
A.3. Herstellung der kaloritronischen Nernst und Thermokraftproben	86
B. Bildergalerie	91

Abkürzungsverzeichnis

Abb.	Abbildung
AMR	"anisotropic magnetoresistance" = der anisotrope magnetoresistive Effekt
app.	"applied" = angelegt
AU	"arbitrary unit" = Willkürliche Einheiten
bzw.	beziehungsweise
CAIBE	"chemically assisted ion beam etching" = chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen
DMS	"diluted magnetic semiconductors" = verdünnt magnetischer Halbleiter
DOS	"density of state" = Zustandsdichte
DRAM	"dynamic random access memory" = dynamisches RAM
EBL	"electron beam lithography" = Elektronstrahlithographie
EeL	elektronenstrahlemfindlicher Lack = "elektron beam sensitiv resist"
fcc	"face centered cubic" = kubisch flächenzentriertes Gitter
FM	ferromagnetische Metall
Gl.	Gleichung
GMR	"giant magneto resistance" = Der Riesen-Magnetwiderstand
HC	"heat current" = Wärmestrom
HL	Halbleiter
IBE	"ion beam etching" = Ionenstrahlätzen
LT	"low temperature" = Niedertemperatur
MBE	"molecular beam epitaxy" = Molekularstrahlepitaxie
MIT	"metal-insulator transition"
MRAM	"magnetoresistive random-access memory" = Magnetowiderstand RAM
NOT	Nicht-Gatter
PM	Punktmessung (2PM und 4PM)
PMMA	"polymethyl methacrylate" = Polymethylmethacrylat
PP	"peak to peak" = Spitze-Spitze Abstand
RAM	Random-Access Memory
RIE	"reactive ion etching" = reaktives Ionenstrahlätzen
rpm	"rotations per minute" = Umdrehungen pro Minute
RT	Raum Temperatur
S	"semiconductor" = Halbleiter
s.	siehe
s. Abb.	siehe Abbildung
s. Gl.	siehe Gleichung
SEM	"scanning electron microscope"= REM (Rasterelektronenmikroskop)
Tab.	Tabelle
TAMR	"tunneling anisotropic magnetoresistance" = der anisotrope Tunnel-Magnetowiderstand
TAMT	"tunneling anisotropic magnetothermopower" = die anisotrope Tunnel-Magnetothermokraft
Th	"thermopower" = Thermokraft
TMR	"tunnel magnetoresistance" = der magnetische Tunnelwiderstand
UCF	"universal conductance fluctuation" = universelle Leitwertfluktuation
Uni	"uniaxial" = einachsig
vgl.	vergleiche
WL	"weak localisation" = schwache Lokalisierung
XOR	"eXclusive OR" = exklusives Oder bzw. XOR-Gatter

Zusammenfassung

Die elektronischen Bauteile, die aus unserer technischen Welt kaum wegzudenken sind, werden immer kleiner. Aktuelle ICs bestehen zum Beispiel aus Milliarden von Transistoren, von denen jeder einzelne kleiner als 100 nm (dem 100-stel des typischen Durchmessers eines Menschenhaars) ist. Dass die Entwicklung auch zukünftig weiter dem Trend des Mooreschen Gesetzes folgen wird, gilt hierbei als unbestritten.

Die interessanteste Fragestellung der Halbleiter- und Nanostrukturforschung in diesem Zusammenhang ist:

Kann man die weitere Entwicklung der Informations- und Kommunikationstechnik dadurch erreichen, dass man die Miniaturisierung der Transistoren in Mikroprozessoren und Speicherbauelementen weiter vorantreibt oder ist man auf gänzlich neue Wege angewiesen?

Bei der weitergehenden Miniaturisierung ist die größte Hürde darin zu suchen, ob man in der Lage sein wird die Verbrauchsleistung dieser Bauelemente weiter zu reduzieren, um die Überhitzung der Bauteile in den Griff zu bekommen und nicht zuletzt auch, um Energie zu sparen.

Die heutige Elektronik hat ihre Grundlagen in den 60er Jahren. Diese Art der Elektronik ist jedoch hinsichtlich der Effizienzsteigerungen und vor allem der Wärmeentwicklung an ihre Grenzen gestoßen. Hauptursache für diese problematische Wärmeentwicklung sind die elektrischen Verbindungen, die die Informationen zwischen der halbleiterbasierten Datenverarbeitung und den metallischen Speicherelementen hin und hertransportieren. Obwohl diese elektrischen Verbindungen zum aktuellen Zeitpunkt aus der Computerarchitektur nicht weg zu denken sind, ist es eines der Hauptziele diese Verbindungen nicht mehr verwenden zu müssen. Dies kann jedoch nur erreicht werden, wenn es gelingt, die Speicherelemente und Datenverarbeitung in einem einzigen Element (Halbleiter) zu vereinen.

Bisher wurde die Ladung eines Elektrons für die Verarbeitung von elektrischen Informationen bzw. Zuständen benutzt. Was wäre jedoch, wenn man diese bisherige Basis völlig ändert? Der Spin der Elektronen ist ein viel effektiverer Informationsträger als die Ladung der Elektronen selbst, nicht zuletzt deshalb, weil die Veränderung des Spins eines Elektrons im Vergleich zu dessen Bewegung einen weitaus geringeren Energiebetrag benötigt [1]. Die Technik, die zusätzlich zur Informationsverarbeitung durch makroskopische Elektronenströme den viel effektiveren Spin-Quantenzustand der Elektronen oder Löcher als Freiheitsgrad nutzt, ist die sogenannte Spintronik¹. Die Spinfreiheitsgrade eröffnen, wegen der längeren Phasenkohärenzlänge, im Vergleich zu den orbitalen Freiheitsgraden, völlig neue Wege für zukünftige Entwicklungen wie z.B. den Quantencomputer. Damit wäre die Entwicklung niederenergetischer Bauelemente möglich, die fast keine Wärmeentwicklung aufweisen. Wegen dieser vielen Vorteile hat sich die Spintronik in Rekordzeit von einer interessanten wissenschaftlichen Beobachtung in Rekordzeit zu einer marktbewegenden Anwendung weiterentwickelt (Nobelpreis 2007). Seinen Anfang nahm diese Entwicklung 1988 mit der Entdeckung des GMR-Effekts. Nach nur 9 Jahren wurden 1997 erste Festplatten-Leseköpfe eingesetzt, die sich diesen Effekt zu Nutze machten. Leseköpfe, die

¹(Kunstwort aus Spin und Elektronik) nutzt den Spin des Elektrons und das daraus resultierende magnetische Moment.

den Riesenmagnetwiderstand nutzen, waren nunmehr um ein Vielfaches empfindlicher als es die konventionelle Technik zugelassen hätte. Die Speicherdichte und damit die Kapazitäten der Festplatten konnte somit erheblich gesteigert und Festplatten mit zuvor nie gekannter Speicherkapazität preiswert produziert werden. Seit dieser Zeit rückt der Elektronenspin immer weiter in den Brennpunkt von Forschung und Entwicklung.

Da sich der elektrische Widerstand von Halbleitern in einem weiten Bereich manipulieren lässt (was für ferromagnetische Metalle nicht der Fall ist), werden logische Bauelemente aus halbleitenden Materialien hergestellt. Im Gegensatz dazu sind ferromagnetische Metalle sehr gute Kandidaten für die Speicherung von Informationen. Dies liegt vor allem daran, dass zufällige Magnetfelder viel schwächer sind, als zufällige elektrische Felder, was ferromagnetische Systeme wesentlich unanfälliger macht. Daher sind die magnetischen Speicher nicht flüchtig und zudem müssen deren Informationsgehalte nicht wie bei DRAM immer wieder aufgefrischt werden. Um die jeweiligen Vorteile der Materialklassen – die magnetisch energiesparende sowie dauerhafte Speicherfähigkeit der Metalle und die logischen Operationen der Halbleiter – miteinander kombinieren zu können und damit neuartige Bauelemente wie z.B. MRAMs (logische Operationen und dauerhafte Speicherung) zu bauen, sind ferromagnetischen Halbleiter unverzichtbar. Auf dieser Basis könnten Speicherelemente und Datenverarbeitung in einem einzigen Element (Halbleiter) dargestellt werden. Zugleich braucht man aber auch neue Wege, um diese Speicher zu magnetisieren und später auslesen zu können. Ein weiterer Vorteil liegt zudem darin, dass hierzu kein Einsatz beweglicher Teile notwendig ist. Die Magnetisierungskontrolle muss aber temperaturunabhängig sein!

Der am besten erforschte ferromagnetische Halbleiter ist $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, der deswegen die Modellrolle einnimmt und als Prototyp für alle ferromagnetischen Halbleiter dient. Die Kopplung seiner magnetischen und halbleitenden Eigenschaften durch Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Ursache vieler neuer Transportphänomene in diesem Materialsystem. Diese Phänomene sind vielfach die Grundlage für neuartige Anwendungen, Bauteildesigns und Wirkprinzipien.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die interessanten Anisotropien in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, die von der sehr starken Spin-Bahn-Kopplung im Valenzband herrühren zu nutzen, sowie neue spinbezogene Effekte in verschiedenen magnetischen Bauelementen zu realisieren.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 wird auf die grundlegenden Eigenschaften des $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ und einige neuartige Spineffekten, die dieses Material mit sich bringt, eingegangen. Das zur Erzeugung dieser Effekte notwendige fertigungstechnische Wissen, für die lithografische Erzeugung der spintronisch bzw. caloritronisch aktiven Nanostrukturen, wird im Kapitel 2 beschrieben.

Um mit dieser Welt der Spineffekte „kommunizieren“ und die Effekte kontrollieren zu können, sind entsprechend angepasste und funktionsfähige Kontaktierungen notwendig. Mit der detaillierten Herstellung und Analyse dieser Kontakte beschäftigt sich das Kapitel 3. Es wurden zwei Arten von Kontakten hergestellt und bei den Proben eingesetzt: in situ (innerhalb der MBE-Wachstumskammer) und ex situ. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bei der ex situ-Probenpräparation, die Reproduzierbarkeit der Kontakte, besonders bei logisch magnetischen Elementen, nicht gewährleistet werden konnte. Bei funktionierender Kontaktierung war das magnetische Verhalten dann jedoch stets gleich. Bei den in situ-Kontakten war zwar einerseits das elektrische Verhalten reproduzierbar und sehr gut, aber das magnetische Verhalten war nicht zufriedenstellend, da die Relaxation nicht vollständig stattfand.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten die ex situ-Kontakte optimiert werden. Dabei wurde auf die Problematiken bereits existierender Proben eingegangen und es wurden verschiedene Lösungsan-

sätze dafür gefunden. So konnte z.B. gezeigt werden, dass die Haftungsprobleme hauptsächlich auf dem unsaubere Oberflächen zurückzuführen sind. Jede Schicht, die zwischen aufgedampfter Metallschicht und dem dotierten Halbleiter bestehen bleibt, unabhängig davon, ob es sich dabei um eine oxidierte Schicht, Lackreste oder eine, zum Teil verarmte Schicht handelt, beeinträchtigt die Funktionalität der Kontakte. Je kleiner die Dimension der Kontakte, desto stärker wirkt sich die unsaubere Oberfläche aus. So konnte gezeigt werden, dass ab einer Größe von ca. 500 nm·500 nm die Zuverlässigkeit der Kontakte elementar von der Reinheit der Oberflächen und deren Homogenität beeinflusst wird. Zur Abwendung dieser Komplikationen werden verschiedene Lösungsansätze vorgeschlagen. Wird die Oberfläche mit hochenergetischen Ionen versetzt, verarmt deren Dotierung, was zu einer massiven Änderung der Leitfähigkeit führt. Daher wurden entweder völlig andere Prozessparameter zur Reinigung eingesetzt, die den dotierten HL nicht verarmen oder einer der nasschemischen Schritte wurde so angepasst, dass die extrem verarmte Schicht der HL-Oberfläche entfernt wurde.

Die einfachsten spintronischen Bauelemente (Streifen) und magnetischen Logikelemente sowie deren Ergebnisse werden im Kapitel 4 diskutiert.

Hier wurde eindeutig gezeigt, dass die Streifen bei niedrigen Stromdichten nicht völlig uniaxial sind, während bei erhöhten Stromdichten die Uniaxialität immer dominanter wird. Dies war jedoch zu erwarten, da bei erhöhten Stromdichten die Temperatur auch ansteigt und da, bei erhöhter Temperatur, die biaxiale Anisotropie mit M^4 , die uniaxiale aber jedoch nur mit M^2 abfällt – die dominante Anisotropie wechselt folglich von biaxial zu uniaxial [2]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Grundlagen gelegt, um Speicherelemente und Datenverarbeitung in einem einzigen Halbleiter (Ga,Mn)As herzustellen. Auf Basis dieser Arbeit und den dabei gewonnenen lithographischen Erkenntnissen wurden, in nachfolgenden Arbeiten, solche Bauelemente realisiert [3].

Spin-Kaloritronik:

Wie schon Eingangs erwähnt, wird im Allgemeinen davon ausgegangen, dass die Miniaturisierung der zukünftigen Elektronik weitergeführt werden kann. Bei stetiger Verkleinerung der Strukturen kommt es in heutigen Anwendungen zu immer größeren Problemen bei der Wärmeabfuhr. Die Folgen der Temperaturdifferenzen innerhalb der Strukturen führen dabei zu sog. Hotspots oder sogar Materialschäden. Temperaturunterschiede müssen aber nicht nur negative Auswirkungen haben. So wurde an einem ferromagnetischen System aus Nickel, Eisen und Platin der sogenannte Spin-Seebeck-Effekt gemessen, bei dem die Elektronen in den Regionen verschiedener Temperatur unterschiedliche Spinpolarisationen zeigen [4].

Eine Batterie, die diesen spinpolarisierten Strom nutzt, könnte einen entscheidenden Fortschritt in der Spintronik bedeuten. Dieser Bereich der Forschung an thermoelektrischen Effekten, bei denen ferromagnetische Materialien involviert sind, wird auch „spin-caloritronics“ genannt [5].

Die Kapitel 5 und 6 beschäftigen sich mit einer neuartigen Klasse spintronischer Bauteile. Während das Kapitel 5 sich mit einer neuartigen Klasse spintronischer Bauteile, für die von uns als Bezeichnung TAMT („tunnel anisotropic magneto thermopower“) eingeführt wurde, beschäftigt, wird in Kapitel 6 an einem veränderten Probenlayout der Nernst-Effekt nachgewiesen. Die Geometrie wurde in beiden Fällen so gewählt und hergestellt, dass durch die Anisotropien des (Ga,Mn)As die beiden thermoelektrischen Effekte (Seebeck- und Nernst-Effekt) auf einen $n^+ - p^+$ -Übergang übertragen werden konnten. Durch einen Strom, in einem mit Silizium hoch dotierten GaAs-Heizkanal, kann jeweils ein vertikaler Temperaturgradient erzeugt werden. Die hierbei entstehenden Thermospannungen wurden durch eine vollständige elektrische Charaktri-

sierungsmessung mit Hilfe präziser Lock-in-Verstärker-Technik detektiert.

Das Kapitel 5 beschäftigt sich mit allen Bereichen, von der Idee bis hin zu Messungen und Analysen des Seebeck-Effektes an einem n-p-Übergang (TAMT). Außerdem ist ein sehr einfaches numerisches Modell dargestellt, das den gefundenen Effekt theoretisch beschreibt.

Durch die bekannten thermoelektrischen Effekte ergibt sich ein Temperaturgradient der immer zu einer Thermospannung und somit zu einem Thermostrom entlang des Gradienten führt. Für zukünftige Entwicklungen ist es demnach wichtig, diese Effekte zu beachten und diese bei elektrischen Messungen an Nanostrukturen als mögliche, zusätzliche Ursache eines Messsignals in Betracht zu ziehen.

In den vorliegenden Proben ist der Seebeck-Effekt stark anisotrop, mit einem größeren Thermospannungswert für Magnetisierungen entlang der magnetisch harten Achsen des (Ga,Mn)As.

Es wurde ein einfaches Modell entwickelt, welches das Tunneln von Elektronen zwischen zwei unterschiedlich warmen Bereichen erklärt. Die Abhängigkeit des Effekts von der Temperatur des Heizkanals wurde anhand dieses Modells sowohl qualitativ als auch größenordnungsmäßig korrekt beschrieben.

Die Nernst-Proben wurden von der Theorie bis zur Herstellung so entwickelt, dass in derselben Anordnung eine im (Ga,Mn)As senkrecht zum Temperaturgradienten gerichtete Spannung zusätzlich gemessen werden konnte. Diese wurde durch den Nernst-Effekt erklärt. Besonders interessant war, dass die Größe der Nernst-Spannung hierbei mit der Magnetisierung im (Ga,Mn)As verknüpft ist und somit ein aus der typischen Magnetisierungsumkehr hervorgehendes Verhalten zeigt.

Gegenüber den Magnetowiderstandseffekten entsteht beim Nernst-Effekt in sogenannten Fingerprints (vgl. Kapitel 1.3.3) ein dreistufiges Farbmuster anstelle eines zweistufigen hoch-tief-Systems. Die entstehende Temperatur im Heizkanal wird jeweils durch eine longitudinale Widerstandsmessung in einem senkrecht zum Kanal gerichteten äußeren Magnetfeld bestimmt. Die Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands kommt hierbei durch den Effekt der schwachen Lokalisierung in dünnen Filmen zustande.

Zusammenfassend stellen die Magneto-Thermoelektrizitätseffekte eine wichtige weitere Transporteigenschaft in ferromagnetischen Halbleitern dar, die mit der Magnetisierung direkt zusammenhängen.

In dieser Arbeit wurden Thermospannungen an (Ga,Mn)As-Schichten mit vergleichsweise hoher Mangankonzentration untersucht. Allerdings sind die Thermoelektrizitätseigenschaften zusammen mit Magneto-Widerstandsmessungen in Zukunft in der Lage, zusätzliche Informationen über die Bandstruktur sowie die Ladungsträgereigenschaften in Materialsystemen mit niedrigerem Mangangehalt, insbesondere in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs, zu liefern.

Inhalt des Anhangs ist eine ausführliche Anleitung zur Optimierung der Probenherstellung bzw. der verschiedenen Bauelemente.

Summary

It is impossible to imagine our world without electronic devices which are getting smaller. The current ICs are, for example, from more than a billion transistors, each one smaller than 100 nm. It is undisputed that this trend following Moore's law will continue. The interesting question in semiconductor- and nanostructure technology is: Is miniaturization of transistors with the current base achievable or is a new way needed?

With the continued miniaturization, the biggest challenge is to reduce the current used in these components in order to control the overheating in chips and to save energy. Today's electronics have their origins in the 1960s. They, however, have reached their limitations with respect to efficiency and heat development. A main reason for problematic heat development are the electrical connections which transfer the information between semiconductor-based data processing and the metallic storage elements.

For a long time the charge of an electron was used for the processing of electrical information and states. What would happen if we changed this approach? The spin of an electron is a much more effective information carrier than the electron's charge. This is due to the fact that the change of the spin of an electron needs much less energy than its movement [1].

The technology which uses the much more efficient spin quantum state of the electrons or holes as degrees of freedom in addition to the information processing with macroscopic electron streams is referred to as spintronics². Due to the longer phase coherence lengths in comparison to the orbital degree of freedom, the spin degree of freedom allows completely new developments, for example the quantum computer. The development of low-energy components that display nearly no heat development are therefore possible. Because of these advantages, spintronics developed from an interesting academic observation to a market moving application in a record time (Nobel Prize 2007). This development began in 1988 with the discovery of the GMR effect. After only 9 years the first hard disc reading heads were employed using the GMR effect. Reading heads which utilize the giant magneto resistance were much more sensitive than the conventional technology. The storage density and, thus, the capacity of hard disc drives could be significantly increased; the hard disc drives could be cheaply produced with a huge storage capacity. Since then the electron spin has been the focus of research and development³.

Due to the fact that the electric resistance of semiconductors can be greatly manipulated, logical components are produced from semiconductor materials. Ferromagnetic metals are, on the other hand, suitable for storing information since random magnetic fields are much weaker than random electric fields, which means that the magnetic storage is not as volatile. Furthermore its information doesn't need to be refreshed constantly as with DRAM.

In order to combine the advantages of the different materials (magnetic energy-saving and long-term storage of metals as well as the logical operations of semiconductors) and construct

²(artificial word consisting of "spin" and "electronics") makes use of the spin of an electron and the resulting magnetic moment.

³Other spin-related phenomena consisting of combinations of FM-SC and metal have the potential of revolutionizing electronics.

new components such as MRAMs (logical operations and permanent storage), ferromagnetic semiconductors are needed.

A new possibility of magnetizing and reading this storage is also needed. A further advantage of spintronics is that no moving parts are needed. The magnetizing control must, however, be independent of temperature.

The most thoroughly researched ferromagnetic semiconductor is (Ga,Mn)As. For this reason it serves as a model and prototype for all ferromagnetic semiconductors. The coupling of its magnetic and semiconductor properties by means of the spin orbit interaction is the reason for many new transport phenomena in this material system. These phenomena are often the basis for innovative applications, component designs and operational principles.

The present work is organized as follows: chapter 1 discusses the basic properties of (Ga,Mn)As and some novel spin effects of this material. Chapter 2 describes the manufacturing and engineering knowledge necessary to produce these effects as well as the lithographic production of spintronic and caloritronic nanostructures.

In order to "communicate" with and monitor the world of spin effects, suitably adapted and functional contacts are needed. Chapter 3 deals with the detailed production and analysis of these contacts. Two types of contacts were made and used in the samples: in situ to the MBE growth chamber and ex situ. The reproducibility of the contacts, especially with respect to the magnetic logic elements, could not be guaranteed for the ex situ sample preparation. However, when the contacts functioned, magnetic behavior was always the same. Although the electrical behavior of the in situ contacts was reproducible and very good, the magnetic behavior was inadequate due to the fact that relaxation of (Ga,Mn)As had not fully occurred.

The ex situ contacts have been optimized; the problems involving existing samples have been discussed and solved. It has, for example, been shown that adhesion problems are mainly due to unclean surfaces. Every layer which remains between the vapor-coated metal layer and the doped semiconductor affects the functionality of the contacts, regardless of whether the layer is oxidized, partially depleted or contains residue of resist.

The smaller the contacts, the more dramatic were the effects of the unclean surfaces. The reliability of the contacts were shown to be dependent on the purity and homogeneity of the surfaces for contacts with a size of approximately 500 nm·500 nm and greater. To avoid these complications, various solutions have been proposed. If the surface is treated with high energy ions, its doping is depleted, which significantly alters conductivity.

Therefore, either completely different, non-depleting process parameters were used for cleaning, or the wet chemical procedure was adjusted to remove the extremely depleted surface of HL-layer.

The simplest spintronic components, strips, and magnetic logic elements and their results are discussed in chapter 4.

It has been clearly shown that the strips are not completely uniaxial at low current densities. The uniaxiality does become dominant, however, at increased current densities. This effect was to be expected since an increase in current density also leads to an increase in temperature, and since an increase in temperature causes a switch of the dominant anisotropy from biaxial to uniaxial. (The biaxial anisotropy falls with M^4 and the uniaxial anisotropy falls with a M^2 [2].)

Based on this work and gained lithographic optimizations, a fully electrical read-write device out of a ferromagnetic semiconductor has been realized [3].

Spin-caloritronics:

As mentioned above, it is generally assumed that the miniaturization of electronics can be continued. The constant reduction of the structures used in today's ever-increasing applications leads to problems in heat dissipation. Temperature differences within the structures create so-called hotspots and may even cause material damage. Temperature differences may also have positive effects. In a ferromagnetic system of nickel, iron and platinum, the so-called spin Seebeck effect was measured, in which the electrons located at different temperature display different spin polarizations [4].

A battery which uses this spin-polarized current could represent a major breakthrough in spintronics. Research on thermoelectric effects involving ferromagnetic materials is referred to as "spin caloritronics" [5].

Chapters 5 and 6 deal with a new class of spintronic components.

Chapter 5 deals with all aspects, from concept to measurement and analysis of the Seebeck effect at a p-n junction that are referred to as TAMT. Furthermore a very simple numerical model describes the observed effect. The Nernst effect is demonstrated on a modified sample layout in chapter 6.

The geometry has been chosen and prepared so that the anisotropy of (Ga,Mn)As can be transmitted to two thermoelectric effects in an n^+p^+ transition. A vertical temperature gradient can be generated by an applying current to a GaAs heating channel that has been highly doped with silicon. Using high precision electronic measurements with lock-in amplifier, the resulting thermopower signal was detected. Due to the known thermoelectric effects, in particular the Seebeck effect, a temperature gradient always leads to an additional thermopower signal and to additional thermal currents along the gradient. These effects should be observed and regarded as possible additional cause of a measured signal when electrical measurements are carried out on nanostructures. The thermopower which occurs along the temperature gradient can be explained by the Seebeck effect. In these samples, the Seebeck effect is highly anisotropic, with a larger thermopower value of magnetization along the magnetic hard axis of (Ga,Mn)As. We developed a simple model which considers the tunneling of electrons between two areas with different temperature ranges. This model correctly describes – qualitatively as well as quantitatively – the correlation between the effects and the temperature of the heating channel. The Nernst samples were developed so that a voltage in the (Ga,Mn)As, perpendicular to the temperature gradient, could also be measured. This can be explained by the Nernst effect. It is of particular interest that the size of the Nernst voltage is linked to the magnetization in (Ga,Mn)As and thus displays a behavior that typically emanates from the typical magnetization reversal.

Contrary to other previous magnetoresistance effects (using a single magnetic layer devices), the Nernst effect displays a tricolor fingerprint instead of a two-stage high-low system (see chapter 1.3.3). The resulting temperature in the heating channel is determined by a longitudinal resistance measurement in an external magnetic field perpendicular to the channel. The magnetic field dependency of the resistance is due to the effect of weak localization in thin films.

The magneto-thermal effects of electricity constitute an important transport property in ferromagnetic semiconductors, which are directly related to the magnetization. In this study, thermopower effects were studied in (Ga,Mn)As layers with relatively high manganese concentration. However, in the future the thermoelectric properties, together with magneto-resistance measurements, will be able to provide additional information regarding the band structure as well as the charge carrier properties in the material systems with lower manganese content, particularly

near the metal-insulator transition.

The appendix provides a detailed guide to optimization of sample preparation respectively the various components.

1. Theoretische Grundlagen des (Ga,Mn)As

1.1. (Ga,Mn)As – ein verdünnter ferromagnetischer Halbleiter

Das bekannteste und meiststudierte Material der Spintronik ist der Prototyp Gallium-Mangan-Arsenid = (Ga,Mn)As (äquivalent zu $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, wobei x der Anteil ist, der von Mn-Atomen ersetzt wird), der ein verdünnter magnetischer Halbleiter ist. Die grundlegendste Eigenschaft eines Materialsystems ist seine kristalline Struktur. (Ga,Mn)As kristallisiert, wie auch die zugrundeliegende GaAs-Matrix, in der Zinkblendestruktur. Das Zinkblendegitter besteht aus 2 fcc-Untergittern, hier von As und Ga gebildet, die jeweils eine viertel Raumdiagonale gegeneinander verschoben sind. Das bedeutet, jede Atomsorte ist jeweils von 4 Atomen der anderen Sorte tetraedrisch umgeben (Abb. 1.2 a). GaAs ist ein diamagnetisches, nahezu isolierendes Halbleitermaterial, das durch Manganverunreinigungen zu einem ferromagnetischen und elektrisch leitfähigen Material umgewandelt werden kann. Dabei wird an einigen Stellen das ursprüngliche Kation des Halbleitergitters durch magnetische Kationen, in diesem Fall Manganionen (Mn^{2+}), substituiert. Die auf diese Weise hergestellte magnetische Materialien lassen sich in zwei Klassen unterteilen: Die erste mit paramagnetischer Charakteristik und die zweite mit ferromagnetischem Verhalten. Letztere Klasse ist für uns die relevante, da nur mit dieser Materialklasse die angestrebten Effekte realisierbar sind. Diese Substitution (Herstellung des (Ga,Mn)As) wird durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) realisiert. Erste Erfolge bei der Herstellung epitaktisch gewachsener (Ga,Mn)As-Schichten auf einem GaAs-Substrat gelang H. Ohno 1996 mittels LT-MBE¹. Die so hergestellten (Ga,Mn)As Schicht wächst bei einer Wachstumstemperatur von 230 bis 270°C im Vergleich zu 600°C beim GaAs auf. Damit gelang ihm erstmals der Einbau von Mn-Ionen in hohen Konzentrationen [6].

Bei geringen Dotierungen unterhalb 1% liegt die Energie jeder einzelnen Mn Störstelle bei 113 meV und das Material verhält sich wie ein Isolator [7]. Steigt die Mn-Konzentration auf ca. 1% an, zeigt das Mn-dotierten GaAs einen Phasenübergang zu einem Zustand, in dem die Mn-Verunreinigungsniveaus miteinander wechselwirken und einen "metallischen" Grundzustand bilden. Die Löcher in diesem Zustand werden über das System delokalisiert, sind also nicht mehr einzelnen Mn-Atomen oder Atomgruppen zuzuordnen (s. Abb. 1.2 b). Diesen Übergang bezeichnet man als kritische Metall-Isolator-Übergangsdichte [8]. Die Abb. 1.1 zeigt deutlich, dass metallisches Verhalten für Mn-Konzentrationen x zwischen ca. 2% und 6% bei nicht getemperte Schichten erreicht werden kann. Die, unter diesen Bedingungen, gewachsenen Proben zeigen ferromagnetisches Verhalten. Allerdings führt diese niedrige Wachstumstemperatur weit unterhalb der Gleichgewichtsbedingungen zu einem erhöhten Einbau von Punktdefekten. Daher ist nur in einem kleinen Temperaturbereich das Wachstum monokristallin, und die Proben zeigen metallisches Verhalten [6, 9]. Wird die Temperatur zu niedrig, so erhält man Proben mit isolierendem Verhalten, bei noch tieferen Temperaturen ist nur noch polykristallines Wachstum möglich.

¹low temperature molecular beam epitaxy

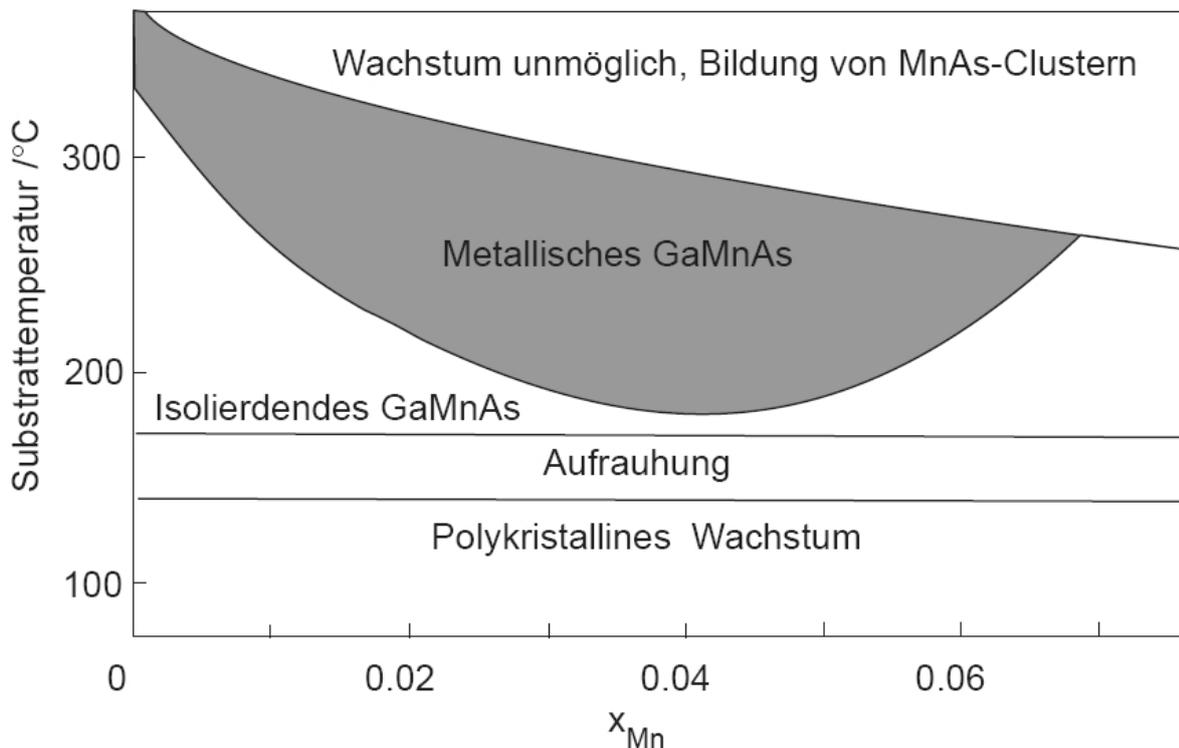


Abbildung 1.1.: Das schematische Phasendiagramm zeigt den Zusammenhang zwischen Wachstumsparametern, Substrattemperatur, Mangankonzentration und den Eigenschaften des (Ga,Mn)As; Aus [6]

Die Mn-Atome werden dabei auf zwei verschiedene Arten in die Zinkblendenstruktur des GaAs eingelagert: Die erste substitutionell, wenn das eingebundene Mn-Atom einen Galliumgitterplatz im Kristall einnimmt. So verhält sich Mangan als Akzeptor und verleiht (Ga,Mn)As seinen p-dotierten Charakter ("S" in Abb. 1.2 a). Bei der zweiten bzw. interstitiellen Art sitzt das Mn-Atom auf einem Zwischengitterplatz innerhalb der Zinkblendenstruktur². In diesem Fall verhält sich Mangan als ein Donator und reduziert die Anzahl der Löcher, die für Transport und Ferromagnetismus zuständig sind ("I" in Abb. 1.2 a). Glücklicherweise tritt die substitutionelle Mn-Einlagerung bevorzugt auf [10].

Die beiden Arten, je nachdem wie das Mn in das GaAs-Gitter eingelagert wird, führen zu sehr unterschiedlichen Eigenschaften des (Ga,Mn)As-Kristalls.

Die Konfiguration der zweifach positiv geladenen Mn^{2+} -Ionen besitzt nach den Hund'schen Regeln das lokalisierte magnetische Moment mit Spin $S = 5/2$. Der Ferromagnetismus entsteht in (Ga,Mn)As durch eine antiferromagnetische Wechselwirkung zwischen diesen Mn^{2+} -Ionen und den Valenzbandlöchern, die diese hinterlassen haben. Die Löcher sind nicht auf ein Mn^{2+} -Ion beschränkt und bewirken dadurch eine parallele Ausrichtung verschiedener Mn^{2+} -Ionen in ihrem direkten Umfeld. Nur wenn die Konzentration der substitutionell eingebetteten Mn-Atome so groß ist, dass mehrere von ihnen innerhalb der Ausdehnung einer Lochwellenfunktion liegen, entsteht der ferromagnetische Charakter. Mit der Erhöhung der Löcherkonzentration wird der Überlapp ihrer Wellenfunktionen und ein Überlapp des Störstellenbandes mit dem GaAs-Valenzband

²Da (Ga,Mn)As bei niedrigen Temperaturen im Nichtgleichgewicht gewachsen wird.

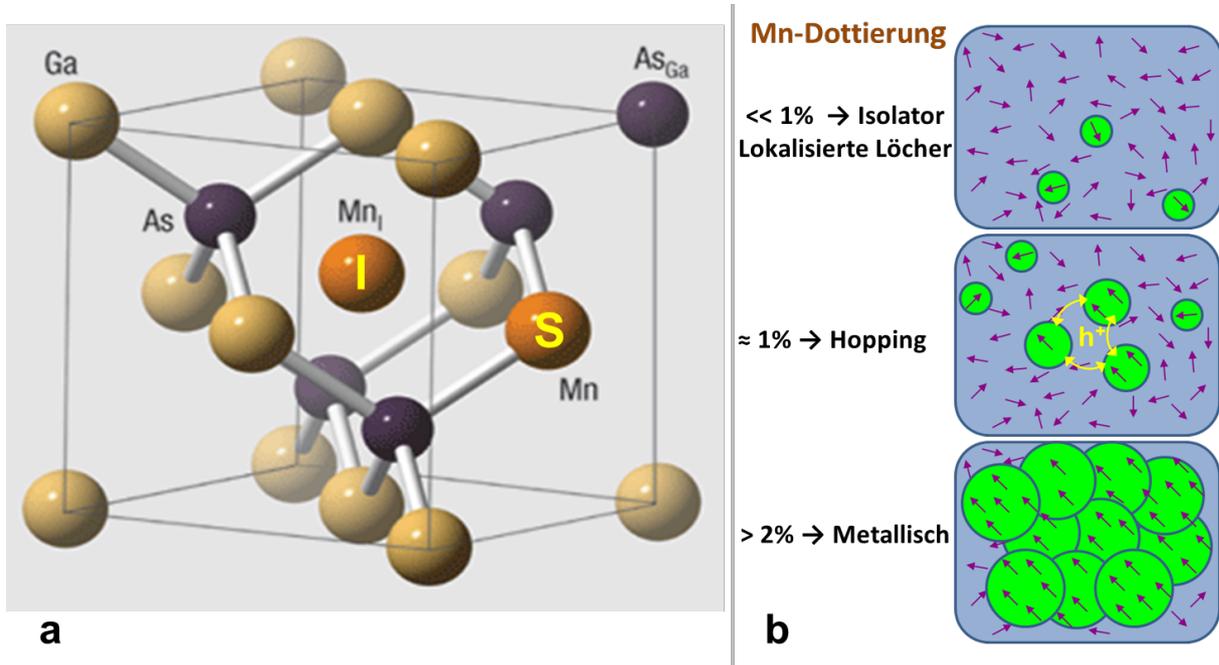


Abbildung 1.2.: a) Das Zinkblendegitter des GaAs mit substitutionellen S und interstitiellen I Mn-Ionen. b) Löchervermittelter Ferromagnetismus im (Ga,Mn)As.

eintreten. Die nun quasi frei beweglichen Löcher wechselwirken mit den magnetischen Momenten der Mn-Störstellen, und eine weitreichende ferromagnetische Anordnung bildet sich aus. Dieser Vorgang wird in Abb. 1.2 b dargestellt. Laut [11] tritt dieser löchervermittelte Ferromagnetismus in Proben mit Mangankonzentrationen von 2 bis 9 Prozent auf. Dieser Mechanismus beeinflusst auch die Curie-Temperatur T_C des (Ga,Mn)As. Für weitere Details s. [12]. Bei dieser Temperatur findet der Wechsel von der paramagnetischen Phase zur ferromagnetischen statt. Die Curietemperatur liegt bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben bei 60 bis 70 K, kann aber durch Ausheilen der Proben bei erhöhter Temperatur (annealing) vergrößert werden. Die maximal erreichte Curie-Temperatur liegt zurzeit für Volumenmaterial bei 188 K [13] und für 200 K in Nanostrukturen [14].

1.2. Magnetische Anisotropien in (Ga,Mn)As

Nicht nur der grundlegende Ferromagnetismus von (Ga,Mn)As ist relevant, sondern vielmehr dessen reichhaltiges magnetisches Anisotropieverhalten. Magnetische Anisotropie bezeichnet die Kristallrichtungsabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften, welche auch in anderen ferromagnetischen Materialien wie Eisen zu beobachten sind.

Ohne vorhandenes äußeres Feld richtet sich die Magnetisierung bevorzugt entlang bestimmter Richtungen aus. Diese magnetokristallinen Vorzugsrichtungen werden auch weiche Achsen (easy axes) genannt (Gegenteil dazu: harte Achse (hard axis)).

Unverspanntes, also freies (Ga,Mn)As besitzt eine kubische Anisotropie. Somit sind die drei kubischen Raumrichtungen $\langle 100 \rangle$ in der vorliegenden Zinkblende-Struktur gleichermaßen gewichtet. Die Verspannung entsteht dadurch, dass verschiedene Schichten mit unterschiedlichen Gitterkonstanten epitaktisch aufeinander wachsen. Je nach Verspannung ergibt sich eine Ände-

ung in dieser kubischen Anisotropie, wobei kompressive Verspannung (compressive strain) zu magnetisch weichen Achsen in der Schichtebene und einer dazu orthogonalen harten Achse führt. Während eine tensile Verspannung (tensile strain) zu einer aus der Oberfläche herauszeigenden, magnetisch weichen Richtung und zwei in der Ebene liegende harten Achsen führt (s. Abb. 1.3).

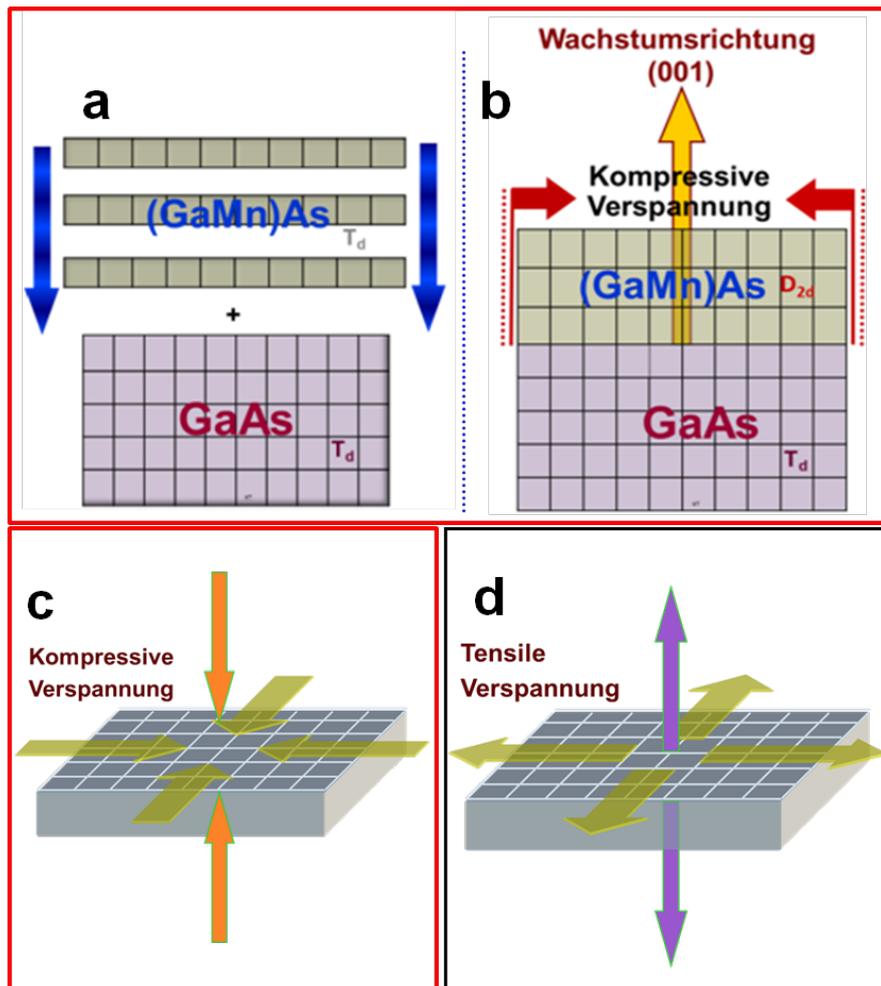


Abbildung 1.3.: (Ga,Mn)As hat eine größere Gitterkonstante als GaAs. Von a bis c ist die kompressive Spannung dargestellt. Der vice versa Fall führt zur tensilen Verspannung d.

Bei fast allen in dieser Arbeit untersuchten Wafern wurde (Ga,Mn)As auf ein (001)-GaAs-Trägersubstrat aufgewachsen. Da die Gitterkonstante von GaAs um ca. $0,01 \text{ \AA}$ geringer als die von (Ga,Mn)As ist, wird sich (Ga,Mn)As an die Gitterkonstante des GaAs anpassen. Aus diesem Grund ist (Ga,Mn)As entlang der Wachstumsrichtung gestaucht. Diese kompressive Verspannung führt zu einer magnetisch harten Achse entlang des Schichtwachstums (zwei weiche Achsen „in plane“ oder auch Biaxialität) [15, 16].

Insgesamt setzt sich die magnetische Anisotropie in der Ebene der hier verwendeten Proben aus drei Komponenten, einer biaxialen und zwei uniaxialen zusammen (s. Abb. 1.4) [17, 18, 15].

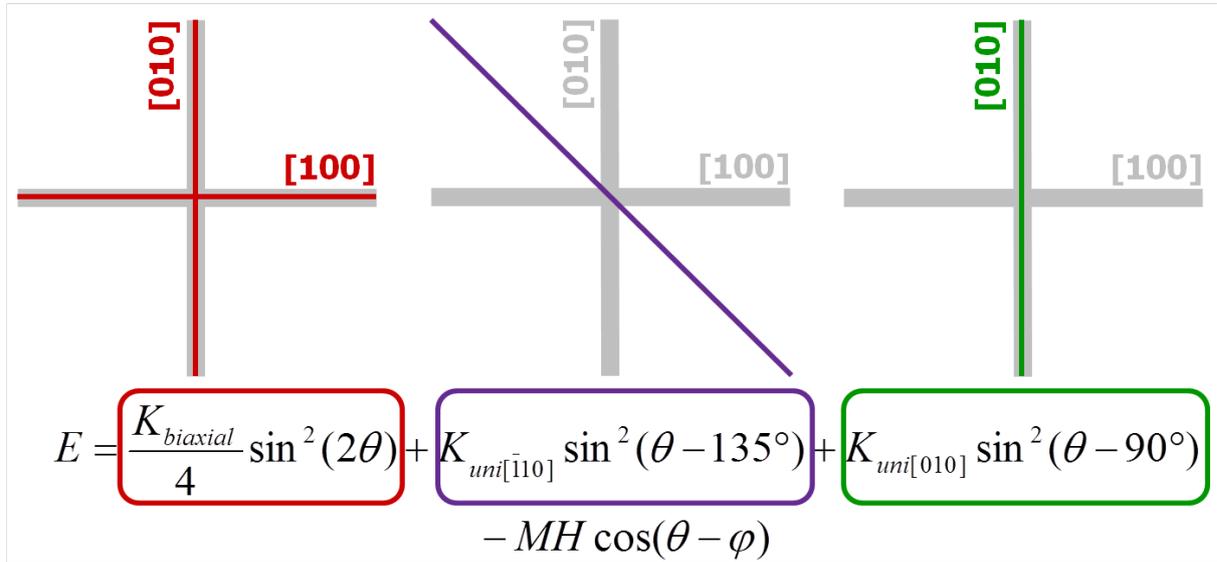


Abbildung 1.4.: Magnetostatische Energie E einer magnetischen Domäne im (Ga,Mn)As-Kristall. Darstellung und Veranschaulichung des biaxialen und beider uniaxialen Anisotropie Terme.

Für Transportmessungen, wie sie auch im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurden Schichten mit mittelhohen Dotierungskonzentrationen verwendet. Mit den oben beschriebenen Eigenschaften dieser Schichten, ergibt sich die im folgenden dargestellte Konfiguration der Anisotropiekomponenten. Die Hauptkomponente einer solchen kompressiv verspannten (Ga,Mn)As-Schicht ist eine biaxiale Anisotropie bestehend aus weichen Achsen entlang [100] und [010]. Weiterhin treten noch ein uniaxialer Anisotropie Term mit einer weichen Achse entlang [110] oder $[\bar{1}10]$ und eine viel schwächere uniaxiale Anisotropiekomponente mit einer weichen Achse in [010]- oder [100]-Richtung auf.

Die gesamte magnetostatische Energie E einer magnetischen Domäne im (Ga,Mn)As-Kristall setzt sich aus der Addition der einzelnen Anisotropie Terme und der Zeemanenergie zusammen:

$$E = \frac{K_{biaxial}}{4} \sin^2(2\theta) + K_{uni[\bar{1}10]} \sin^2(\theta - 135^\circ) + K_{uni[010]} \sin^2(\theta - 90^\circ) - MH \cos(\theta - \varphi) \quad (1.1)$$

Der biaxiale Term (erster Term) ist bei 4,2 K der dominante Anteil mit weichen Achsen entlang [010] und [100]. θ stellt den Winkel zwischen der Magnetisierung der Probe und der [100]-Achse dar. φ im Zeemanterm ($MH \cos(\theta - \varphi)$) ist der Winkel zwischen einem von außen angelegten Magnetfeld H und der [100]-Richtung. $K_{biaxial}$, $K_{uni[\bar{1}10]}$ und $K_{uni[010]}$ sind temperaturabhängige Konstanten. Gemeinsam nehmen alle drei Anisotropiekomponenten Einfluss auf den Verlauf der gesamten magnetostatischen Energie einer magnetischen Domäne im (Ga,Mn)As-Kristall. Mit erhöhter Temperatur wird die Magnetisierung kleiner, weil sich die biaxiale Anisotropie mit M^4 und die uniaxiale mit M^2 verringert. Daher ändert sich bei Erhöhung der Temperatur von 4,2 K bis zur Curie-Temperatur die dominante Anisotropie von biaxial zu uniaxial [2].

Oberhalb der Curie-Temperatur verschwinden alle diese Terme bzw. gehen gegen null. Bei 4,2 K stehen die drei Konstanten in einem Größenordnung Verhältnis von

$K_{biaxial} : K_{uni[\bar{1}10]} : K_{uni[010]} = 100 : 10 : 1$ zueinander, wobei $K_{biaxial}$ etwa 3000 J/m^3 beträgt, was einem Anisotropiefeld H_A von ca. 120 mT entspricht [19, 20, 21].

1.3. Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften

Erkenntnisse über die beschriebenen magnetischen Anisotropien bei (Ga,Mn)As können durch Analyse der elektrischen Transporteigenschaften gewonnen werden.

Um eine (Ga,Mn)As-Probe hinsichtlich ihrer magnetischen Eigenschaften zu untersuchen, gibt es verschiedene Messmethoden wie TAMR, AMR und den planaren Hall-Effekt (in plane). Für die jeweilige Methode muss die gemessene Kontaktierung konstruiert werden [19]. Das Ziel ist die Charakterisierung der magnetischen Anisotropien der (Ga,Mn)As-Proben mittels Transportmessungen. Eine gute Methode, die auch in den überwiegend präsentierten Proben durchgeführt wurde, ist die Messung des anisotropen Magnetwiderstandeffekts AMR. Diese Messmethode und der dazugehörige Effekt sollen kurz erläutert werden.

1.3.1. AMR-Effekt

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht nicht mehr eine kugelsymmetrische Ladungsverteilung der Leitungselektronen, sondern eine asymmetrische Orbitalform, die bezüglich ihrer Magnetisierung für verschiedene Stromrichtungen unterschiedliche Streuquerschnitte verursacht, worin die Ursache des AMR liegt.

Phänomenologisch zeigt der AMR in (Ga,Mn)As zwei Hauptkomponenten, eine kristalline, die aus der Kristallsymmetrie hervorgeht, und eine nichtkristalline. Der stromabhängige nicht kristalline Anteil, der im (Ga,Mn)As der dominante ist, wird durch anisotrope Streuung der Löcher an substitutionellen Mn-Ionen verursacht [22]. Aus diesem Grund ist der spezifische Widerstand nicht mehr skalar, sondern wird durch den Tensor wie folgt definiert:

$$\hat{\rho}_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{\perp} & \rho_H & 0 \\ \rho_H & \rho_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel} \end{pmatrix}$$

ρ_{\perp} und ρ_{\parallel} sind die parallele und die senkrechte Komponente des spezifischen Widerstands, ρ_H die des anomalen Hall-Effekts. Für den longitudinalen spezifischen Widerstand ergibt sich dann folgender winkelabhängiger Zusammenhang [19]:

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

Der spezifische Widerstand ist also vom Winkel θ zwischen der Magnetisierung \mathbf{M} und dem Strom \mathbf{J} durch die Probe abhängig, wodurch das Prinzip der Transportmessungen demnach wie folgt dargestellt wird :

Um die magnetische Anisotropie des Materials zu untersuchen, kann man einfach die Stärke und die Richtung des äußeren Magnetfelds H relativ zu J variieren und durch Kontakte den Widerstand mittels 4-Punkt-Messung oder 2-Punkt-Messung bestimmen. So schließt man indirekt auf die Magnetisierung der Probe. Am einfachsten kann der AMR durch eine Hallbargeometrie untersucht werden.

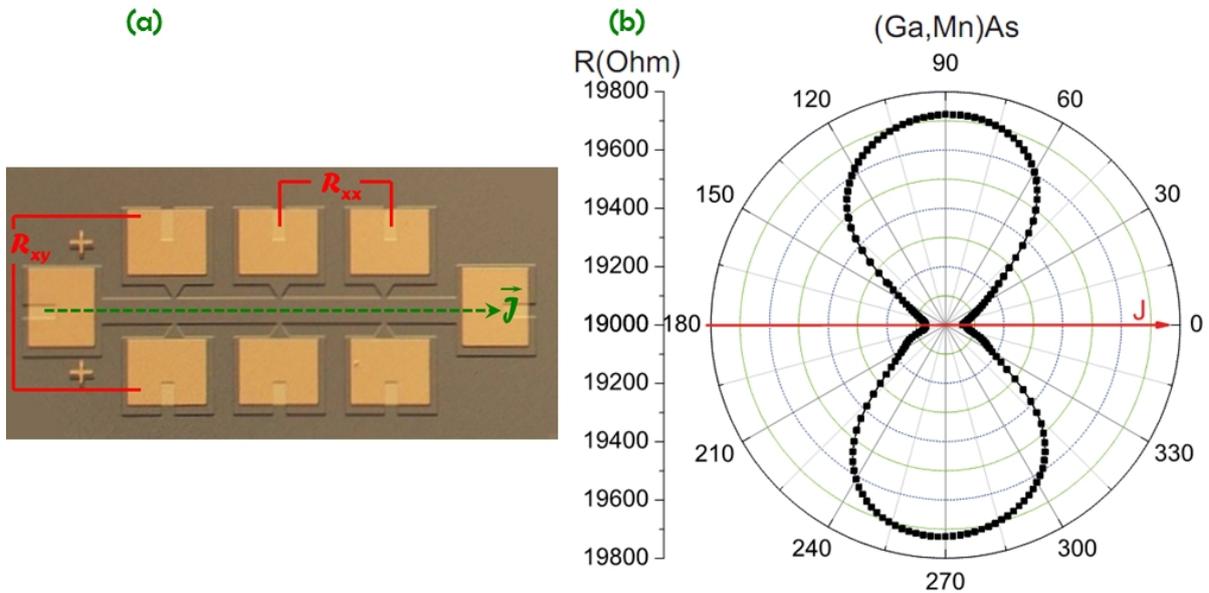


Abbildung 1.5.: AMR-Effekt des (Ga,Mn)As. Durch Auftragung des longitudinalen Widerstands R_{xx} gegen den Winkel des äußeren Magnetfelds ist klar ersichtlich, dass eine ausgeprägte Abhängigkeit zwischen beiden Größen besteht. a) Hallbar-Struktur b) $\cos^2 \theta$ -Messergebnis eines Phi-Scans.

Die Abb. 1.5 zeigt ein Beispiel, wie man den AMR messen kann.

An dem (Ga,Mn)As-Hallbar wird ein Längsstrom angelegt, während der longitudinale oder auch der Hall-Widerstand über jeweilige Spannungsabgriffe bestimmt wird (4-Punkt-Messung). Gleichzeitig wird ein 300 mT starkes Magnetfeld in der Ebene angelegt und langsam um 360° gedreht. Die Magnetisierung der Probe richtet sich entlang dieses Feldes aus. Diese Messmethode ist als **Phi-Scan** bekannt.

Für eine schnelle magnetische Charakterisierung ist diese Methode sehr hilfreich. Für eine detailliertere Charakterisierung muss diese Messung durch eine Magnetwiderstandsmessung ergänzt werden (darstellbar als Fingerprint/Polarplot).

1.3.2. TAMR-Effekt

Ein weiterer Magnetowiderstandseffekt wurde 2004 von Gould et al. [23, 24] in Heterostrukturen, bestehend aus (Ga,Mn)As, einer Tunnelbarriere und einem nicht-magnetischen Metallkontakt, dem anisotropen Tunnelmagnetowiderstand (TAMR) nachgewiesen. Dieser Effekt konnte nicht durch den AMR-Effekt erklärt werden, da in der Probengeometrie der Strom stets senkrecht zur Ebene fließt und somit immer einen 90°-Winkel mit der Magnetisierung in der (Ga,Mn)As-Ebene bildet. Bei diesem Effekt definiert die Tunnelbarriere den Widerstand des Bauelements. Der Transport findet zwischen der unteren (Ga,Mn)As-Schicht und dem oberen Titan-Goldkontakt durch eine dazwischenliegende $100 \cdot 100 \mu\text{m}^2$ große Aluminiumoxidbarriere statt. Der Gesamtwiderstand von etwa 3 k Ω wird dabei von der Tunnelbarriere bestimmt, da das (Ga,Mn)As selbst nur ca. 10 Ω zum Widerstand beiträgt. Magnetowiderstandsmessungen bei 4,2 K entlang mancher Winkel in der Probenebene zeigen ein „spin-valve“ ähnliches TMR-Verhalten. Im Unterschied zum TMR-Effekt gibt es beim TAMR-Effekt nur eine ferromagnetische Schicht.

In Abb. 1.6 sind die Struktur und drei Messergebnisse dargestellt. Bei allen drei Messungen

wird der Widerstand bei $T = 4,2 \text{ K}$ über die Barriere gemessen, während das äußere Magnetfeld in 0° -, 50° - und 55° -Richtung zur $[100]$ -Achse von negativen auf positive Werte (rote Kurve) und anschließend wieder zurück auf negative Werte (blaue Kurve) gefahren wird. Wie bereits beschrieben, kommt es dadurch im (Ga,Mn)As bei den kritischen Magnetfeldern H_{c1} und H_{c2} zu einer Magnetisierungsumkehr. In der TAMR-Messung entspricht dies einem Unterschied im Widerstand von ca. 3%. Sehr interessant ist, dass sich die Signalbreite und das Vorzeichen mit dem Winkel ändern. Durch die zusätzliche Winkelabhängigkeit des TAMR von der Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten, kann der TAMR sowohl in einer in plane als auch in einer out-of-plane-Anordnung beobachtet werden. Dadurch ermöglicht der TAMR Anwendungsgebiete, die weit über die aktuellen Applikationsbereich von GMR und TMR hinausgehen. Durch das Auffinden der schwächste Anisotropiekomponente in $[010]$ -Richtung wurde die Anwendungsmöglichkeit als Detektor bestätigt.

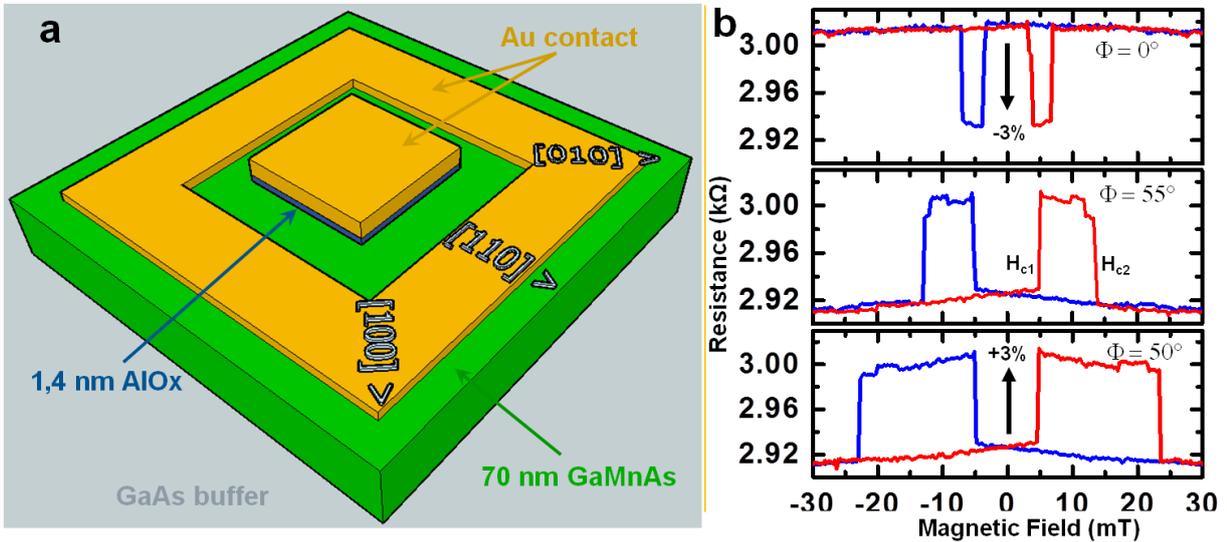


Abbildung 1.6.: TAMR-Effekt, anisotroper Tunnelwiderstand mit einer einzelnen magnetischen Schicht. **a)** Schema der verwendeten Schichten zur Realisierung der $\text{Au}/\text{AlO}_x/(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Tunnelstruktur und Probenaufbau mit Kristallrichtungen. **b)** Magnetowiderstandskurven entlang der 0° -, 50° - und 55° -Richtung bezüglich $[100]$ -Richtung. Sweeps von -300 mT zu $+300 \text{ mT}$ (rote Kurve) und von $+300 \text{ mT}$ zu -300 mT (blaue Kurve). Die Vorzeichen und Breite der Signale sind winkelabhängig. **b** Aus [23]

Mit einer zusätzlichen (Ga,Mn)As/GaAs-Schicht anstatt der oberen AlO_x , könnte der Effekt unter bestimmten Bedingungen bis zu 1500% verstärkt werden.

Doch woher kommt der Ursprung für den TAMR-Effekt?

Der Strom durch eine Tunnelbarriere ist von den Zustandsdichten in der Nähe der Fermikante der Materialien auf beiden Seiten der Barriere, sowie von dem Tunnel-Matrixelement Θ_{AlO_x} , welches die Eigenschaften der Barriere beschreibt, abhängig:

$$J \propto D_{(\text{Ga,Mn})\text{As}} \cdot \Theta_{\text{AlO}_x} \cdot D_{\text{Ti,Au}} \quad (1.2)$$

In der Regel ist die Zustandsdichte von der Spinrichtung der Elektronen unabhängig.

Somit kann eine Änderung des Tunnelstroms mit verschiedenen Magnetisierungsrichtungen nur

durch eine Änderung der Zustandsdichte im (Ga,Mn)As zustande kommen, da keine anderen Parameter, weder die Barriere (Θ_{AlO_x}) noch der Titan-Gold-Kontakt ($D_{Ti,Au}$), ferromagnetische Eigenschaften besitzen. Die theoretischen Modelle bestätigen die Abhängigkeit der Zustandsdichte von den unterschiedlichen Magnetisierungen entlang der weichen Achsen. Außerdem kann die Struktur der Tunnelbarriere die Größe des TAMR-Effekts beeinflussen.

Eine einkristalline Barriere erlaubt den Zuständen ein Passieren ohne Streuung und es tritt k_z -Impulserhaltung auf, weshalb nur wenige Zustände mit einer hohen k_z -Komponente den Effekt bestimmen, und somit ein großer TAMR-Effekt auftritt. Dagegen tritt bei einer weniger kristallinen Barriere vermehrt Streuung auf, und viele Zustände nehmen gleichberechtigt am Tunneln teil, womit sich der Effekt durch Mittelung reduziert. Auch ist der Tunnelwiderstand abhängig von der angelegten Spannung, da dies die teilnehmenden Zustände auf beiden Seiten der Barriere beeinflusst.

1.3.3. Fingerprint-Technik

Eine spezielle Technik führt zur Vereinfachung der magnetischen Charakterisierung einer (Ga,Mn)As-Probe mittels AMR-Effekt, diese zeigt das Verhalten des Materials bei einem sich drehenden Magnetfeld und wird Fingerprint- oder Polarplottechnik genannt. Hier wird der Hall- oder der longitudinale Widerstand an einem Hallbar in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld gemessen. Das in der Ebene, in einem bestimmten Winkel, angelegte Magnetfeld wird von -300 mT bis +300 mT gefahren [21]. Der Widerstand zeigt dabei das in Abb. 1.7 b gezeigte charakteristische Schaltverhalten. Die biaxiale Anisotropiekomponente ist, unter dieser Bedingung ($T = 4,2$ K), die dominante. Der Hallbar ist hierbei entlang einer der beiden easy axes ausgerichtet. In Abb. 1.7 ist der Hallbar entlang der [010]-Richtung, was gleichzeitig dem Nullwinkel entspricht, ausgerichtet.

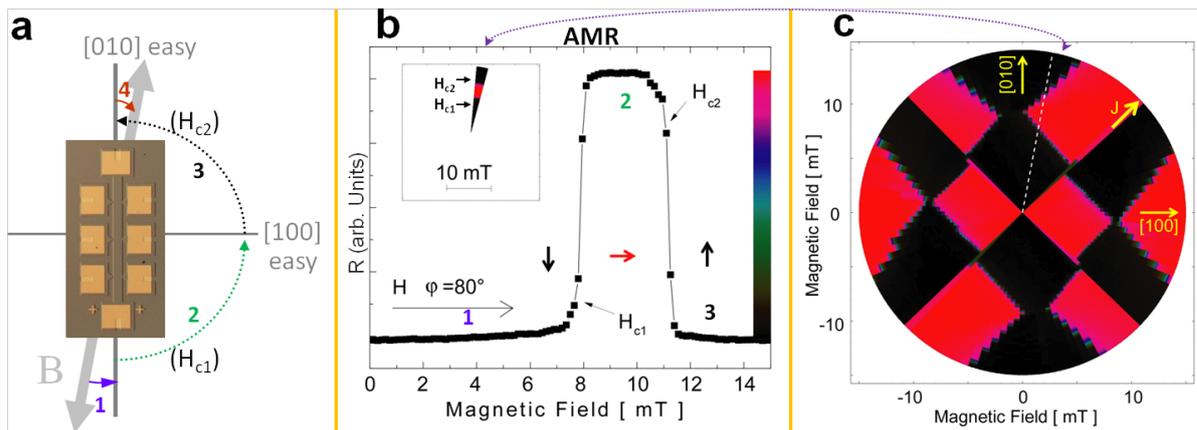


Abbildung 1.7.: AMR-Messung mit $\varphi = 80^\circ$ des ersten und zweiten Schaltvorgangs mit entsprechender Farbskala. Sie zeigt das typische Verhalten einer (Ga,Mn)As-Probe bei der Magnetisierungsumkehr während eines Feldsweeps von der negativen bis zur positiven Sättigung der Magnetisierung. **a)** Skizzierung der Schaltvorgänge. **b)** Daraus resultierendes Schalten im longitudinalen Widerstand mit Farbskala für den Polarplot; rot steht für einen hohen, schwarz für einen niedrigen Widerstandszustand. **c)** Der gesamte Polarplot ($0-360^\circ$); weiß gestrichelte Linie des in **a** und **b** beschriebenen 80° -Teils des Gesamtensembles. Graphiken **b** und **c** aus [21]

Die Magnetisierung ist am Anfang aufgrund des äußeren Magnetfeldes mit -300 mT in einem bestimmten Winkel φ gesättigt. Die longitudinale Widerstandskomponente R_{xx} (in Abb. 1.7 b dargestellt) wird aufgezeichnet und das Magnetfeld langsam von -300 mT auf zunächst 0 mT hoch gefahren. Die Magnetisierung rotiert durch Stoner-Wohlfarth Rotation zur nächstgelegenen weichen Achse (Abb. 1.7 a Sprung 1). Da aber die nächste weiche Achse parallel zum Strompfad liegt, nimmt der Widerstand seinen Minimalwert an. Wird das äußere Feld über 0 mT weiter erhöht, ergibt sich eine schlagartige Erhöhung des Widerstandes. Hier hat das System genug Energie aus dem magnetischen Feld erhalten, dass die Magnetisierung durch Nukleation und Propagation einer Domänenwand um 90° auf die weiche [100]-Achse wechselt (Abb. 1.7 a Sprung 2). In dieser Lage steht aber die Magnetisierung jetzt senkrecht zum Strompfad, was aufgrund des AMR-Effekts zu einem maximalen Widerstand führt. Die Magnetisierung wird sich dann durch Stoner-Wohlfarth kohärente Rotation von der [010]-Achse in die parallele Stellung zurückbewegen (Abb. 1.7 a Sprung 3). Diese parallele Stellung der Magnetisierung zum Strompfad entspricht wieder dem niedrigsten Widerstandswert. Wenn das Magnetfeld über den Sättigungswert steigt, dreht sich die Magnetisierung in die identische Richtung, in der sich das äußere Feld befindet (Abb. 1.7 a Sprung 4). Diese Magnetowiderstandsmessungen wurden für weitere Winkel durchgeführt und es ergibt sich für jeden Winkel das entsprechende Widerstands-Magnetfelddiagramm. In Abb. 1.7 ist ein solcher Messdurchgang bei einem Winkel von $\varphi = 80^\circ$ dargestellt. Wenn man diese Ergebnisse in eine Farbcodierung übersetzt (Abb. 1.7 c) und nur die positiven Felder, in denen sich die Schaltfelder befinden, über einen Winkelbereich von 0° - 360° aufträgt, entstehen diese Art von Polarplots. Dabei werden die Einzelmessungen (z.B. in 10° Schritten) jeweils als Winkelteilstücke zu einem 360° -Plot in Polarkoordinaten zusammengefügt. Die rote Farbe entspricht hierbei einem hohen, die schwarze Farbe einem niedrigen Widerstandswert. Anhand solcher Polarplots kann man sehr wertvolle Informationen über magnetische Anisotropien erhalten.

Wenn, wie bisher, von einer rein biaxialen Anisotropie ausgegangen wird und man annimmt, dass die magnetostatischen Energieminima während des doppelten Schaltvorgangs auf den beiden weichen Achsen verweilen, kann man die beiden Schaltfelder nach (1.3) berechnen [21, 23]. Die letztere der beiden Annahmen ist dadurch gerechtfertigt, dass der Prozess der Magnetisierungsumkehr durch die Nukleation und Propagation einer Domänenwand stattfindet und nicht durch eine Stoner-Wohlfarth Rotation.

$$H_c = \frac{-\varepsilon_{90^\circ}}{M [\pm \cos \varphi \pm \sin \varphi]} \quad (1.3)$$

ε_{90° ist die Energie, die für die Erzeugung und Ausbreitung einer 90° - Domänenwand nötig ist. Alle Kombinationen der weichen Achsen, zwischen denen die Schaltvorgänge stattfinden, werden durch Vorzeichen der beiden trigonometrischen Funktionen dargestellt. Der berechnete Verlauf der Schaltfelder in einem Polarkoordinatensystem mit φ als Winkelkoordinate und H_c als radialen Anteil ist in Abb. 1.8 dargestellt – die theoretischen und experimentellen Daten stimmen überein.

Das innere blaue Quadrat zeigt das erste Schaltfeld H_{c1} und die dicken schwarzen Linien außerhalb des blauen Quadrats zeigen das zweite (H_{c2}). Die kleinen Pfeile stellen die Richtung der Magnetisierung dar. Die Farbe der Pfeile zeigt, ob sich das System bezüglich des Widerstands (gemäß AMR) in einem höheren (rot) oder einem niedrigeren (schwarz) Zustand befindet.

Bis jetzt sind wir von einem dominanten biaxialen Effekt bei 4,2 K ausgegangen, welchen Einfluss aber haben die beiden schwächeren, uniaxialen Anisotropieanteile auf das System? Woran erkennt man das im Polarplot? Abb. 1.9 soll prinzipiell zeigen, welchen Effekt diese beiden Anisotropien auf das magnetische Verhalten einer (Ga,Mn)As- Probe haben [23, 21].

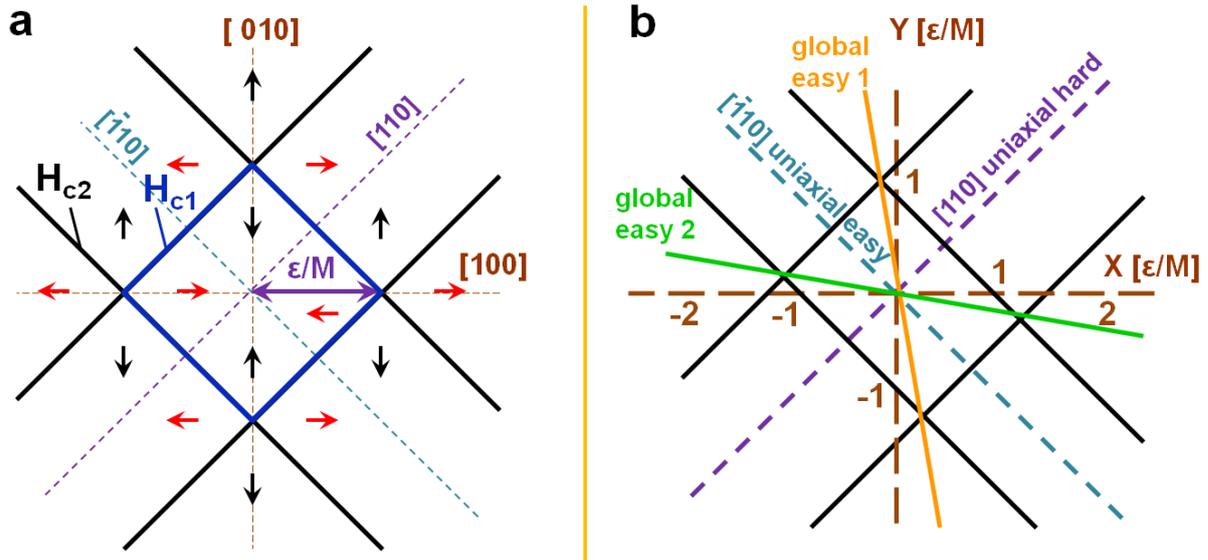


Abbildung 1.8.: Schaltfelder des (Ga,Mn)As im Polarplot. Darstellung der Dominanz der Biaxialität in a und der Änderungen, die durch die uniaxialen Terme darin verursacht werden. **a)** H_{c1} (blaues Quadrat) und H_{c2} (dicke schwarze Linien). Die Magnetisierungsrichtung der einzelnen Bereiche ist durch Pfeile dargestellt (rot/schwarz entspricht einem hohen/niedrigen Widerstand). **b)** Einfluss der beiden uniaxialen Anisotropien auf das Muster und dessen Symmetrieänderungen. Schaltfelder H_{c1} und H_{c2} (dicke schwarze Linien), weiche Achsen (orange) sowie weiche und harte Richtung der $[110]$ -Anisotropiekomponente (blau).

Die beiden Uniaxialitäten ändern die Symmetrie in Abb. 1.9 a. Die uniaxiale Anisotropiekomponente entlang $[110]$ -Kristallrichtung ändert die Struktursymmetrie so, dass die beiden biaxialen Hauptachsen nicht mehr exakt orthogonal sind und sich die ehemals quadratische Struktur in Richtung der Uniaxialität dehnt, sich also zu einer rechteckigen Struktur verlängert (Abb. 1.9 b). Diese Eigenschaft wird verwendet um das Verhältnis der uniaxialen Anisotropie zur biaxialen Anisotropie zu berechnen. Es gilt:

$$\frac{K_{uni[110]}}{K_{biaxial}} = \sin \delta$$

Wobei aus dem Winkel δ , die Stärke der uniaxialen Anisotropiekonstante in $[1\bar{1}0]$ -Richtung ($K_{uni[110]}$) relativ zu der biaxialen Anisotropiekonstante ($K_{biaxial}$) extrahiert werden kann. Die zusätzliche uniaxiale Anisotropie in $[010]$ -Richtung wirkt sich auf die Symmetrie so aus, dass die roten Bereiche entlang der $[100]$ -Achse geschrumpft erscheinen, während die Bereiche entlang der $[010]$ -Achse vergrößert werden. Dies führt zu einem Versatz an den Seiten des inneren Quadrats (Abb. 1.9 c). Die entstehende Lücke in 0° -Richtung des Plots entspricht dabei dem doppelten der uniaxialen $[010]$ -Anisotropie (in Einheiten der Gesamtmagnetisierung): $2K_{uni[010]}/M$. Dieser kleinste $[010]$ -Uniaxialanisotropieanteil wird bei TAMR sehr entscheidend [21, 25], deshalb muss bei einem (Ga,Mn)As-Substrat zur Herstellung von TAMR-Proben diese zuvor genannte Diskontinuität bei einer Charakterisierung sehr stark ausgeprägt sein.

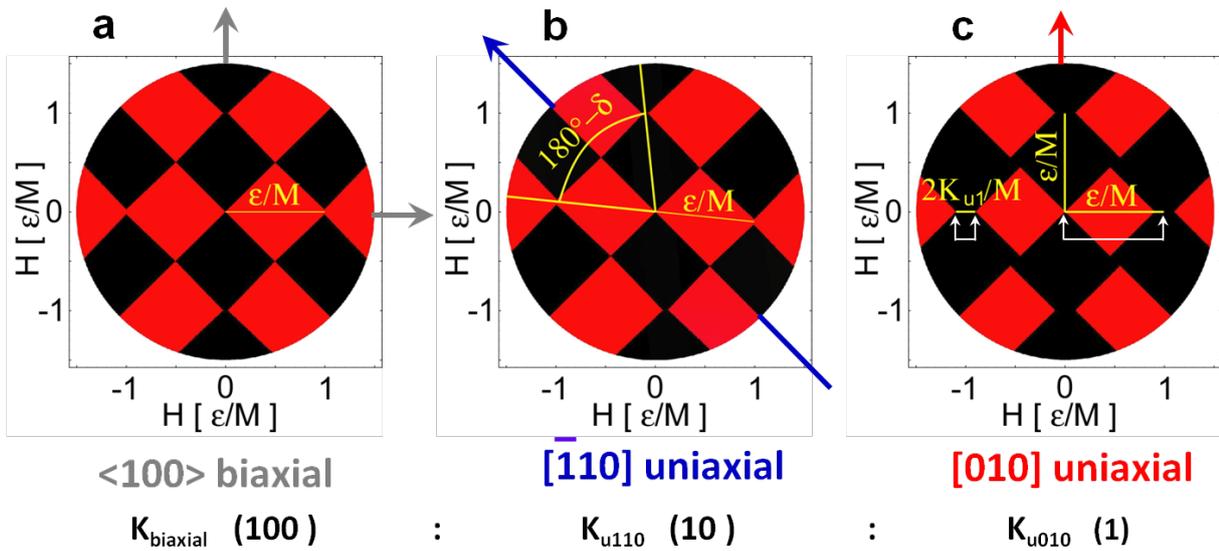


Abbildung 1.9.: Simulierte Polarplots. ϵ stellt die Energie dar, die das System aufbringen muss, um eine 90° -Domänenwand zu erzeugen und zu propagieren. **a)** Rein biaxiales Material mit weichen Achsen entlang $[100]$ und $[010]$. **b)** Material wie in **a)** aber mit zusätzlicher uniaxialer Anisotropie in $[110]$ oder in $[010]$ Kristallrichtung. **c)** K_{u1} beschreibt die Anisotropiekonstante der entsprechenden uniaxialen $[010]$ -Komponente. Graphiken aus [21]

1.4. Theorie zur Thermokraft

Die Messung der thermoelektrischen Eigenschaften schlägt einen alternativen Weg zur Erforschung des Transports der geladenen Teilchen, neben den üblichen elektrischen Transportmessungen ein. Die thermoelektrischen Messungen liefern zusätzliche Informationen über dynamische Prozesse während des Ladungstransports [26]. So liefert beispielsweise eine Thermospinnmessung Informationen nicht nur über den thermischen Transport, sondern auch über magnetische Zustände und Magnetowiderstandseffekte.

Hier werden nur kurz die Grundlagen skizziert, eine detailliertere Darstellung ist [27] zu entnehmen.

Allgemein gilt, wenn eine Seite eines Leiters warm wird, haben die Elektronen der warmen Seite zusätzliche Energie im Vergleich zu denen der kalten Seite und werden deshalb zu der kalten Seite hin diffundieren, um so wieder ein Gleichgewicht einzustellen. So stellt sich eine Potenzialdifferenz $V_{th} = \frac{1}{e} \Delta\mu$ zwischen beiden Enden der Probe ein, die einen entgegengesetzten Elektronenstrom induziert; es kommt zu einem dynamischen Gleichgewicht zwischen beiden Strömen. Diese direkte Umwandlung einer Temperaturdifferenz in eine elektromotorische Kraft heißt Seebeck-Effekt, benannt nach seinem Entdecker Thomas Johann Seebeck (1770-1831). Für kleine Temperaturdifferenzen ΔT wird der Quotient

$$S = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{V_{th}}{\Delta T} \quad (1.4)$$

Seebeck-Koeffizient oder „Thermokraft“ genannt.

Die Entstehung von Wärme ist in der Thermodynamik mit einer Veränderung der Entropie: $dQ = TdS$ verbunden. Dies wiederum ist verknüpft mit einer Änderungen der inneren Energie

und der Anzahl der Elektronen $TdS = dU - \mu dN$. So setzt sich ein Wärmestrom j^q , als ein Entropiestrom, aus einem Energie- und einem Teilchenstrom zusammen:

$$j^q = Tj^s = j^\varepsilon - \mu j^n$$

Weitere thermodynamische Beziehungen verknüpfen den Energiestrom j^ε und den Teilchenstrom j^n als Funktion eines elektrischen Felds und eines Temperaturgradienten.

Um die äußeren „Kräfte“ eines elektrischen Felds mit dem Temperaturgradient sowie den daraus folgenden Strömen miteinander zu verknüpfen wird die folgende Darstellung gewählt [28]:

$$\begin{pmatrix} j \\ j^q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L^{11} & L^{12} \\ L^{21} & L^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E + \nabla\mu/e \\ -\nabla T \end{pmatrix}$$

Aus den Matrix-Elementen L^{ij} können alle thermoelektrischen Eigenschaften hergeleitet werden:

$$\text{Elektrische Leitfähigkeit: } \sigma = L^{11} \quad (1.5)$$

$$\text{Thermokraft: } S = \frac{L^{12}}{L^{11}} \quad (1.6)$$

$$\text{Peltier-Koeffizient: } \pi = \frac{L^{21}}{L^{11}} \quad (1.7)$$

$$\text{Wärmeleitfähigkeit: } \kappa = L^{22} - \frac{L^{21}L^{12}}{L^{11}} \quad (1.8)$$

Bei der halbklassischen Betrachtung des Elektronengases in einem Metall erhält man eine Beziehung zwischen dem Seebeck-Koeffizienten und der Energieabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit. Dazu werden die obigen Matrixelemente mithilfe der Sommerfeld-Näherung bis zur ersten Ordnung in $k_B T$ berechnet. Unter anderem wird dabei angenommen, dass die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Energie nur schwach ist. Als Ergebnis erhält man die sogenannte Mott-Relation [29], benannt nach Nevill Francis Mott (1905-1996):

$$S_M = -\frac{\pi^2 k_B}{3e} k_B T \frac{1}{\sigma(E)} \frac{\partial \sigma(E)}{\partial E} \Big|_{E=E_F} \quad (1.9)$$

Außer für Metalle wurde die Anwendbarkeit der Mott-Relation auch schon für Nanostrukturen, wie z. B. Quantenpunktkontakte gezeigt [30]. Die Mott-Formel besagt, dass eine genaue Kenntnis des Seebeck-Koeffizienten Informationen über die Leitfähigkeit zur Folge hat. Damit werden Informationen über die Bandstruktur in der Nähe der Fermienergie gewonnen, die zum Definieren der Bandstruktur wertvoll sein können. Es gibt noch einen zusätzlichen Effekt, der für den stärkeren Abfall des Widerstandes bei tiefen Temperaturen zuständig ist. Bis jetzt sind wir davon ausgegangen, dass nur die Elektronenbewegungen zur Entstehung der Thermospannung beitragen. Es gibt aber auch einen sogenannten Phonon-Drag-Beitrag. Dieser entsteht durch die Wechselwirkung der Gitterschwingungen mit den freien Elektronen. Somit befinden sich auf der warmen Seite der Probe mehr höherenergetische Phononen als auf der kalten Seite, wodurch diese ebenfalls auf die kältere Seite diffundieren. Dabei übertragen sie einen Anteil ihres Impulses auf die Elektronen und induzieren so einen Elektronenstrom vom warmen zum kalten Ende der Probe, also gleichgerichtet mit dem elektronischen Anteil des Seebeck-Effekts. Der Phonon-Drag erhöht so die auftretende Thermospannung und übertrifft in vielen Fällen den durch Elektrendiffusion entstehenden Effekt teils um mehrere Größenordnungen. Bei hohen Temperaturen

reduziert sich der Phonon-Drag-Anteil, weil dort die Phonon-Phonon-Wechselwirkung gegenüber der Phonon-Elektron-Wechselwirkung dominiert, genauso wie bei sehr niedrigen Temperaturen, weil dort nur wenige Phononen zur Verfügung stehen.

Der beschriebene thermoelektrische Effekt führt nach (1.4) zu einem negativen Thermospannungskoeffizienten. Allerdings hängen die Vorzeichen und die Größenordnung der thermoelektrischen Parameter für diverse Materialien, stark von der Temperatur, dem Typ der Ladungsträger (p oder n) und der Streuung bzw. der Wechselwirkungen, die die Ladungsträger durch ihre Bewegung aufgrund des Temperaturunterschieds erleben, ab. Ist die Streuung energieabhängig, so ist es beispielsweise möglich, dass Elektronen einer niedrigeren Energie, die sich zur warmen Seite bewegen werden, weniger gestreut werden als die, die sich zur kalten Seite bewegen; es liegt eine positive Thermospannung vor. Vice versa, ist es möglich, dass Elektronen mit hohen Energien, die sich zu kalten Seite bewegen weniger gestreut werden als die, die sich zu warmen Seite bewegen (negative Thermospannung). In Kapitel 5 werden zum besseren Verständnis des Effektes erst die Geometrie der Proben und anschließend die dazugehörigen Messungen vorgestellt.

2. Technisches „Know-how“ zur Probenherstellung

Nach dem Einblick in die theoretischen Grundlagen von magnetischen Halbleitern soll in diesem Abschnitt auf die technologischen Aspekte eingegangen werden. Im Rahmen dieser Dissertation wurden alle Proben im Reinraum der Experimentellen Physik III, Würzburg hergestellt. Die für die Prozessierung relevanten Geräte und die anschließend verwendeten Messgeräte werden in diesem Kapitel beschrieben. Im Folgenden werden nur die für unsere Proben relevanten Eigenschaften kurz erwähnt, ohne auf Details einzugehen.

Die Standardprozesse zu jedem Technologieteil sind im Anhang A.1 zu finden. Hier werden die wichtigsten Tricks und das grundlegende „Know-how“ zu jedem Gerät erklärt.

Anfangsphase: Nach der Wahl der geeigneten Wafer für ein bestimmtes Ziel wird eine ca. 4-11 x 3-5 mm² große Probe aus dem Wafer verwendet. Die Größe ist abhängig vom jeweiligen Verwendungszweck. Die Materialien besitzen aufgrund ihrer Gitterstruktur bevorzugte Brechkanten, die entlang solcher Gitterebenen verlaufen, bei denen die Bindungskräfte am schwächsten sind. Bei (Ga,Mn)As sind dies die harten Achsen der Magnetisierung, d.h. [110] und $\bar{1}\bar{1}0$. Die meisten Strukturen, die hergestellt wurden, müssen aber entlang den weichen magnetischen Achsen ausgerichtet werden. Dies wird dadurch erreicht, dass die Bauelemente unter 45° zur Kante strukturiert werden.

2.1. Lithografie

Die laterale Strukturierung wird durch auf (Ga,Mn)As spezialisierte optischer- und Elektronenstrahlithografie definiert. Details zu den Herstellungsprozessen, die in unserem Reinraum zum Einsatz kommen, siehe [31].

Auf einer Probe befinden sich mehrere Strukturen, die nacheinander in mehreren Lithografie-schritten hergestellt wurden. Nach dem letzten Lithografieschritt werden die Strukturen einzeln herausgespalten, mit GE varnish im Chipcarrier fixiert und danach gebondet.

2.1.1. Optische Lithografie

In dieser Arbeit wurde die optische Lithografie mit einem Kontaktbelichter (Karl Suss MJB3) durchgeführt. Bei dieser Art hat die Maske direkten Kontakt zu der Probe. Bei der Belichtung mit UV-Licht wird das Muster 1:1 übertragen. In der optischen Lithografie sind bei der Herstellung der Proben folgende Hinweise zu beachten:

In beiden Prozessen (positiv und negativ) wird zur besseren Haftung des Resists auf der Oberfläche für den nachfolgenden Ätzschritt der Haftvermittler Hexamethyldisilazan (HMDS) vor dem Aufschleudern verwendet. So wurde zuerst auf die saubere Oberfläche HMDS aufgetragen und nach 20 s mit 5000 rpm 40 s aufgespinn, sodass nur eine Monolage übrig bleibt.

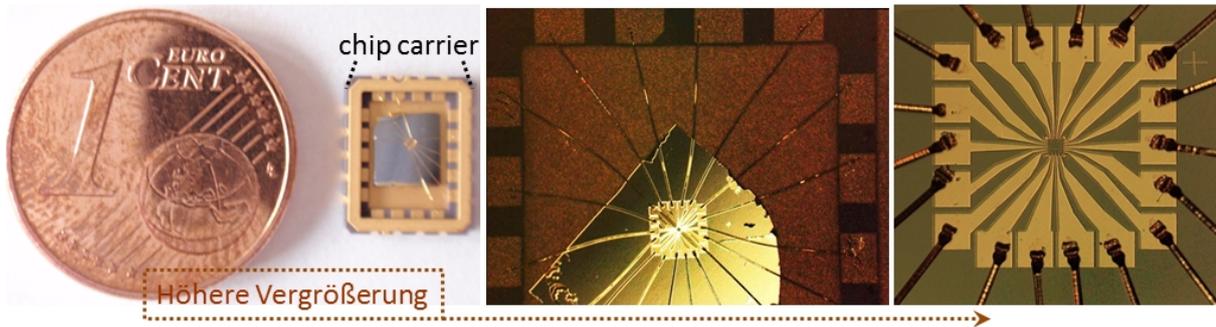


Abbildung 2.1.: Vergrößerung der Standard 18-Kontakt-Maske, die bei verschiedenen Proben verwendet wird.

Die einlagigen optischen Lacke haben einen Nachteil (überwiegend beim Positivprozess): Es wird hier auch an den Flanken des Resists Gold abgeschieden. Beim anschließenden Lift-off können diese seitlichen Wände (side walls) am Rand der gewünschten Struktur erhalten bleiben oder abbrechen und somit die weitere Prozessierung behindern oder Kurzschlüsse erzeugen (Abb. 2.2 d). Beim Zweilagigenresist werden die „side walls“ durch einen Unterschnitt (undercut) vermieden (Abb. 2.2) [32]. Bei einem Großteil der Proben wurden die kleinen Zuleitungen mit EBL hergestellt. Die Kontaktpads und die großen Zuleitungen wurden meist mit optischer Lithografie so hergestellt, dass sie mit dem EBL-Teil überlappen. Dafür wurde eine Standardmaske mit 18 Kontakten verwendet (Abb. 2.1). Diese Maske begrenzt die Verwendung der Zweilagigenprozesse. Bei der Maske beträgt die Breite der Zuleitungen an den dünnsten Stellen $3\text{--}4\ \mu\text{m}$. Der Abstand zweier benachbarter Zuleitungen an der dünnsten Stelle, an der sich 5 Kontakte nebeneinander befinden, beträgt ca. $2,5\ \mu\text{m}$. Werden diese Strukturen mit Zweilagigenresist definiert und entwickelt, wird bei sehr dünnen Stellen die unterste Schicht völlig aufgelöst und die oberste Schicht klappt herunter. Somit ist für diese spezielle Maske der Zweilagigenresist-Prozess nicht zu empfehlen. Bei allen anderen Masken, bei welchen der Abstand zwischen den belichteten Strukturen groß genug ist, ist dieser Zweilagigenresist problemlos einsetzbar. Besonders als Ätzmasken sind sie gut geeignet. So kann das Resistsystem danach einfach entfernt werden.

2.1.2. Elektronenstrahlithografie

Da das Auflösungsvermögen der optischen Lithografie durch die Wellenlänge des verwendeten Lichts (etwa $400\ \text{nm}$) begrenzt ist, werden kleinere Strukturen mit Hilfe der Elektronenstrahlithografie (EBL) erzeugt. Elektronenstrahlbelichter sind meist umgebaute Rasterelektronenmikroskope. Ein, bis auf wenige Nanometer, fokussierter Elektronenstrahl wird über die Probe gerastert. Zur Bilderzeugung wird die Wechselwirkung der Elektronen mit der Probe genutzt. Der hier verwendete Elektronenstrahlbelichter basiert auf dem Rasterelektronenmikroskop Leo 1525. Für EBL ist dieser mit einem Elphy Pattern Generator und der Software Elphy Plus bestückt. Die Beschleunigungsspannung ist bis $30\ \text{kV}$ einstellbar. Die verwendeten Lacke und Entwickler wurden von der Firma ALLRESIST GmbH bezogen. Aufgrund einer einstellbaren Beschleunigungsspannung können unterschiedliche Reaktionstiefen erreicht werden [33]. Im Positivprozess wird dieser bestrahlte Teil durch Entwickler entfernt. Man kann den Resist durch Entwickeln entweder lokal bis zur Probenoberfläche entfernen oder soweit, dass einige $100\ \text{nm}$ Lack übrig bleiben. Die letzte Technik wird verwendet, um Nano- oder Mikrobrücken zu bauen. Die verschiedenen Aufbauformen eines Schreibfelds sind als Datei im GpsII-Format (*.csf) gespeichert.

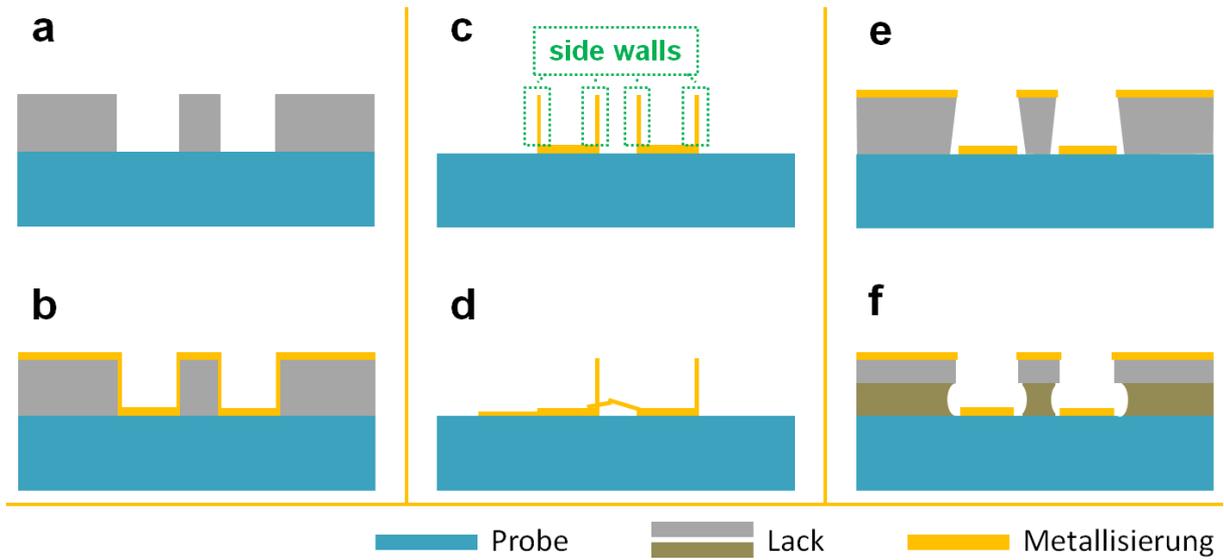


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung: **a)** mit Lithografie strukturierte Probe vor dem Einbringen in die Metallisierungskammer. **b)** die Probe nach der Metallisierung. **c,d)** nach der Lift-off mögliche Resultate: **c)** stehende Sidewalls in der Regel unproblematisch **d)** umgestürzte Sidewalls können Kurzschlüsse verursachen **e,f)** die Lithographiemethoden, die sidewalls vermeiden: **e)** Einlagenresist mit Undercut, **f)** Zweilagennick. In Anhang B ist ein Beispiel für **d)** abgebildet.

Die meisten im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Strukturen wurden im Mehrschrittverfahren mit Elektronenstrahlithografie erzeugt. Beim EBL-Verfahren kann die Position des zu beschreibenden Felds in Positionslisten gespeichert werden. So wird die „Stage“ automatisch zu der Position der verschiedenen Schreibfelder gesteuert und „belichtet“ diese. Das kann nur im ersten Prozessschritt verwendet werden, da es bei der mechanischen Bewegung der Stage immer Abweichungen von der über die in der Positionsliste gespeicherten Position geben kann. Daher müssen die Positionen der weiteren Strukturen in den einzelnen Prozessschritten justiert und belichtet werden. Alternativ gibt es Elektronenmikroskope mit Laserinterferometern, deren Positioniergenauigkeit, so hoch ist, dass weitere Justierungen nicht notwendig sind.

Hinweis: Die zu verwendete Strahlungs-dosis hängt vom Materialsystem und dem jeweils gewählten Lacksystem ab.

Die überwiegend verwendeten Prozesse und Parameter der Elektronenstrahlithografie sind in Anhang A.1.2 zu finden.

In der EBL sind für die Herstellung der Proben folgende Hinweise zu beachten:

1. Um die optimale Strahlungs-dosis für die Herstellung zu finden, muss für jeden bestimmten Lack bzw. das Materialsystem ein Dosistest durchgeführt werden. Bei zu geringer Dosis wird der Lack nach dem Entwickeln nicht vollständig entfernt. Dies verursacht Komplikationen, in der Form, dass definierte Strukturen abgelöst werden, wenn es sich um einen Metallisierungsschritt handelt. Der Resist ist nicht komplett entwickelt und hebt beim Lift-off das Gold ab. In einem Ätzschritt verändert der zurückgebliebene Lack die Ätzraten oder bewirkt, dass keine weitere Ätzung eintritt. Eine zu hohe Dosis führt andererseits zur Verschmelzung der Strukturen.

2. Ein weiterer Effekt, der bei der Herstellung vieler verschiedener Bauelemente von Bedeutung ist, ist der sog. Proximity-Effekt [34]. Dabei kommt es dazu, dass Strukturen die nur wenige Nanometer voneinander entfernt sind, miteinander verschmelzen können. Ursache hierfür ist, dass von der Substratoberfläche in den Lack rückgestreute Elektronen Stellen belichten, die von der Positionierung des Primärstrahls her eigentlich gar nicht hätten belichtet werden sollen. Dieser Effekt tritt sowohl bei Positiv- als auch bei Negativ-Lacken auf.
3. Die Probenstücke, die für EBL zugeschnitten wurden, betragen meist zwischen $8-11 \times 3-5 \text{ mm}^2$. Bei der EBL wird dann für jede Probe ausgerechnet, wie viele Strukturen auf jedes Stück und in welchen Abständen voneinander geschrieben werden. In jedem Fall muss für das Abspalten der Einzelemente zwischen den Strukturen genug Spielraum bleiben.
4. Um Strukturen im nm-Bereich herzustellen, muss die Prozessierung auf verschiedene Schritte verteilt werden (Mehrschritt-EBL). Damit bei jedem Schritt bekannt ist, wo die Struktur plaziert ist, werden Orientierungspunkte benötigt, die sogenannten „Alignmentmarks“. Sind diese Alignmentmarks zu klein und schwer zu finden, wird versucht, auf einer Probe verschiedene Größen herzustellen, damit die kleineren einfacher zu finden sind. Aus diesem Grund wurden auf den Proben grobe (80 oder $40 \mu\text{m}$) und feinere Alignmentmarks (weniger als $10 \mu\text{m}$) verwendet. Auf der blanken Halbleiteroberfläche (ex situ Proben) gibt die Metallisierung von 10 nm Ti und $50-100 \text{ nm Au}$ einen sehr guten Kontrast bei der Rasterelektronenmikroskopie. Bei in situ Proben mit Metall-Schutzschicht kann dieser Schritt mit anderer Prozessierung zu einem Schritt kombiniert werden. Aus diesem Grund steht dieser Teil der EBL an erster Stelle im Mehrschrittverfahren.
5. Bei den ersten Thermospannungsproben hatte das Türmchen (p-n-Übergang) eine Größe von $2 \times 2 \mu\text{m}^2$. Freistehende Goldbrücken dienen als elektrische Kontaktierung der magnetischen Elektroden auf den Türmchen (Topkontakt). Die umgebende Luft dient als Isolationsmedium. Die Brücken werden mittels Elektronenstrahlithografie hergestellt (s. Abb. 5.3, 5.4). Dabei kann das gewünschte Resistprofil durch Mehrfachbelichtung eines Vierlagenresists mit unterschiedlichen Elektronenstrahlenergien hergestellt werden. Der eine Brückenpfeiler kontaktiert in situ Metall auf den (Ga,Mn)As, der andere steht auf einer Goldzuleitung, auf der Isolationsschicht (intrinsische GaAs bei tiefen Temperaturen). Von dort fließt der Strom zu den Bondpads. Die Bondpads für die Brücken müssen ebenso hoch wie die mittleren Türmchen sein. Damit stehen die beiden Brückenpfeiler in gleicher Höhe. Der maximal erlaubte Höhenunterschied liegt unterhalb von 100 nm . Für weitere Thermospannungsproben werden auch größere Brücken hergestellt. Die Herstellung der Brücken ist detailliert in Anhang A.1.3 beschrieben.

2.2. Ätzprozesse

In der Lithografie kommen sowohl Nass- als auch Trockenätzprozesse zum Einsatz. Bei allen logischen Bauelementen, die im Rahmen dieser Arbeit gefertigt wurden, konnten Verengungen bis zu einer Größe von mindestens 20 nm reproduzierbar hergestellt werden. Kleinere Verengungen waren unerwünscht. Um das anisotropische Ätzen reproduzierbar einsetzen zu können, kam zum Ätzen das CAIBE-Verfahren zum Einsatz. Durch eine Ätzmaske kann jede beliebige Form geätzt werden. Diese Maske kann ein normaler Resist oder eine Metallmaske, z.B. eine Ti-Maske sein.

Es wurden negativ prozessierte Resistmasken bis zu 400 nm hergestellt. Für kleinere Strukturen (unterhalb von 400 nm) wurde eine Ti-Maske verwendet. Die Herstellung der Ti-Maske ist im Anhang A.1.4 detailliert dargestellt.

2.2.1. Trockenchemisches Ätzen

Das Ionenstrahlätzen (Ion Beam Etching, IBE) ist ein Trockenätzverfahren zum gerichteten (anisotropen) Abtragen von Material. Dabei wird die Probe mit einem gebündelten Strahl aus Edelgasatomen – meist Argon – beschossen. Durch den Beschuss werden die Atome des Probenmaterials so stark angeregt, dass sie den Festkörper verlassen. Wird das physikalische Ätzverfahren zusätzlich chemisch unterstützt, in der Experimentellen Physik III durch BCl_3 und Cl_2 , spricht man vom chemisch unterstützten Ionenstrahlätzen (Chemically Assisted Ion Beam Etching, CAIBE). Hierbei wird die Oberfläche durch das Argon aktiviert und von den Ätzgasen abgetragen. Diese Technik wurde bei fast allen hergestellten Chips mit verschiedenen Parametern eingesetzt. Bei dem Gerät MicroSys CAIBE von Roth und Rau können verschiedene Gase eingesetzt werden. Beim CAIBE sind für die Herstellung der Proben folgende Hinweise zu beachten:

1. Die längere Verwendung von Einlagenresist als Ätzmaske hat einen Nachteil: Durch den Beschuss mit Ar-Ionen verändert sich die Löslichkeit des Resists an der Oberfläche. Aus diesem Grund kann er im letzten Schritt dann nicht vollständig entfernt werden. Dieser Prozess ist zeitabhängig, daher kann der Lack nach längerem Beschuss oft nicht mehr entfernt werden. Bei Verwendung eines Zweilagensesists mit Unterschnitt ist die untere Lage vor dem Beschuss mit Ar-Ionen geschützt. Sogar bei nicht senkrechtem Einfall liegt sie im Schatten des Ionenstrahls – die Löslichkeit der unteren Lage ändert sich nicht.
2. Um mit CAIBE zu ätzen, benötigt man die Ätzrate für die verschiedenen verwendeten Parameter der CAIBE-Anlage und des zu ätzenden Materials. Zu Beginn der Arbeit, bei neuen Materialsystemen und nach Reparaturen und Änderungen an der CAIBE-Anlage muss die Ätzrate anhand von Ätztests bestimmt werden. Bei Multischichten müssen die Ätzraten für die verschiedenen Materialien, die sich auf dem Wafer befinden, bestimmt werden. Wenn die verschiedenen Materialien mit unterschiedlichen Gasen bzw. Energien geätzt werden, muss die Ätzrate speziell für das ätzende Gas bestimmt werden. Diese Ätzraten ermöglichen ein präzises und kontrolliertes Ätzen.
3. Bei vielen Ätzvorgängen mittels CAIBE wurden nicht nur die Proben, sondern auch ein Dummy mit geätzt. Diese Dummies sind z.B. Randstücke des Wafers, die für die tatsächliche Probe uninteressant sind ¹. Darauf wird mit optischer Lithografie ein Fenster definiert. Anhand dieser Dummies konnte nach jedem Ätzschritt die genaue Ätztiefe bestimmt werden.
4. Alle Strukturen, die sich auf (Ga,Mn)As befinden, müssen mit einem Negativlackprozess oder einer Ti-Maske hergestellt werden. In diesem Fall befindet sich der Teil, der später kontaktiert werden muss, unter dem Schutz der Ätzmaske und kann nicht beschädigt werden. Wenn die Halbleiterschicht nicht geschützt ist, werden die hochenergetischen Ionen den Halbleiter immens verarmen. Dies führt zur massiven Änderung der Leitfähigkeit.

¹Aufgrund der abweichenden Dotierung am Rand des gewachsenen Wafers werden diese Randstücke als Dummies zur Prozessoptimierung verwendet.

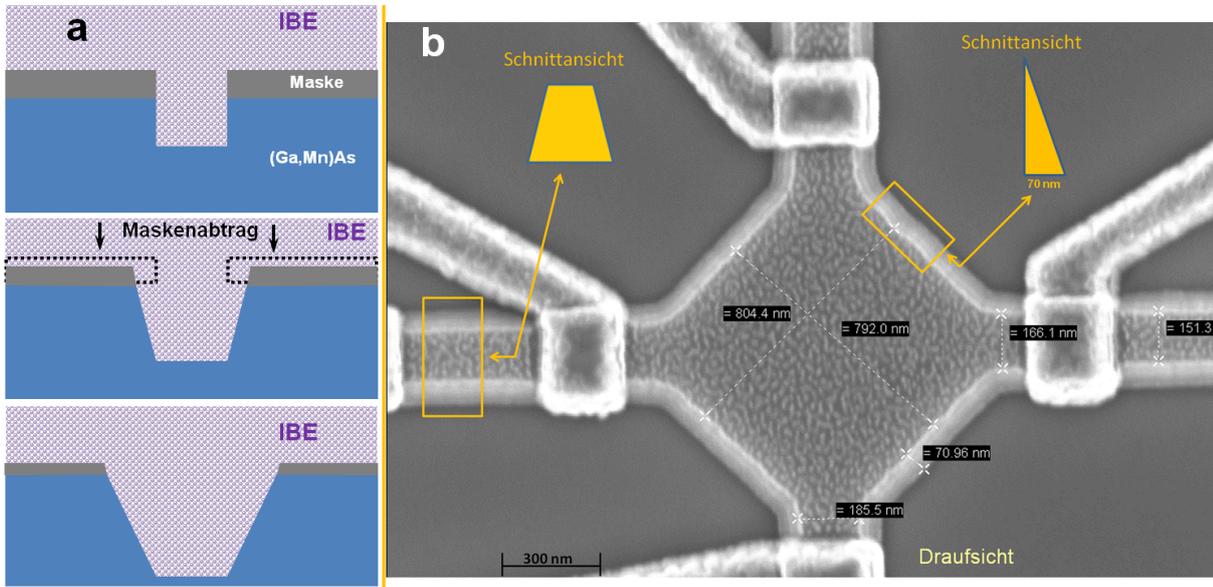


Abbildung 2.3.: a) schematisches Diagramm, das die Auswirkung des Abtrages (V-Nuten) der einfallenden Ionen an der Grenzschicht zum Material beim Ionenstrahl Ätzen (IBE) zeigt. b) REM-Aufnahme: Aufsicht einer NOT-Probe; die goldfarbigen Rechtecke repräsentieren Schnitte inkl. der Darstellung der zugehörigen Querschnitte. Man kann sehr gut erkennen, dass die (Ga,Mn)As-Strukturen eine, nach oben verjüngende, Trapezform aufweisen.

Somit verarmen die Ionen des hoch p-dotierten Materials (Ga,Mn)As oder Si-dotierten Materials GaAs soweit, dass die Kontakte wie ein Isolator reagieren (s. Abb. 3.4). Je höher die Energie der ätzenden Ionen, desto größer ist die Verarmung und demzufolge die Beschädigung der Halbleiter. Bei den meisten reaktiven Gasen tritt physikalisches Ätzen erst ab einer Spannung von 100 V auf. Bei weniger reaktiven Gasen (z.B. Argon) kann diese Schwellspannung sogar bis 200 V ansteigen. Bei Energien unterhalb dieser Werte erfolgt ein chemisches Ätzen der Probe.

5. Vom Beginn bis zur Herstellung der logischen Bauelemente (XOR, NOT) wurden die Proben durch Ti-Masken geschützt und mit Cl_2 (hohe Energien) geätzt. Durch den Ätzvorgang werden jedoch auch die Seiten der Ätzmaske mit angeätzt. Je länger der Ätzvorgang dauert, desto kleiner wird die Ätzmaske. Das führt zu einer pyramidalformigen Struktur (s. Abb. 2.3). Dieses Problem wurde gelöst, indem BCl_3 mit 80 V (chemikalisch) als Ätzgas verwendet wurde.

2.2.2. Nasschemisches Ätzen

Die nasschemische Ätze, die eine sehr wichtige Rolle bei den diskutierten Prozessen spielt, ist eine Mischung aus 50 prozentiger Zitronensäure und Wasserstoffperoxid im Verhältnis $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7 : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 2$. Die Ätzraten dieser nasschemischen Ätze wurden dreimal getestet und lagen immer bei ca. 11-14 nm/min.

2.3. Verwendete Geräte und Verfahren

Nachfolgend aufgeführte Geräte und Verfahren bilden die Basis zur Herstellung und Charakterisierung der Proben.

Elektronenstrahl-Metallisierung: Die Metallisierung der Proben mit Ti und Au wurde in einer Aufdampfanlage mit zwei Load-locks durchgeführt. Dabei werden die Metalle durch einen Elektronenstrahl verdampft und kondensieren auf der Probenoberfläche.

Die Prozessierung erfolgte bei einem Startdruck von 10^{-9} mbar über das untere Load-lock bei einem Abstand der Probe zur Quelle von 40 cm. Der geringe Abstand führt zu einer wesentlich schnelleren Abscheidung, wobei die hohe Temperatur eine Veränderung des Lacks zur Folge hat, was den Lift-off erschwert.

Bei der Metallisierung über das obere Load-lock betrug der Abstand 100 cm. Dies hat den wesentlichen Vorteil, dass nur der senkrecht aufsteigende Teil des Materialstrahls die Probe erreicht und es dadurch zu einer besseren Abscheidung kommt. Außerdem wird der Lack weniger verändert, da aufgrund des höheren Abstands eine geringere Temperatur vorliegt.

Oberflächenprofilometer: Zur Bestimmung der Ätzraten und Äztiefen der Ionenstrahlätzanlage bzw. beim nasschemischen Ätzen wurden die Schichten mit dem Oberflächenprofilometer Dektak 6M Stylus Profiler gemessen. Dabei fährt eine Spitze über die Oberfläche der Probe, so dass an den Ätzkanten die Schichtdicke gemessen werden kann.

Nadelmessplatz: Zur Messung der Strukturen können diese entweder gebondet oder mit Au-Kontaktpads zur Messung am Nadelmessplatz versehen werden. Ein Platz mit zwei Nadeln befindet sich innerhalb und ein zweiter (mit vier Nadeln) außerhalb des Reinraums. Besonders der erste kann zur Schnelltestung der Kontakte nach der Herstellung verwendet werden. Die Nadeln können mittels Mikrometerschrauben auf den Kontaktpads exakt positioniert werden. Der Kontakt wird standardmäßig über Pads mit Schichtdicken von 120 bis 150 nm hergestellt.

Heliumkryostate: Die Strukturen wurden mit Hilfe von AMR-Widerstandsmessung oder, im Thermopower-Fall, durch Thermospannungsmessung unter Anlegen verschiedener Magnetfelder charakterisiert. Da die meisten dieser Messungen unterhalb der Raumtemperatur erfolgten, wurden sie in zwei ^4He -Kryostaten durchgeführt. Einer der Kryostate besitzt einen 5T-Magneten in z-Richtung, der andere drei Helmholtzspulenpaare (mit maximaler Magnetfeldstärke von ± 300 mT), die in die drei Raumrichtungen orientiert sind. Die meisten Transportmessungen wurden mit Hilfe des letzteren durchgeführt. Dabei handelt es sich um ein Standard He-Kryostat der unterschiedliche Temperaturen von 1,4 bis 180 Kelvin ermöglicht.

3. Kontaktierung

Zur Charakterisierung der in dieser Arbeit hergestellten Proben hinsichtlich ihrer magnetischen Eigenschaften kommen verschiedene Messmethoden wie TAMR, AMR und der planare (in plane) Hall-Effekt zum Einsatz. Für jede dieser Methoden ist eine eigene Art der Kontaktierung notwendig, deren Konstruktion und Realisierung in diesem Kapitel vorgestellt wird.

3.1. Funktionsweise

Bei der Herstellung elektronischer und magnetischer Halbleiterbauelemente sind Kontakte als Verbindung zwischen Metall und Halbleiter erforderlich. Die Herstellung funktionsfähiger Kontakte ist daher ein entscheidender Arbeitsschritt.

Wie in Kapitel 1.2 dargestellt, arbeiten die spintronischen Bauelemente auf der Basis magnetischer Anisotropie. Die magnetischen Eigenschaften können sich jedoch in Folge einer unterschiedlich gut ausgeprägten Kontaktierung radikal ändern, da die Kontaktierung z.B. über eine Veränderung der Oberfläche hinsichtlich Leitfähigkeit, Dotierung, thermische Verspannungen oder prozessbedingte Verspannungen einen indirekten Effekt auf die magnetische Anisotropie hat. Somit sind die Kontaktierungstechniken zur Anisotropie-Kontrolle unerlässlich.

Während dieser Arbeit konnten metallische Kontakte standardisiert und reproduzierbar auf hoch dotierten Materialien wie (Ga,Mn)As und dotiertem GaAs aufgebracht werden. Kleinste Unregelmäßigkeiten in der Herstellung reichen in vielen Fällen aus, um die Funktionsfähigkeit der Kontakte zu beeinträchtigen, oder sogar zu verhindern. Im Zuge dieser Arbeit wurden zahlreiche elektronenstrahlithografische Geometrien entworfen und charakterisiert, um das Verhalten der Kontakte zu ergründen.

3.2. Herstellung und Problematik

Zur Herstellung der Kontakte wurden zwei Top-Down-Methoden, nämlich die in situ- und die ex situ-Probenpräparation verwendet.

3.2.1. In situ-Probenpräparation

Bei der in situ-Methode wird das Metall direkt nach der Herstellung des Halbleiters in der MBE-Anlage ohne Vakuumunterbrechung auf diesen aufgebracht. Bei diesem Vorgang wird die Halbleiterprobe nach dem Schichtwachstum aus dem MBE-Reaktor über ein UHV-Transfermodul (Zentralmanipulator) in eine UHV-Metallisierungskammer transportiert. Dort können verschiedene Metalle mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht werden. In den meisten Fällen dienten Titan und Gold als Metalle für die Schutzschicht. Bei der Kontaktherstellung wird die in situ-Metallschicht mit einer Maske bedeckt und überall dort, wo sie nicht erwünscht ist, durch einen Ätzprozess entfernt. An allen anderen Stellen bleibt die Metallschicht erhalten

oder wird mit zusätzlichem Metall verstärkt. So hergestellte Kontakte zeigen sehr gute elektrische Eigenschaften (z.B. Ohm'sches Verhalten) sowohl bei Raumtemperatur (RT), als auch bei tiefen Temperaturen bis 4 K. Das magnetische Verhalten, das durch diese Kontaktierung indirekt beeinflusst wurde (z.B. wegen der Veränderung der Materialoberfläche, der Verspannung oder der thermischen Belastung), war nicht zufriedenstellend, da die Relaxation nicht vollständig stattfand.

3.2.2. Ex situ-Probenpräparation

Bei der ex situ-Methode wird der Halbleiter hingegen zur Prozessierung zunächst aus dem Vakuum genommen und anschließend das Metall im Vakuum aufgebracht. Dabei ist eine Kontamination der Oberfläche mit Sauerstoff aus der Luft unvermeidbar. Ein unmittelbarer Kontakt zwischen Metall und Halbleiter lässt sich daher erst nach einer Reinigung der Oberfläche oder durch in situ-Metallisierung (s.o.) erzeugen. Bei der ex situ-Methode ist vor dem Abscheiden des Metalls immer eine chemische Reinigung nötig. Eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Methoden wird weiterhinten in diesem Kapitel dargestellt.

Bei der Herstellung der „L-bars“ (zwei senkrechte Streifen mit einer Verengung, s. Abb. 4.1), traten zu Beginn dieser Arbeit, Adhäsionsprobleme auf; dabei lösten sich die Kontakte teilweise von der (Ga,Mn)As-Oberfläche. In den weniger dramatischen Fällen führte der Bondprozess dazu, dass sich einzelne Kontakte vollständig lösten.

Die Kontakte, die Adhäsionsprobleme aufwiesen, wurden nach folgendem Schema hergestellt: Zunächst wurde der elektronenstrahlsensible Lack PMMA 950K 5% auf die Probe gebracht. Mittels EBL wurden die Fenster für die Kontakte in zwei Abschnitten mit jeweils 30 kV Eingangsspannung direkt hintereinander geschrieben. Zuerst wurde ein Feld von $81,92 \times 81,92 \mu\text{m}^2$ geschrieben und im zweiten Schritt ein Feld von $819,2 \times 819,2 \mu\text{m}^2$ geschrieben. Um die Prozessdauer bei den größeren Feldern zu verringern und die Strukturen schneller schreiben zu können, wurde die Blende (Apertur) auf $60 \mu\text{m}$ aufgeweitet und damit der Strahlstrom erhöht. Das große Feld kann alternativ auch mit optischer Lithographie geschrieben werden. Dazu wird das kleine Feld so angepasst, dass es mit den Kontaktierungen überlappt, die mit Hilfe der vorhandenen optischen Maske hergestellt wurden (vgl. Abb. 3.2).

Da die Molekulargewichtsverteilung des PMMA nach der Entwicklung eine gaußähnliche Form besitzt, kann der Lack nur bei einer entsprechend hohen Strahlungsdosis restlos entfernt werden. Bei einer geringeren Strahlungsdosis bleiben unter Umständen Reste des Lacks nach der Entwicklung an den bestrahlten Stellen zurück. Dadurch kann eine Kontaktierung auf einer solchen Oberfläche später nicht haften (vgl. Abb. 3.1).

Bei der Verwendung von EBL vor der optischen Lithografie besteht das Problem, dass PMMA, in dem im Lift-off verwendeten Aceton, eine schlechte Löslichkeit besitzt. Daher bleibt nach dem Lift-off eine dünne PMMA-Schicht auf der Oberfläche zurück, die eine weitere Prozessierung erschwert. Um zwischen diesen Schritten eine saubere Oberfläche zu gewährleisten, eignen sich bei PMMA die Lösungsmittel MIBK und IPA.

Die besten Ergebnisse konnten mit MIBK bei Temperaturen von $100 - 120^\circ\text{C}$ über mindestens 15 Minuten hinweg erreicht werden. Dadurch wurde die dünne Schicht PMMA, die nicht mit Lift-off bzw. Aceton entfernt werden konnte, vollständig beseitigt. Danach konnte problemlos optische Lithografie auf der Probe durchgeführt werden. Die Kontakte wiesen keine Adhäsions-

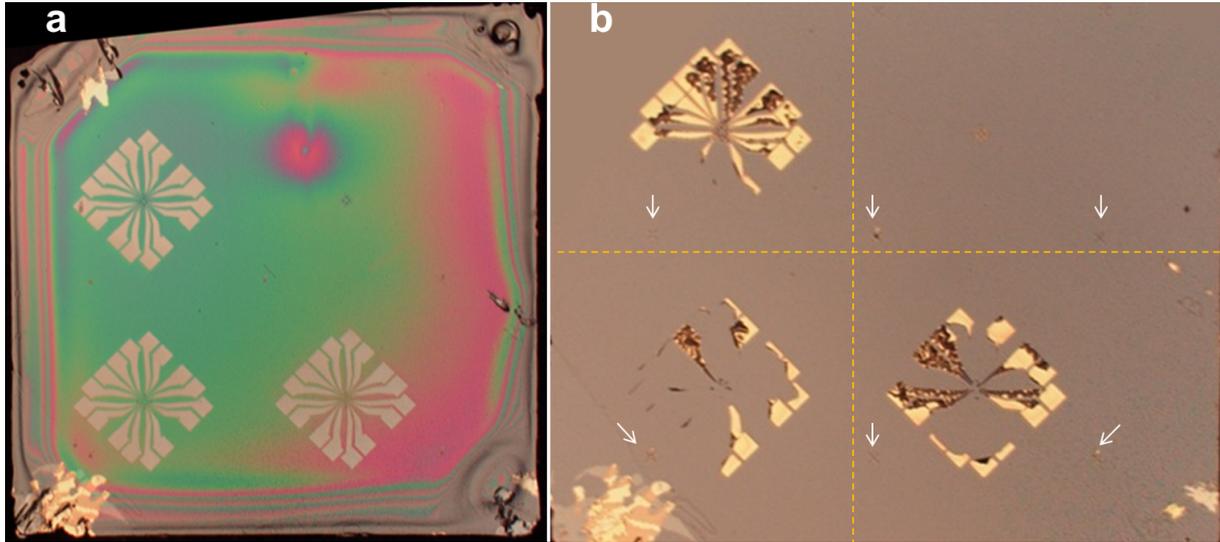


Abbildung 3.1.: Adhäsionsprobleme verursacht durch eine sehr dünne PMMA-Schicht. **a)** Entwickelte Struktur in PMMA-Lack **b)** Nach der Metalisierung und dem Lift-off. Die größeren Alignmentmarks sind hier zu sehen (unterhalb der weißen Pfeile). Proben, die die Herstellung überstehen, werden entlang der gelben gestrichelten Linien herausgespalten, in einen Chipcarrier geklebt und gebondet (s. Abb. 2.1).

probleme mehr auf. Um dies zu überprüfen, wurden die Testproben in einem Becher mit Aceton bei 60°C im Ultraschallbad vier Stunden lang (mechanisch) belastet. Dabei konnte keine Ablösung der Kontakte beobachtet werden. Dies zeigt, dass die Haftungsprobleme hauptsächlich auf unsaubere Oberflächen zurückzuführen waren.

3.3. Ergebnisse

Es wurden zwei verschiedene Kontaktformen, die als „Kontakt-Striplines“ bekannt sind untersucht. Die Kontaktfläche bei den ersten „Stripe Lines“ beträgt $100 \times 50 \mu\text{m}^2$ mit Abständen von 10 - 100 μm in 10 μm Schritten aufsteigend. Bei den zweiten „Stripe Lines“ sind es $200 \times 250 \mu\text{m}^2$, mit Abständen von 10 - 100 μm in 10 μm Schritten aufsteigend (s. Abb. 3.3 a). Wenn man nach der Messung über die größer werdenden Abstände zwischen zwei benachbarten Kontakten, den Widerstand gegen den Abstand der beiden jeweiligen Kontaktflächen aufträgt und einen linearen Fit einzeichnet, gibt der Schnittpunkt der Fit-Geraden mit der Widerstandsachse den Kontaktwiderstand an (vgl. Abb. 3.3 b, c). Diese wird als „Transmission line method“ (TLM) bezeichnet. Dass die Messpunkte nicht auf einer Geraden liegen, kann folgende möglichen Ursachen haben. Nicht perfekte Reproduzierbarkeit von ex situ Kontakten wegen allgemeiner Faktoren die experimentell nicht zu kontrollieren sind wie z.B. die Zeitspanne zwischen Oberflächenbehandlung und Metallisierung, der Einfluss der Metallisierungsparameter sowie unterschiedliches Barriereverhalten benachbarter Kontakte oder auch die Inhomogenität der darunterliegenden (Ga,Mn)As-Schicht. Außerdem ist die TLM auch dafür sensible, ob zwischen den Kontakten eine Mesa definiert ist oder nicht.

Wird die Oberfläche mit hoch energetischen Ionen versetzt, verarmt deren Dotierung, was zu einer massiven Änderung der Leitfähigkeit führt. Die genauen Verarmungsmechanismen sind noch nicht aufgeklärt. Diese verarmte Schicht muss vermieden oder nachträglich entfernt werden, um

anschließend den Ohmschen Kontakt zu ermöglichen. Nachdem die Kontaktfenster durch den Lack (elektronenstrahlsensibel oder UV-sensibel) definiert und entwickelt sind, muss vor der Beschichtung der Probe mit Ti/Au in der Aufdampfanlage zusätzlich nasschemisch nachgeätzt werden (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die Ätzrate dieser nasschemischen Ätzung wurde dreimal bestimmt und beträgt 11-14 nm pro Minute. Somit ist dieser Ätzschritt sehr gut kontrollierbar und geeignet für das Nachätzen bzw. Entfernen der verarmten Schicht. Alle im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben wurden zwischen 12 bis 20 Sekunden nachgeätzt. Für alle Proben mit verschiedenen (Ga,Mn)As-Schichtdicken war dies einsetzbar. Abb. 3.4 zeigt das Ergebnis ver-

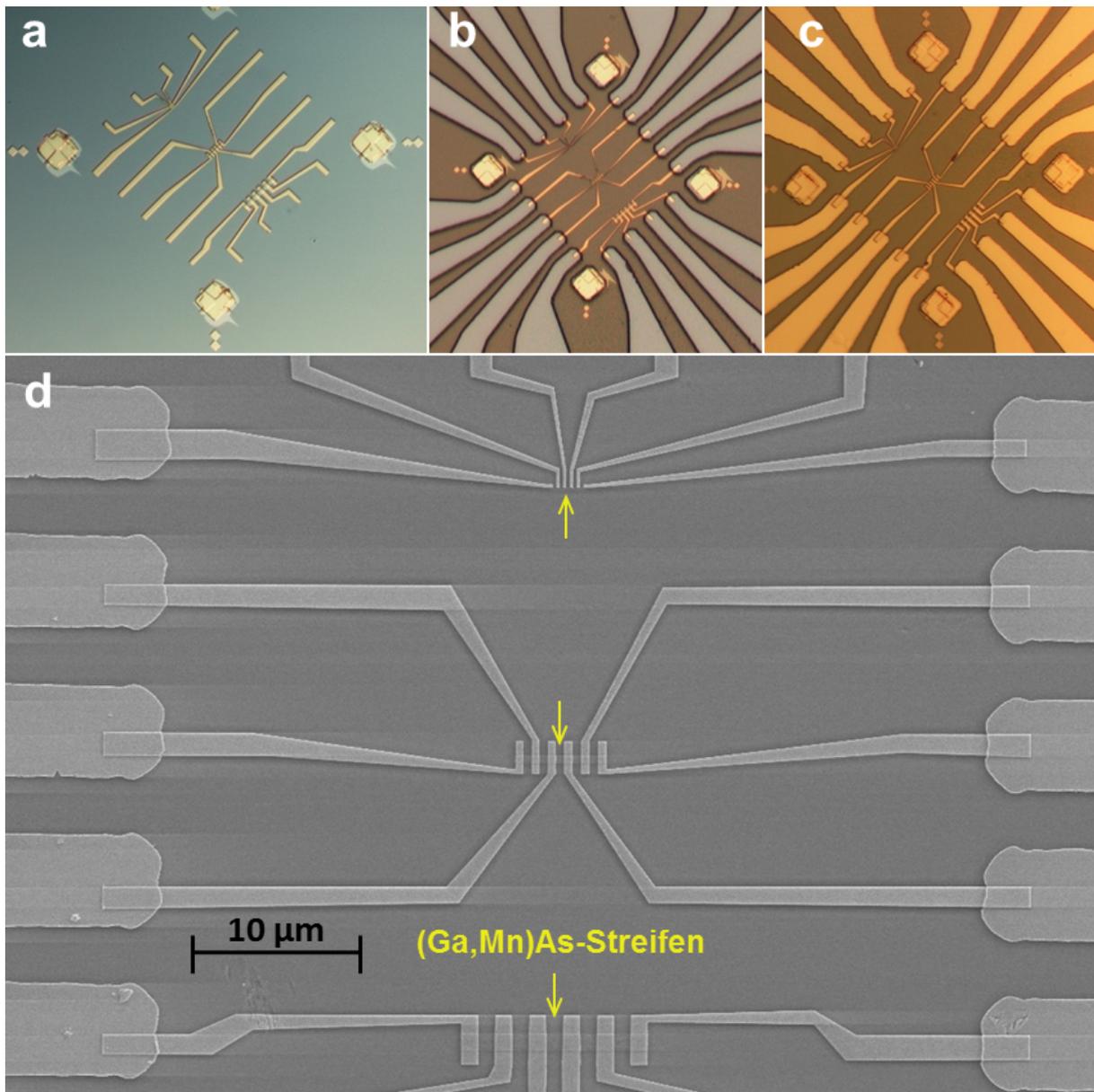


Abbildung 3.2.: a) Mit Mehrschritt-EBL hergestellte Struktur. b) Durch optische Lithografie definierte Maske. c) Die Überlappung beider Lithografien ist sehr gut zu sehen. d) REM-Aufnahme der fertigen Probe; die verschieden großen Streifenstrukturen können mit 2 bzw. 4 PM charakterisiert werden.

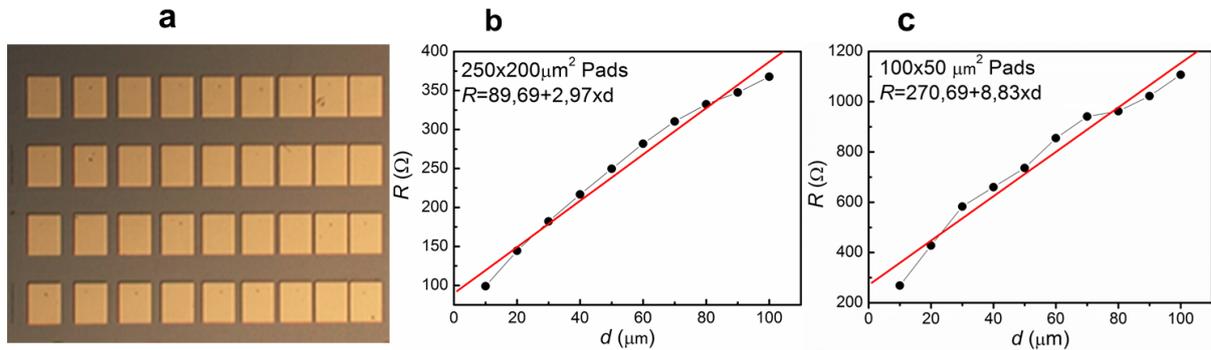


Abbildung 3.3.: Ti/Au-Kontakte auf (Ga,Mn)As

Kontakt-Striplines in 2 verschiedenen Kontaktgrößen $250 \times 200 \mu\text{m}^2$ und $100 \times 50 \mu\text{m}^2$. In beiden Fällen beträgt der Kontaktabstand $10 \mu\text{m}$ und wird von rechts nach links in $10 \mu\text{m}$ Schritten vergrößert. In **a)** ist ein Beispielbild dargestellt. Die schwarzen Punkte stellen die 2PM an den Kontakten und die rote Linie stellt den lineare Fit dar. **b)** Kontaktgröße $250 \times 200 \mu\text{m}^2$ **c)** Kontaktgrößen $100 \times 50 \mu\text{m}^2$. Der Schnittpunkt der roten Linie mit der R-Achse stellt den Kontaktwiderstand dar.

schiedener Ätzmethoden eines, durch MBE hergestellten (Ga,Mn)As-Wafers im Vergleich zu der blanken Oberfläche. Auf verschiedenen Oberflächen – blank, mittels CAIBE geätzt, nasschemisch geätzt, erst mittels CAIBE und direkt danach nasschemisch nachbehandelt – wurden identisch hergestellte Kontakte aufgebracht und bei $4,2 \text{ K}$ im Kryostat mittels 2PM gemessen und miteinander verglichen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die schwarze Linie einen Ohmschen Kontakt darstellt, der als solcher nur auf der blanken Oberfläche existiert. Das Verhalten der Kontakte, auf verschiedenen Oberflächen, führt eindeutig zu einer unterschiedlichen Leitfähigkeit (von Ohmschen Kontakt bis zum Tunnelbarriereverhalten).

Ein guter Kompromiss wird durch eine anisotrop geätzte Oberfläche, die zusätzlich chemisch nachgeätzt wird, erreicht (s. Abb. 3.4).

Es gilt zu beachten, dass jede Schicht, die zwischen der aufgedampften Metallschicht und dem dotierten Halbleiter bestehen bleibt, unabhängig davon, ob es sich dabei um eine zum Teil verarmte Schicht, eine oxidierte Schicht oder auch um Lackreste handelt, die Funktionalität des Kontaktes massiv beeinträchtigen kann.

Kommt es zu einer Oxidation der Proben, kann diese mit HF bedampft werden. Dadurch wird die Passivierungsschicht vom Metall entfernt.

Eine weitere Methode zur Verbesserung der Kontakte ohne die thermische Belastung zu erhöhen, ist das Indium Bonding. Hierbei wird ein Golddraht durch einen Tropfen Indium auf dem Kontakt der Probe befestigt. Das Indium diffundiert dabei in das GaAs und bildet im Bereich des Kontaktes eine Art sehr starke Dotierung. Hierdurch entstehen Diffusionskanäle, die das Metall und den Halbleiter miteinander verbinden. Dieses Vorgehen kann sogar als eine Korrekturmaßnahme bei falsch hergestellten Kontakten dienen. Die Schottky-Barriere wird durch die hohe Dotierung verschmälert und Elektronen können die Barriere dadurch leichter durchtunneln. Es entsteht ein Kurzschluss zwischen Kontakt und Halbleiter. Bei hochdotierten GaAs sind diese Kontakte bei $4,2 \text{ K}$ metallisch.

Weil der Schmelzpunkt von Indium bei $156,6^\circ\text{C}$ liegt und der Indiumbinder bis 200°C erhitzt werden kann, darf bei (Ga,Mn)As ein gewisses Zeitintervall von einigen Minuten nicht überschritten werden, um bei diesen Temperaturen ein Annealing zu verhindern.

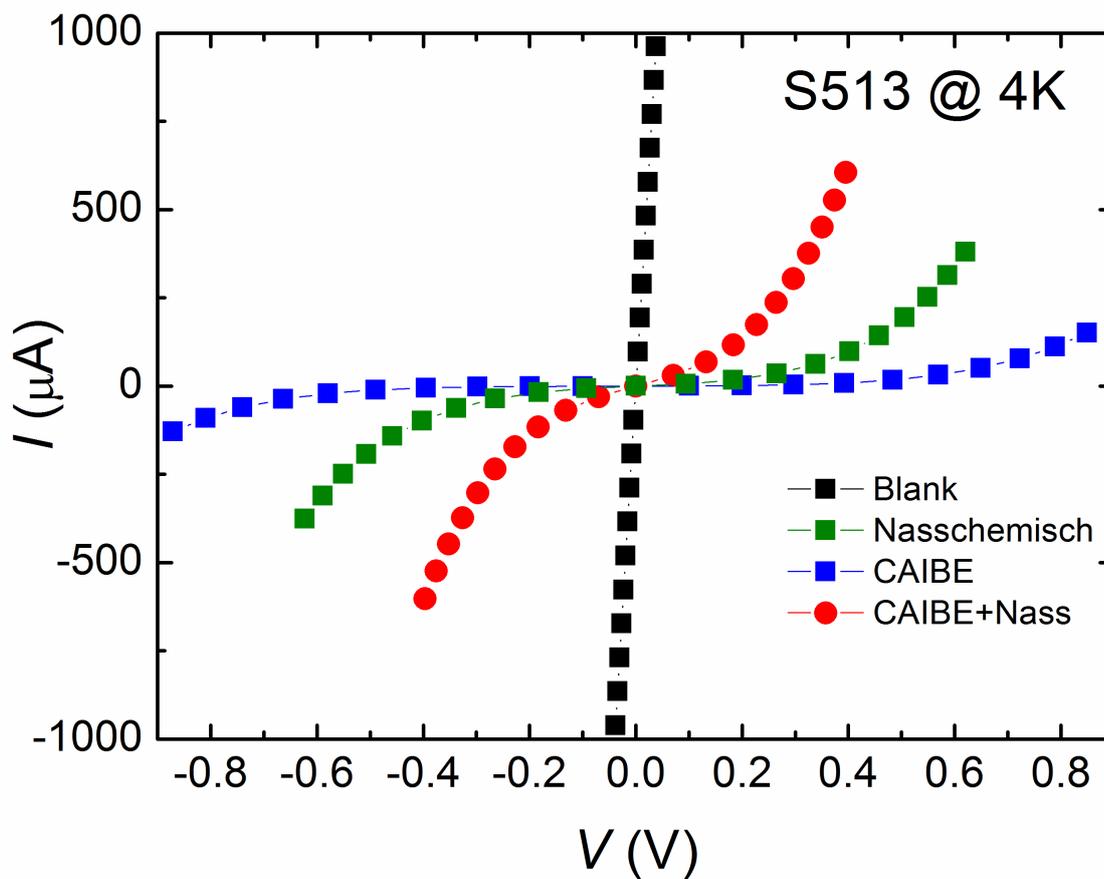


Abbildung 3.4.: Messpunkte der 2PM der Ti/Au-Kontakte auf (Ga,Mn)As-Oberfläche (Wafer S513 bei 4,2 K). Änderung der Leitfähigkeit von Ohmschen Kontakt zum Tunnelbarriereverhalten. **schwarz:** Blanke (nicht geätzte) (Ga,Mn)As-Oberfläche. **blau:** Mittels CAIBE geätzte (Ga,Mn)As-Oberfläche. **grün:** Nasschemisch behandelte (Ga,Mn)As-Oberfläche. **rot:** Mittels CAIBE geätzte (Ga,Mn)As-Oberfläche, die zusätzlich nasschemisch nachgeätzt wurde.

4. Magnetisch-logische Elemente

Nachdem die Kontakte und Leiterbahnen optimiert und reproduzierbar hergestellt werden konnten, folgt nun der zweite grundlegende Teil zur Herstellung komplexerer Bauelemente. Diese Bauelemente machen es sich zu Nutze, dass durch lithografisch bedingte Veränderungen der Verspannung die lokale Kontrolle der magnetischen Anisotropie des Materials möglich ist. Hiermit können magnetische Speicher und Bauelemente erzeugt werden. Ein Beispiel für eine Anwendung der Anisotropiekontrolle in (Ga,Mn)As liegt in der Form eines nichtflüchtigen Speicherelements, das ausschließlich auf Halbleiterbasis operiert. Anhand der Nanostreifen als Grundbasis und einer Kombination aus lokaler Anisotropiekontrolle sowie strominduzierter Magnetisierungsschaltung (CIS) [35] können einfache, nichtflüchtige logische Bauelemente hergestellt werden. Daher beschäftigt sich dieses Kapitel erst mit den Grundlagen der Nanostreifen und im weiteren mit der Entwicklung und der Realisierung der logischen Bauelemente wie XOR bzw. NOT als Anwendung der Nanostreifen. Viele höher entwickelte Versionen dieser einfachen Bauelemente wurden hergestellt und untersucht. Es war das Ziel, die Technik der lokalen Anisotropiekontrolle mittels lithografisch induzierter Relaxation zu erweitern und damit ein wertvolles Werkzeug in der Entwicklung zukünftiger Generationen von Halbleiterbauteilen sowie der Erforschung der Grundlagen des (Ga,Mn)As-Materialsystems darzustellen.

4.1. Streifen

Eine Struktur, die einfach herzustellen ist und dabei eine besonders große Anisotropie der Gitterverspannung in zwei orthogonalen Kristallrichtungen aufweist, ist ein schmaler aber langer Streifen. In seiner einfachsten Form wird die anisotrope Verspannung durch selektive Relaxation des komprimierten Gitters der (Ga,Mn)As-Schicht senkrecht zur Streifenachse erreicht. In solchen Streifen muss die kubische Symmetrie reduziert werden, bis man eine einzige bevorzugte Richtung für die Magnetisierung erhält.

4.1.1. Funktionsweise

Wie man bei der Charakterisierung der L-Streifen gesehen hat, wurde [20, 18] als Anwendung der Anisotropiekontrolle in (Ga,Mn)As ein Bauelement hergestellt, dessen Form ein nichtflüchtiges Speicherelement darstellt, welches ausschließlich auf Halbleiterbasis operiert. Zwei orthogonale Streifen werden über eine Verengung und über Eck miteinander verbunden (vgl. Abb. 4.1). Vier unterschiedliche Magnetisierungszustände können über die Kontrolle der Ausrichtung der Magnetisierung in den Streifen „geschrieben“ werden. Das Auslesen des Speichers erfolgt durch das Messen des Spannungsabfalls über der Verengung.

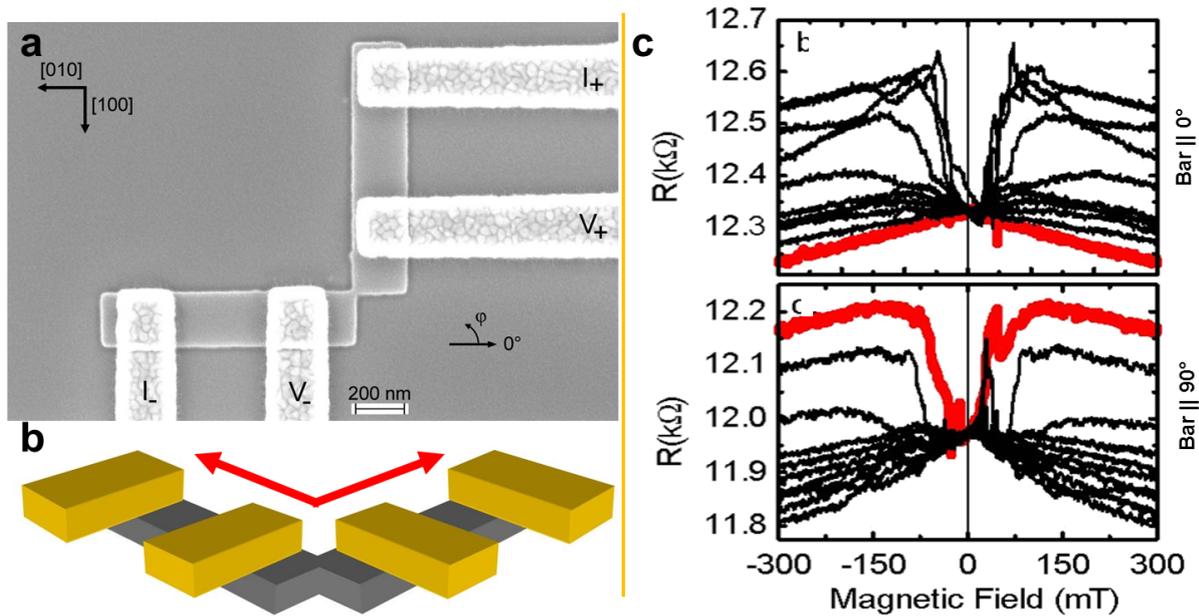


Abbildung 4.1.: [18]: Zwei elektrisch gekoppelten Nanostreifen mit Goldkontakten. **a)** REM-Bild eines solchen Bauelements. **b)** 3D-Bild dieses Bauelements mit dominanten magnetisch weichen Achsen (rote Pfeile). **c)** Magnetowiderstandskurven jedes Streifens entlang verschiedener Winkel.

4.1.2. Problematik bisheriger Strukturen

Das komplexe Zusammenspiel zwischen den beiden magnetisch weichen Achsen des (Ga,Mn)As Volumenmaterials, der Domänenwand-Nukleationsenergie und dem weichachsigen Verhalten (welches durch die lithographiebedingte Verspannung entsteht und durch die Definition der Streifen zum dominanten Effekt wird), trägt dazu bei, dass die magnetische Anisotropie das einzige Minimum erreicht. Dies entspricht einem uniaxialen Verhalten, da sich die weiche senkrecht zum Streifen stehende Achse in eine harten Achse verwandelt. Diese strukturinduzierte Anisotropie, wirkt nicht nur lokal, sondern beherrscht die gesamte intrinsische Materialanisotropie bei allen Temperaturen. Diese Uniaxialität der beiden (Ga,Mn)As-Streifen wurden in Experimenten nachgewiesen [20]. Die Experimente ergaben sehr gute Ergebnisse, aber die Herstellung dieser Proben gestaltete sich schwierig. Bei dieser ex situ-Probenpräparation war es anfangs sehr schwer, die Kontakte reproduzierbar herzustellen. Bei manchen Proben waren die Kontakte hochhohmig, bei anderen akzeptabel, aber die Reproduzierbarkeit der Kontaktherstellung war nicht gegeben. Bei funktionierenden Kontakten war das magnetische Verhalten stets gleich. Die Herausforderung bestand also darin, ein magnetisches Bauelement mit mehreren Streifen so herzustellen, dass alle Kontakte funktionierten. Für höher entwickelte Versionen dieses Bauteils sind mehrere Streifen nötig. Somit musste ein Weg gefunden werden, um die Kontakte standardmäßig und reproduzierbar herstellen zu können. Es wurde entschieden, dass die Kontakte in situ auf der Probe erzeugt werden, um die (Ga,Mn)As-Schicht zu schützen (s. Abschnitt 3.2.1).

4.1.3. Herstellung

Ex situ-Proben werden in mehreren Schritten lithografisch strukturiert. Die äußere (Ga,Mn)As-Streifenbegrenzung, die Zuleitungen zu den Streifen und deren Kontaktflächen werden mit Hilfe

eines EBL-Verfahrens definiert. Der Ablauf der Probenherstellung gliedert sich wie folgt: Erst wird die Probe gereinigt, danach werden die Alignmentmarks definiert. Im Anschluss daran erfolgt die Herstellung der Mesaform und die so hergestellten Halbleiter Bauelemente werden mit Kontakte versehen. Diese Schritte werden nachfolgend im Einzelnen dargestellt:

Reinigung: Zu Beginn der Herstellung muss man die unstrukturierte Probe mit warmem Aceton für 20 min und anschließend einen Becher mit der Probe für weitere 3 bis 5 min mit warmem Aceton im Ultraschallbad reinigen, mehrere Male mit IPA spülen und mit Stickstoff trocknen.

Alignmentmarks: Um derartigen Strukturen mit Bestandteilen vom makroskopischen bis in den nm-Bereich herzustellen, ist es notwendig die Prozessierung auf verschiedene Einzelschritte zu verteilen. Damit man bei allen Einzelschritten die Orientierung auf der Probe behält, kommen sog. Alignmentmarks (vgl. Abschnitt 2.1.2 Hinweis 4) für verschieden Vergrößerungsstufen zum Einsatz. Aus diesem Grund wurden auf den Proben grobe (80 oder 40 μm große) und feinere Alignmentmarks (weniger als 10 μm groß) verwendet. Wie bereits in der Einleitung des Kapitels 2 erwähnt, gibt es bei den (Ga,Mn)As-Proben zwei weiche Achsen (welche durch die beiden lokale Minima verursacht sind), die jeweils in $\alpha = 45^\circ$ zu den Spaltkanten angeordnet sind. Daher erfolgt die Prozessierung der Strukturen mit $\varphi = 45^\circ$ zu den Spaltkanten.

Herstellung der Mesaform: Ein elektronenstrahlempfindlicher Lack („electron beam sensitive Resist“, EeL) (PMMA 950K 5%) wird auf die Probe getropft und mit 5000 Umdrehungen pro Minute (rpm) 40 Sekunden aufgeschleudert. Die Probe wird anschließend bei 130°C für 60 Minuten erhitzt. Das Proben-Layout wird auf den Lack geschrieben und entwickelt. Die gewünschten Streifen werden im ersten Prozessschritt mit einer aufgedampften Ti-Maske (30 nm) geschützt. Wie dick diese Titanmaske werden kann, hängt von der (Ga,Mn)As-Schichtdicke und der Ätzrate von (Ga,Mn)As und Titan mit dem jeweiligen Gas (Cl_2/BCl_3) ab. Die Ti-Schicht kann im oberen Load-lock auf die Probe gebracht werden. Während dieser Arbeit wurde meistens das untere Load-lock genutzt, weil der Lift-off und die Auflösung der Proben zufriedenstellend waren. Als Ätzmittel wurde Cl_2 mit 200 V im CAIBE verwendet. In diesem Prozessschritt wird eine Mesa aus (Ga,Mn)As und Ti definiert. Die übrig gebliebene Ti-Maske wird 30 s in eine HF-Lösung (1:200 verdünnt mit Wasser) eingetaucht („HF-Dip“). Auf einzelnen Proben zeigten einige der Streifen uniaxiales Verhalten.

Herstellung der Kontakte: Als Schicht wurde ein Elektronenstrahl-Resist PMMA 950 K 5% auf die Probe getropft und mit 5000 rpm 40 Sekunden aufgeschleudert. Die Probe wird anschließend bei 130°C für 60 Minuten erhitzt. Die Fenster für die Kontakte werden in den Lack geschrieben und entwickelt. Auf die 10 nm Ti werden 120 nm Au aufgedampft. Diese Au-Zuleitungen, die zu den Kontakten auf der Mesa führen, müssen höher als die Mesa selbst sein (vgl. 3.2.1).

4.1.4. Ergebnisse

Bei breiteren Streifen konnte keine Uniaxialität nachgewiesen werden. Um die Abhängigkeit von der Länge zu überprüfen, wurden elektronenstrahlolithografische insitu Streifen mit einer Breite von 200 nm und Längen von 1 - 16 μm und mit je zwei Kontakten auf den Streifen hergestellt (s. Abb. 4.2).

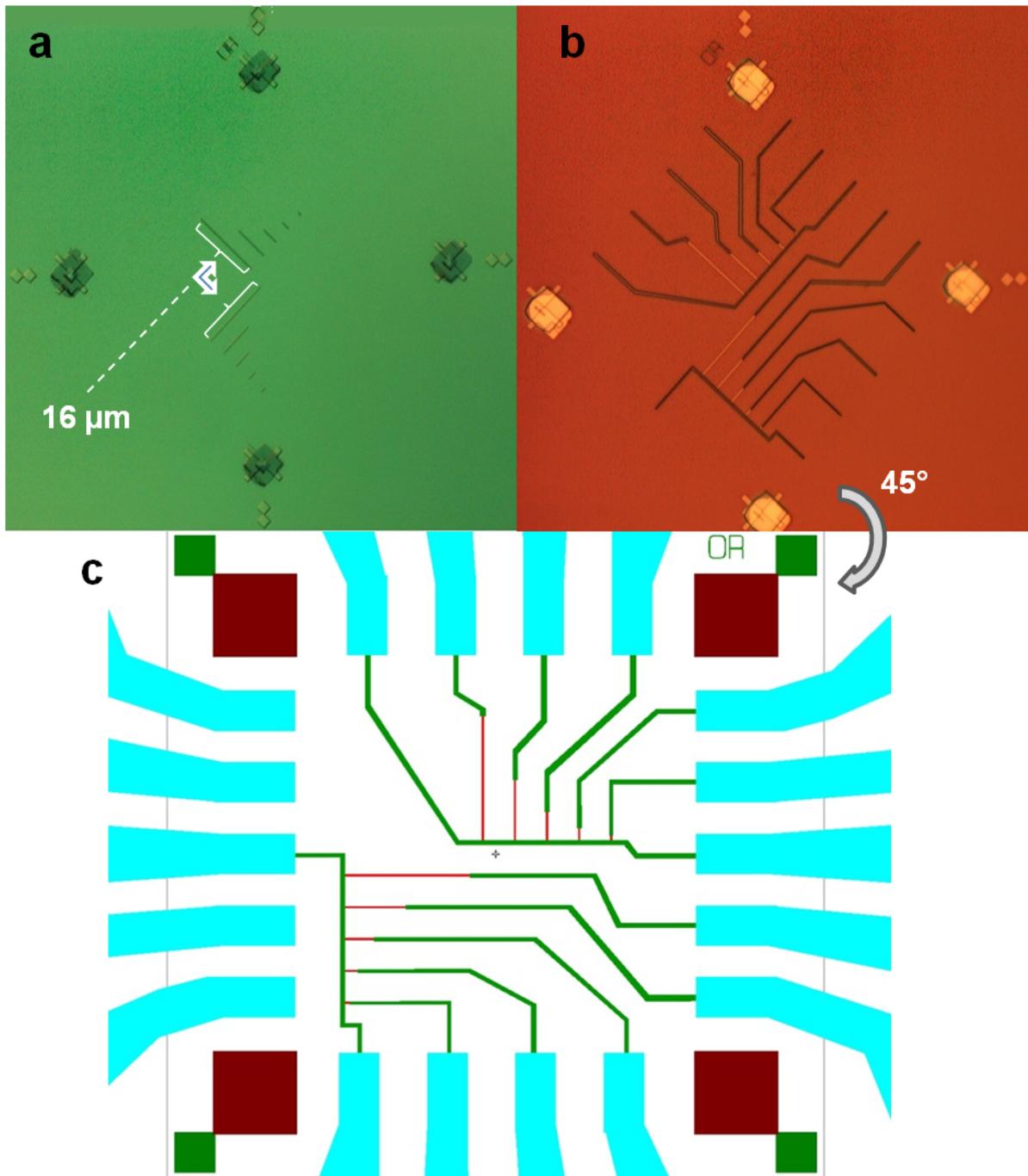


Abbildung 4.2.: Lithografisch hergestellte Nanostreifen in 5 verschiedenen Längen (1,2,4,8,16 µm) entlang der beiden weichen Achsen. **a)** LM-Abbildung nach der EBL Prozessierung der Alignmentmarks und der Streifen. **b)** Durch EBL prozessierte Zuleitungen unter dem LM. **c)** Schematische Darstellung der Gesamtensambles.

Alle Streifen wurden elektrisch vermessen und charakterisiert. Um die Widerstandswerte der Streifen besser miteinander vergleichbar zu machen, werden die Widerstandsdichten angegeben. Wie man der Tab. 4.1 entnehmen kann, stimmt nur 1 Messwert (horizontaler Streifen mit 1 µm Länge - blau markiert mit !) nicht mit den zu erwartenden Messdaten überein. Mögliche Ursa-

	16 μm	8 μm	4 μm	2 μm	1 μm
vertikal $\frac{R}{k\Omega}$	259,2	128	64,7	26,6	11,5
horizontal $\frac{R}{k\Omega}$	296,1	145,6	69,3	31,4	32,3 !
vertikal $\frac{R}{\Omega \cdot 200\text{nm}}$	3240	3200	3235	2660	2300
horizontal $\frac{R}{\Omega \cdot 200\text{nm}}$	3701	3640	3465	3140	6460 !
	16 μm	8 μm	4 μm	2 μm	1 μm
vertikal $\frac{R}{k\Omega}$	424,6	203,1	99,9	45,9	15,3
horizontal $\frac{R}{k\Omega}$	512	246	118,6	54,2	21,1
vertikal $\frac{R}{\Omega \cdot 200\text{nm}}$	5307	5077	4995	4590	3060
horizontal $\frac{R}{\Omega \cdot 200\text{nm}}$	6400	6150	5930	5420	4220

Tabelle 4.1.: Elektrische Charakterisierung zweier Proben eines Wafers mit verschiedenen langen Nanostreifen der Breite 200 nm bei RT.

chen für diese Abweichung könnten darin liegen, dass die Kontaktflächen mit 200nm x 200nm sehr klein sind und somit schon kleinste Homogenitätsproblem im Streifen-, dem darunterliegenden Substratmaterial bzw. deren Grenzflächen oder auch durch ein Einfrieren der Kontakte bei 4,2 K diese Abweichung hervorrufen. Die Geometrie der hergestellten Proben und Messungen sind in Abb. 4.2 und Tab. 4.1 zusammengefasst. Weiterhin wurden auch Magnetwiderstandsmessungen (s. Abb. 4.3) an jedem einzelnen Streifen bei 4,2 K durchgeführt. So kann man schnell Informationen über ihr magnetisches Verhalten und die vorliegenden Anisotropien erhalten. Bei der Magnetwiderstandsmessungen an Nanostreifen wurden nur die zwei weichen Achsen des (Ga,Mn)As, entlang dem Streifen und senkrecht zum Streifen untersucht. Dies entspricht den harten und weichen Achsen der Streifen.

Das komplexe Zusammenspiel zwischen den beiden magnetisch weichen Achsen des (Ga,Mn)As Volumenmaterials, der Domänenwand-Nukleationsenergie und dem weichachsigen Verhalten (welches durch die lithographiebedingte Verspannung entsteht und durch die Definition der Streifen zum dominanten Effekt wird), trägt dazu bei, dass die magnetische Anisotropie das einzige Minimum (lokale Minima), erreicht. Dies entspricht einem uniaxialem Verhalten, da sich die weiche senkrecht zum Streifen stehende Achse in eine harten Achse gewandelt hat. Diese Messungen wurden bei niedrigen Stromdichten durchgeführt. Man erkennt, dass alle Streifen unabhängig von der Länge noch nicht uniaxial geworden sind, da bei $B = 0\text{ T}$ zwei verschiedene Widerstandszustände vorliegen. Alle Messkurven zeigten, wie erwartet, das ein biaxiales Restverhalten von (Ga,Mn)As (Schnittwert der Messkurven R_{\perp} und R_{\parallel} existiert). Desweiteren liefern die Messkurven senkrecht zum Streifen (R_{\perp} , rote Kurve in Abb. 4.3 a, b) die für uns relevanten Informationen. Aus diesem Grund ist auch nur dieser Teil in Abb. 4.3 c dargestellt. Bei niedrigen Magnetfeldern wird ein Widerstandszustand erreicht, bei dem das Zusammenspiel der 3 erwähnte Terme noch nicht einer hundertprozentigen Uniaxialität entspricht.

Danach wurde die gleiche Messung bei höheren Stromdichten für einzelne Streifen aufgenommen. Dies hat eindeutig gezeigt, dass die Streifen bei niedrigen Stromdichten nicht völlig uniaxial sind, bei erhöhten Stromdichten wird die Uniaxialität dominanter. Aus diesem Grund nähert sich der Ein-Widerstandszustand an $B = 0\text{ T}$ an. Dies war zu erwarten; da hohe Stromdichten höhere Temperaturen bedeuten, die eine Reduzierung der Magnetisierung zu Folge haben und damit eine Änderung der Anisotropiekomponenten (biaxial M^4 , uniaxial M^2). Daher ändert sich bei Erhöhung der Temperatur von 4,2 K zu höheren Temperaturen bis hin zur Curie-Temperatur

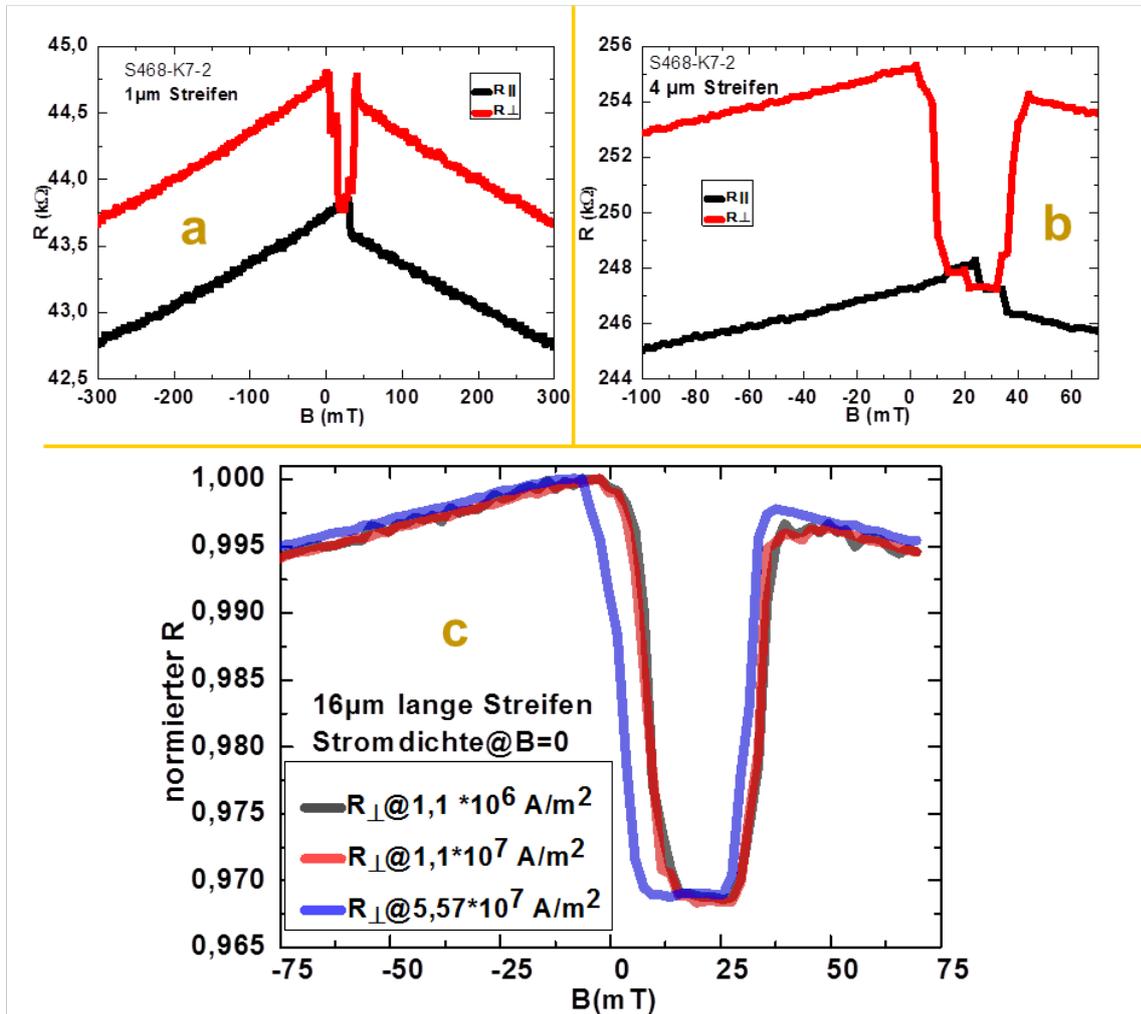


Abbildung 4.3.: Ausgewählte Magnetowiderstandmessungen an Nanostreifen (s. Abb. 4.2) bei 4,2K. Von a bis c wurde der Messbereich schrittweise immer weiter eingengt, um den informativsten Teil einer Messung verschieden langer Nanostreifen herauszuarbeiten. c) Bei Erhöhung der Stromdichte verschiebt sich das Minimum der Kurve nach links. Dieses Verhalten konnte bei allen anderen Längen auch nachgewiesen werden. Wäre $B = 0$ T erreicht, würde dies eine weitere Uniaxialität durch Verspannung bedeuten.

die dominante Anisotropie von biaxial zu uniaxial [2]. Nach der Charakterisierung verschiedener logischer Proben wie XOR und NOT sowie Proben mit verschiedenen Geometrien, in denen die Streifen zum Einsatz kamen, war erkennbar, dass bei in situ-Proben die Titanschicht das Relaxieren des darunter liegenden (Ga,Mn)As verhindert. Bei den ex situ-Proben erfolgt eine vollständige Relaxation der (Ga,Mn)As Struktur. Die metallischen Kontakte werden erst nach der Relaxation definiert.

4.2. Magnetisch-Logische Bauelemente (XOR/NOT)

Wie kann man mittels Zusammensetzung der Nanostreifen und weiterer Komponenten ein magnetisch-logisches Bauelement realisieren? Es wurde verschiedene Wege gezeigt, die Anisotropie in (Ga,Mn)As lokal zu kontrollieren z.B. [36, 37]. Diese Kontrolle kann dazu verwendet werden, rechenbetonte Grundeinheiten wie NOT, XOR und dergleichen herzustellen. Die Kombination aus lokaler Anisotropie-Kontrolle und strominduzierter Magnetisierungsschaltung (CIS) [35] kann dazu verwendet werden, einfache, nichtflüchtige logische Bauelemente herzustellen. Anhand der zuvor dargestellten Effekte und der Nanostreifen könnte die Magnetisierung in verschiedenem Volumenmaterial (biaxial) sowohl beeinflusst als auch geändert werden. Dazu müssen die Dimensionen dieser verschiedenen Komponenten zusammenpassen. Wie im letzten Teil erwähnt müssen die Streifen eine Größe von $1\ \mu\text{m} \times 200\ \text{nm}$ haben. Somit muss das Volumenmaterial auch die passende Größe und Geometrie haben, damit es durch den Streifen beeinflusst wird. Die sogenannten Verengungen „Constrictions“ trennen die Bereiche mit unterschiedlicher Magnetisierung voneinander. Es wurden verschiedene Tests durchgeführt, um die passende Breite der Verengungen zu ermitteln damit das Bauelement funktioniert. Anhand verschiedener Breiten der Verengungen konnten verschiedene Transportregimes erreicht werden. Durch Optimierung der Reinraumprozesse konnten Verengungen reproduzierbar mit definierter Breite von wenigen Nanometer hergestellt werden. Wie man in Abb. 4.4 d sieht sind alle 6 Verengungen der Nanostreifen mit einer Breite von 20 nm und die Verengung zwischen den Quadraten mit doppelter Breite hergestellt (in einer Testreihe wurden sogar Verengungen unterhalb 10 nm reproduzierbar realisiert). Die

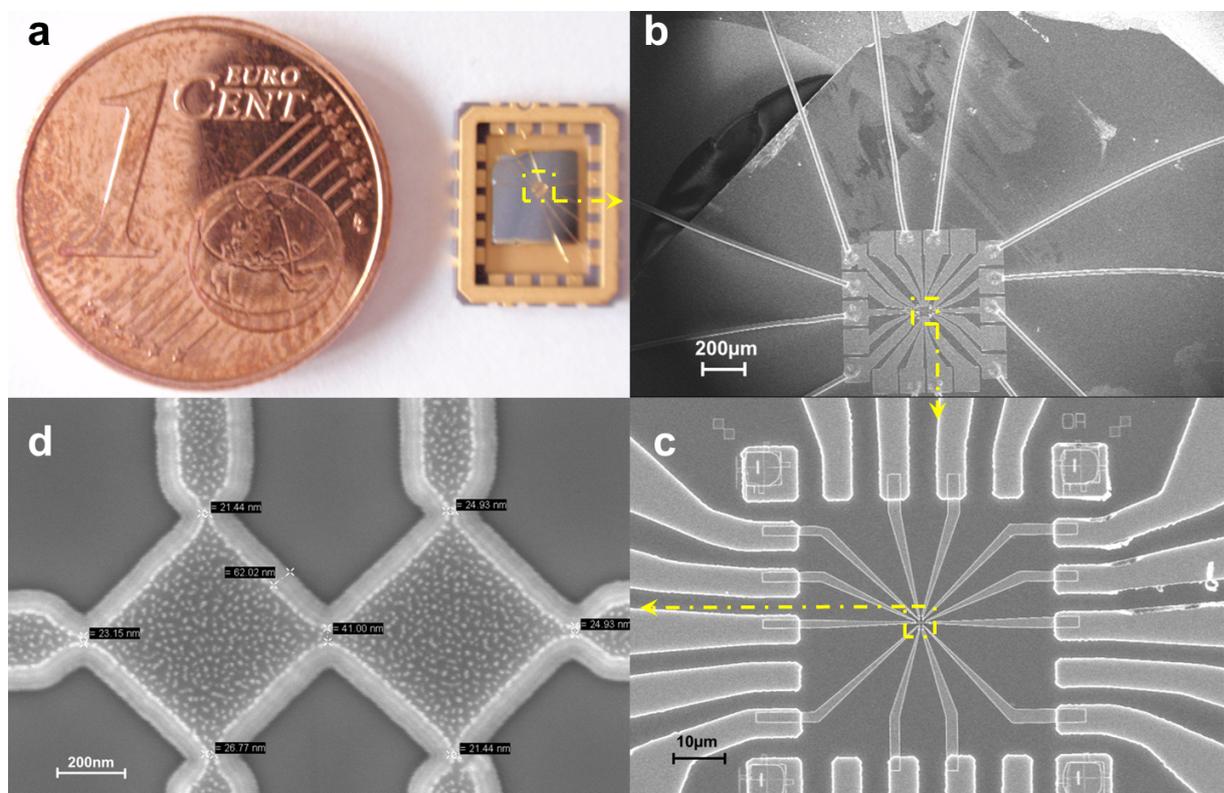


Abbildung 4.4.: Von (a) bis (d): Zoom in ein magnetisches XOR. (d): Die 6 Verengungen der Nanostreifen weisen eine Breite von ca. 20 nm auf, die Verengung zwischen den beiden biaxialen Quadraten entspricht, wie nominell definiert, der doppelten Breite.

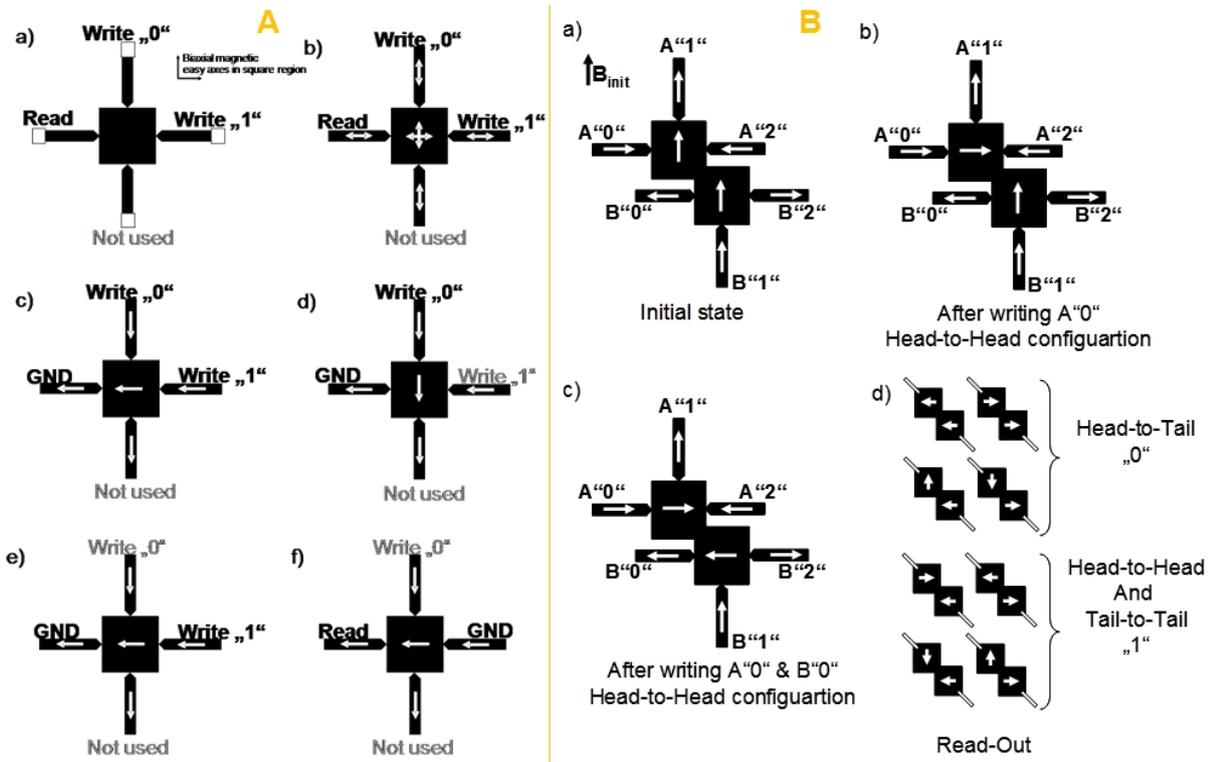


Abbildung 4.5.: Funktionsweise einer NOT-Schaltung (A) und XOR-Schaltung (B). aus [38]

elektrischen Messungen und Strom-Spannungskurven haben gezeigt, dass die Verengungen mit einer Breite unterhalb der 20 nm ein anderes Transportregime, das sogenannte „Hopping regime“ aufweisen. Da diese Transportregimes nicht erwünscht waren wurden die Verengungen mit einer Breite von mindestens 20 nm hergestellt. Es wurde eine Vielzahl an verschiedene Designs und Geometrien überprüft sowie alle Prozessierungsschritte zur Herstellung dahingehend optimiert, dass diese Proben lithografisch reproduzierbar auf sehr kleinen Skalen hergestellt werden konnten. Für jede Strukturierung wurden nur 3 elektronenstrahlolithografische Schritte mit zusätzlicher optischer Lithografie benötigt .

Wie funktioniert das magnetische „NOT“? Vier Nanostreifen sind mit einem Quadrat in der Mitte verbunden, Abb. 4.5 A zeigt den Aufbau.

Das ferromagnetische Material ist schwarz dargestellt, die weißen Quadrate zeigen die Kontakte. Die Nanostreifen besitzen uniaxiale magnetische Anisotropie (entlang ihrer Richtung), während das Quadrat in der Mitte eine biaxiale magnetische Anisotropie mit weicher Achse (easy axis) entlang der jeweilige Nanostreifen darstellt.

Die Magnetisierung von Nanostreifen verläuft entlang ihrer Richtung, die Magnetisierung der Quadrate dagegen biaxial. Die Anfangsausrichtung ergibt sich mit Hilfe eines externen B-Felds. Diese Ausrichtung bleibt nach Abschalten des Magnetfelds erhalten. Indem man eine Spannung auf Terminal („0“) anlegt, während der Kontakt zum Lesen geerdet wird, kann diesem Bauelement ein Zustand („1“) zugeordnet werden (die Magnetisierung des Quadrates zeigt nach oben oder unten).

Hinweis: Der Zustand des Quadrates, bei dem die Magnetisierung des Quadrates nach oben oder

unten zeigt, wird als Zustand („1“) definiert. Zeigt die Magnetisierung des Quadrates nach rechts oder links, wird der Zustand mit („0“) dargestellt. Die Zustände dürfen nicht mit den Terminalen vertauscht werden. Es wird angenommen, dass der Strom der angelegten Spannung groß genug ist, um die „domain wall“ zwischen Terminal („0“) und dem Quadrat umzuschalten. Die „Domänenwand“ breitet sich im Quadrat aus und schaltet dessen Magnetisierung um 90° . Jetzt ist das Quadrat im Zustand („1“). Man kann genauso eine Spannung in Terminal („1“) anlegen, um das Quadrat in einen Zustand („0“) (die Magnetisierung des Quadrats zeigt nach rechts oder links) zu bringen. In allen Fällen ist der Terminal zum Lesen geerdet. Wie man leicht erkennt, sind nur drei Nanostreifen für diese Funktionsweise notwendig.

Die Information kann elektrisch ohne Anlegen eines Magnetfelds oder nur mithilfe eines kleinen Magnetfelds (nötig für manche verwendete Materialien) definiert werden. Sie ist im magnetischen Zustand des Quadrates permanent gespeichert. Der magnetische Zustand des Quadrats kann mit verschiedenen Methoden gelesen werden. Einige dieser Methoden sind unter anderem: TAMR, AMR und der planare Hall-Effekt. Für die jeweilige Methode muss eine angemessene Kontaktierung konstruiert werden. Abb. 4.5 Af) zeigt die Auslesung mithilfe des AMR-Effekts. Eine kleine angelegte Spannung hilft, den Zustand auszulesen, während der Terminal „1“ geerdet ist. Somit fließt horizontal ein kleiner Strom, der so klein ist, dass der magnetische Zustand des Bauelements unverändert bleibt (nichtdestruktive Messung). Ist in dem Quadrat die Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung ausgerichtet, so ist der Widerstand des Quadrates hoch und der Zustand kann als („1“) bezeichnet werden. Bei einer parallelen Ausrichtung wird der Widerstand niedrig, was den Zustand („0“) bezeichnet. Beim Anlegen der Spannung am Terminal „0“ entsteht ein hoher Ausgangswiderstand („1“), während sich beim Anlegen der Spannung am Terminal „1“ ein niedriger Ausgangswiderstand („0“) ergibt. Somit funktioniert das Bauelement wie ein NOT Gatter. Zwei NOT-Gatter, wie in Abb. 4.5 B gezeigt, können miteinander kombiniert werden, um ein programmierbares logisches Bauelement wie in Abb. 4.5 Ba) zu erhalten, in diesen Fall handelt es sich um eine XOR-Schaltung [38].

Die ex situ-Kontakte wurden reproduzierbar und optimiert hergestellt, sodass aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse kurze Zeit später in unserer Arbeitsgruppe ein all-elektrisches und all-Halbleiterlogikelement auf einem ferromagnetischen Halbleiter realisiert werden konnte [3].

5. Charakterisierung der Thermospannung am (Ga,Mn)As/GaAs:Si, p-n-Übergang

Warum Thermoelektrizität oder Thermospannung? "The average consumer would be pretty upset to hear that only 0.1 percent of his auto fuel consumption went into actually propelling his car", sagte William Dally, ein Professor der Stanford Universität (Palo Alto, Calif.), "why we tolerate that kind of inefficiency in modern PCs is beyond me."

Die Mikroprozessoren verbrauchen heutzutage noch hunderte Watt. Zum Beispiel verbraucht der 90 nm Mobile Pentium 4 bei Höchstleistung 123 Watt (1,6 GHz). Die effizienteren Technologien, wie z.B. bei den AMD six-core Opteron Modellen SE und HE, die über eine um 18% höhere Leistung pro Watt als ihre älteren quad-core Schwestern verfügen, verbrauchen lediglich 105 bzw. 55 Watt. Durch diese innovative Nanostrukturierung resultiert jedoch eine enorme Hitzeentwicklung, die die Konstrukteure dazu zwingt, verschiedene Methoden zu entwickeln, die Hitze schnell abzuleiten, weil die Leistung von mikroelektronischen Chips vor allem durch die Wärmeableitung limitiert ist. Der Wärmeleitfähigkeitstransport durch eine Kühlflüssigkeit stellt keine ausreichend effiziente Technologie für die Ableitung von lokal entstehender Wärme eines nanoskaligen dünnen Films dar. Der totale Verbrauch eines 3,4 GHz Prozessors kann 50 Watt, aber an manchen Stellen auch bis zu 100 W/cm² betragen. Genau an diesen sogenannten „hot spots“ können dünne Schichten schnell zerstört werden. Der thermoelektrische Seebeck-Effekt, der an einen Hitze- einen Elektronenfluss koppelt, kann die Lösung für dieses Problem sein, da damit ein effektives Mittel zur Vermeidung von lokalen Erwärmungen gegeben ist und somit der Industrie eine neue technische „on chip“ Lösung für die Hitzeableitung angeboten werden kann. Um einen elektronisch induzierten Hitzetransport von einer empfindlichen Halbleiterschicht zu einer anderen, beständigeren Schicht erfolgen zu lassen, ist ein besseres Verständnis des Mechanismus vonnöten. Wie man später sehen wird, ergibt sich hieraus auch eine gute Methode zur Darstellung von Zustandsdichten.

In dieser Arbeit wird der Einfluss der magnetischen Anisotropie des (Ga,Mn)As auf thermoelektrische Effekte untersucht, womit eine Grundlage zu einem detaillierteren Wissen über die Bandstruktur des (Ga,Mn)As geschaffen werden kann. Andererseits ist das Verständnis dieser Effekte die Basis neuer spintronischer und kaloritonischer Anwendungen.

Die Probengeometrien wurden so gewählt und hergestellt, dass an einem n⁺-p⁺-Übergang aufgrund der Anisotropie des (Ga,Mn)As zwei thermoelektrische Effekte (Seebeck, Nernst) auftreten und gemessen werden können. Da die Grundlagen des Seebeck-Effekts in Kapitel 1.4 erläutert sind, wird hier auf das detaillierte Probenlayout, den Messaufbau und die Analyse der Messungen an den Proben im Magnetfeld-Kryostaten, unter Berücksichtigung der Anisotropien im (Ga,Mn)As eingegangen.

5.1. Thermospannung am p-n-Übergang

Oberhalb eines mit Silizium hochdotierten n-GaAs-Heizkanals befindet sich ein p-dotierter (Ga,Mn)As-Bereich. Ein Temperaturgradient über diese vertikale p-n-Struktur führt zu einer Thermospannung und somit zum Seebeck-Effekt. In diesem Bauelement messen wir die Intensität und Orientierung des thermisch induzierten elektrischen Felds und berechnen den dazugehörigen Seebeck-Koeffizienten. Beide Seiten des p-n-Übergangs besitzen für sich einen metallischen Charakter, d.h. die Fermienergie befindet sich innerhalb des Leitungs- bzw. Valenzbands [8]. Zusammen ergeben sie jedoch einen n^+p^+ -Übergang, der zusätzlich durch eine 1 nm dicke Tunnelbarriere aus undotiertem GaAs getrennt wird.

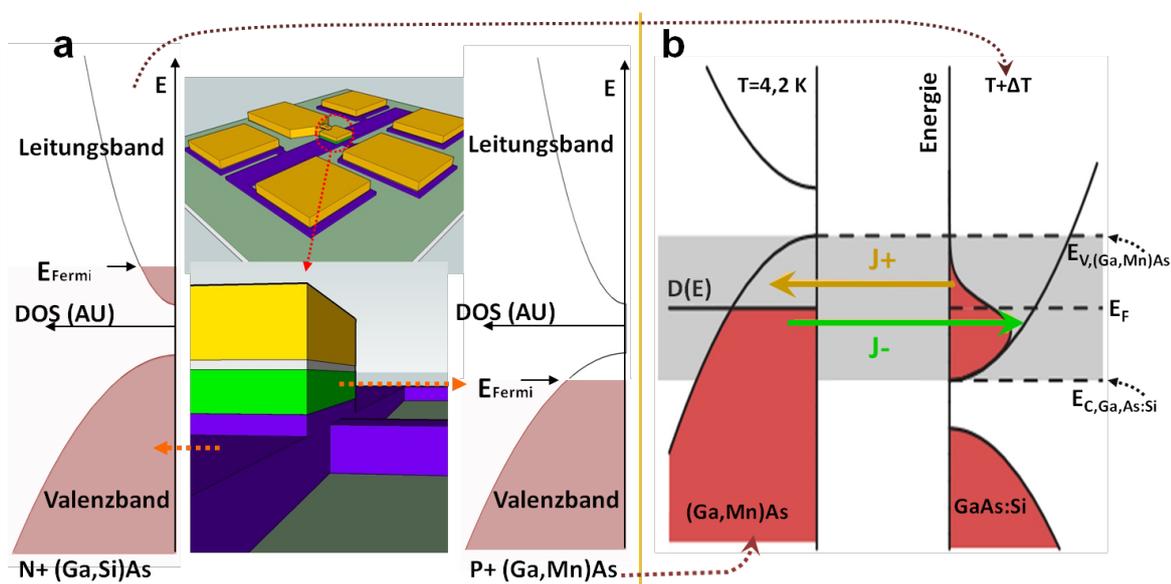


Abbildung 5.1.: Thermospannung am p-n-Übergang und zugrundeliegendes Bandschema der verwendeten Materialien (grün, violett). **a)** Einzeln. **b)** Als Gesamtsystem; der graue Bereich ist zur Berechnung der Ströme relevant.

5.2. Messaufbau

Die Untersuchungen der Thermospannungseigenschaften hinsichtlich der magnetischen Anisotropie werden in einem 3D-Magnetfeldkryostaten durchgeführt. Die drei senkrecht zueinander ausgerichteten supraleitenden Spulenpaare ermöglichen es, ein Magnetfeld von maximal 300 mT in jeder beliebigen Raumrichtung an die Probe anzulegen. Die meisten hier gezeigten Messungen finden bei 4,2 K statt. Die verschiedenen Materialien, aus denen die Probe besteht, besitzen verschiedene Ausdehnungskoeffizienten. Je langsamer die Abkühlung durchgeführt wird, desto mehr Verspannungen werden aufgrund von Temperaturunterschieden an der Probe vermieden. Diese Verspannungen können eine zerstörrische Kraft zur Folge haben, die auf die Nanostrukturen einwirkt.

Während des Abkühlens wird der Widerstand des Kanals in einer Vier-Punkt-Messung in regelmäßigen Abständen von wenigen Sekunden beobachtet und gespeichert. Die Stromstärke lässt sich durch das Signal des angeschlossenen 10^{-5} A/V -Stromverstärkers bestimmen (s. Abb. 5.2 a). Da der Temperatursensor mehrere cm unterhalb der Probe liegt, kann er den Vorgang

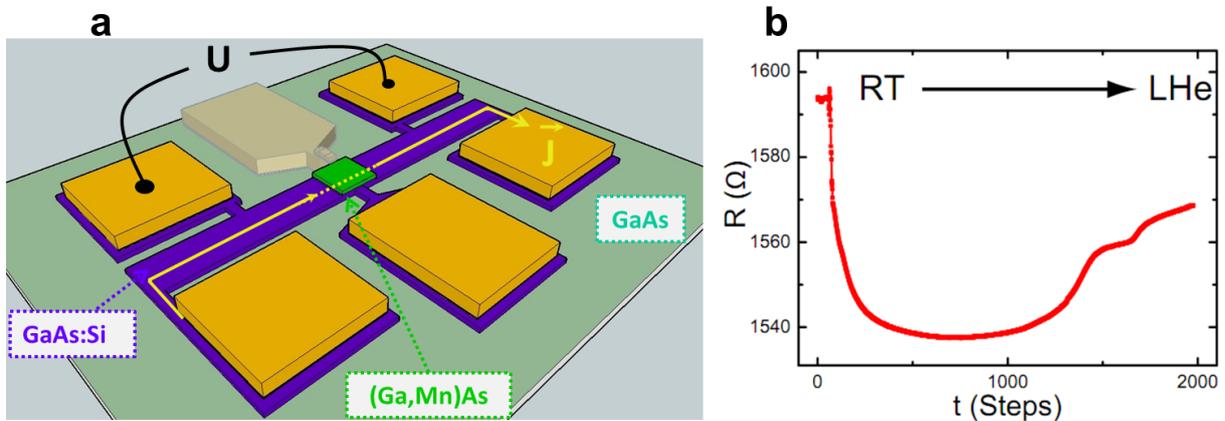


Abbildung 5.2.: Kühlkurve des Heizkanals: a) Schema der Messung. b) Vierpunkt-Widerstand des Kanals beim Abkühlen.

überwachen, wobei er während des Kühlvorgangs aufgrund des Abstands zur Probe nicht die genaue Temperatur der Probe liefert – ein Messcomputer protokolliert diese angezeigten Temperaturen. In Abb. 5.2 b ist das Ergebnis der Kühlkurve im zeitlichen Verlauf dargestellt. Sie zeigt das typische Verhalten von dotierten Halbleitern, nämlich, dass der Widerstand auf ein Minimum abfällt, aber bei sinkender Temperatur wieder auf einen höheren Wert ansteigt. Für einen n^+ -dotierten Kanal ist diese Temperaturabhängigkeit sehr schwach – nur ca. 3% Unterschied zwischen den Maximalwerten [39]. Außerdem kann der Kühlkurve entnommen werden, dass es sich um einen entarteten Halbleiter handelt, da bei tiefen Temperaturen, sich ein endlicher Widerstandswert einstellt.

Zur Erzeugung einer Thermospannung an unserer Probe fließt ein Strom in einem mit Silizium hochdotierten GaAs-Heizkanal. Durch den Widerstand des Kanals verursacht der Strom eine Heizleistung und damit einen vertikalen Temperaturgradienten von wenigen Kelvin zwischen geheiztem Kanal und der darüberliegenden (Ga,Mn)As-Schicht. Da sich die gesamte Probe dabei in einem flüssigen Heliumbad befindet, wird der Bereich der (Ga,Mn)As-Schicht auf konstanter Temperatur von $T = 4,2\text{K}$ gehalten. Der vertikale Temperaturgradient und die dazu gehörige Thermospannung wird zwischen dem Kontakt auf der (Ga,Mn)As-Schicht und dem direkt darunter liegenden Kontakt in der Mitte des Heizkanals detektiert (Lock-In Anschlüsse A und B in Abb. 5.4). Die ersten Bauelemente und ihre größere Version, die deren Weiterentwicklung war, sind mit sechs Kontakten bestückt (Abb. 5.3 a, b, c). Es sind insgesamt fünf Kontakte mit dem Kanal verbunden, vier davon seitlich, damit man Zweipunkt- und Vierpunktmessung durchführen kann. Mit ihnen kann man auch die Temperatur des Kanals definieren. Der letzte Kontakt, sowie der Rückseitenkontakt in der Mitte der Struktur, sind mit den beiden Seiten des p-n-Übergangs verbunden – nur diese zwei Kontakte dienen zur Messung der Thermospannung.

5.3. Thermospannungsdetektion

Anhand eines Funktionsgenerators Agilent 33120A wird eine sinusförmige Wechselspannung U_{app} der Frequenz $f = 13\text{Hz}$ am Kanal angelegt. Wie die Kühlkurve zeigt, ist der Kanalwiderstand im gesamten Temperaturbereich nahezu konstant. Somit hängt die Heizleistung $P = U^2/R$ nur qua-

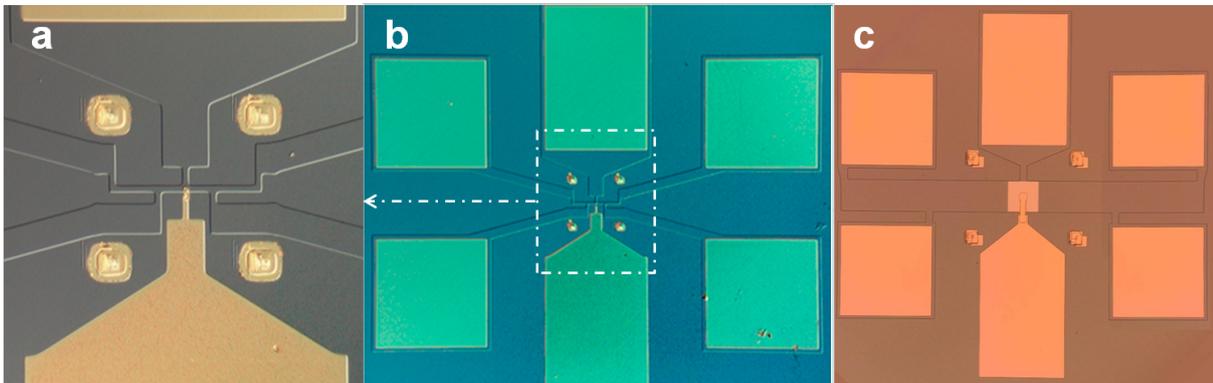


Abbildung 5.3.: Beide getesteten Designs der Thermospannungssonden. **a), b)** Prototypen, bei denen das UCF-Signal messbar war. **c)** Verbessertes Design durch Vergrößerung der Struktur.

dratisch von der angelegten Spannung ab. Die Thermospannung ist diejenige Spannung, die nur von der Temperatur des Kanals abhängt. Dies hat zur Folge, dass der zeitliche Verlauf der Kanaltemperatur und damit konsequenterweise auch der Verlauf der Thermospannung während einer Periode der Anregungsspannung zwei Maxima hat. Die Messung erfolgt deshalb bei doppelter Frequenz $2f = 26 \text{ Hz}$ mit einem Lock-in-Verstärker EG&G 5204. Dazu wird der Synchronisationsausgang des Funktionsgenerators an den Lock-in-Verstärker angeschlossen und dessen Funktionsmodus auf „ $2f$, Extern“ eingestellt. Mit Hilfe des 10 Ohm -Vorwiderstands und eines weiteren Lock-in-Verstärkers, der aber nur auf einfacher Frequenz eingestellt wird, kann der Stromfluss durch den Kanal aufgezeichnet werden. Dieser Teil des Messaufbaus wird insbesondere bei der Temperatureichung verwendet (s. Abb. 5.4).

Das Thermospannungssignal ergibt sich aus dem Quotienten der Ausgangs- und Eingangsverstärkung multipliziert mit der Empfindlichkeit.

Da anhand einer aufwendigen Entwicklungsphase der Proben die Messung der Thermospannung möglich wurde, soll hier kurz auf die Probleme und die Entwicklung eingegangen werden. Die ersten Proben hatten ein (Ga,Mn)As-Türmchen als p-n-Übergang mit einem Querschnitt von $4 \mu\text{m}^2$, die Querschnittsfläche der Weiterentwicklung beträgt dagegen $2500 \mu\text{m}^2$, also einen wesentlich größeren p-n-Übergangquerschnitts. Bei der dargestellten Messung (s. Abschnitt 5.3) anhand der Lock-in-Technik sind wichtige Punkte zu beachten:

Hier wird eine klare Separation zwischen linearem und nichtlinearem Effekt verursacht. Auf einem Stück Wafer werden immer mehrere Proben strukturiert. Diese Stücke wurden nach genau denselben Lithografiemethoden hergestellt, bei denen alle Parameter identisch waren. Nach der Herstellung wurde der Wafer gespalten, die einzelnen Proben in den „chip carrier“ geklebt und gebondet. Bei diesen Proben, die theoretisch identisch sein sollten, wurden ganz unterschiedliche $1f$ -Signale gefunden. Bei der ursprünglichen Geometrie konnte nur bei einer einzigen Probe ein sehr großes Signal der Frequenz $1f = 13 \text{ Hz}$ gemessen werden und daher war in der Auftragung von I^2 (Heizstrom zum Quadrat) gegen die Thermospannung ein signifikanter Übergang zu erkennen. Die Vermutung bestand darin, dass das Pickup-Signal (Abb. 5.5 c) so groß war, dass es nicht völlig mithilfe des Notch-Filters ausgelöscht werden konnte und es deshalb auch die doppelte Frequenz $2f = 26 \text{ Hz}$ stets beeinflusste. Selbst bei der ersten Serie ($4 \mu\text{m}^2$ p-n-Übergang), bei der das Pickup-Signal nicht störend war (Linearität durch Auftragung von I^2 gegen die Ther-

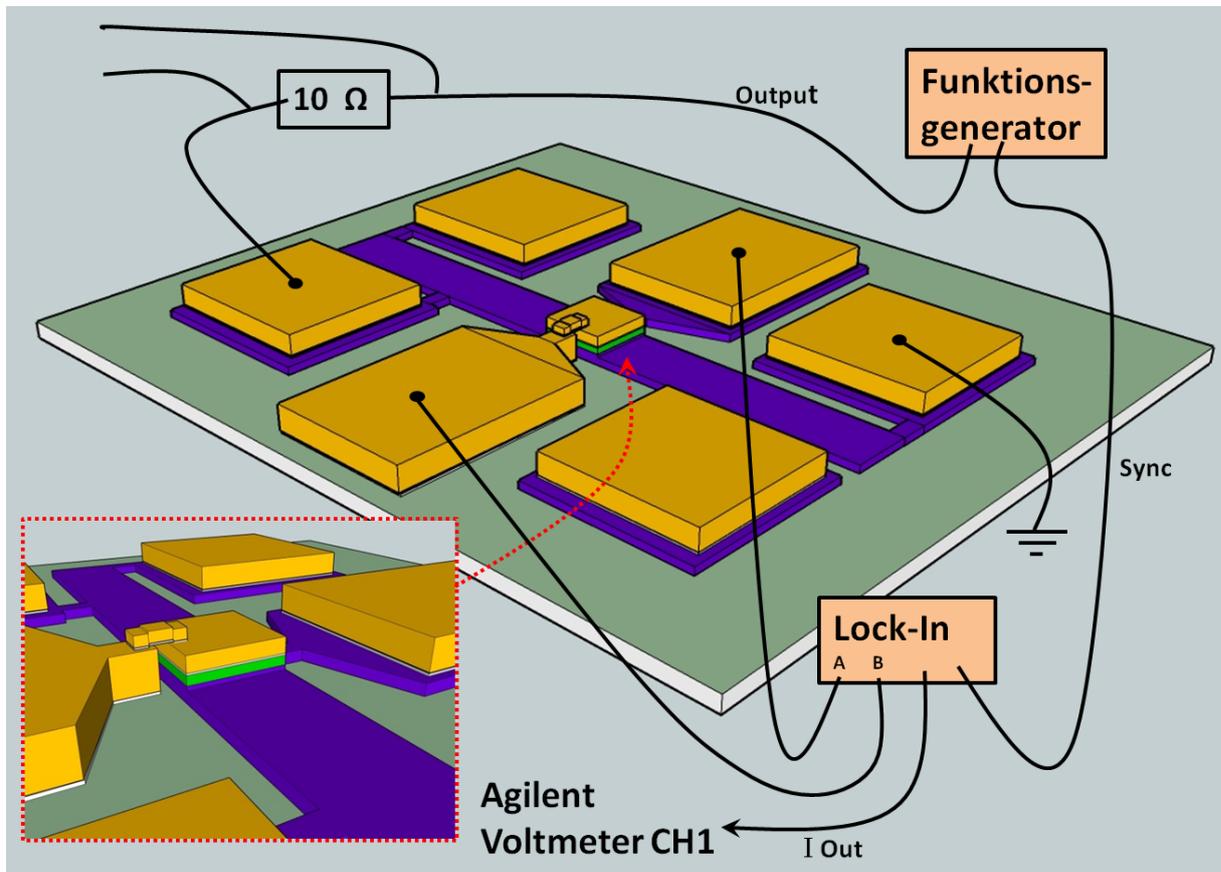


Abbildung 5.4.: Verwendete Beschaltung zur Messung der Thermospannung.

mospannung), waren die Magnetthermospannungsmessungen von dem UCF-Signal (Universal Conductance Fluctuation [40]) überlagert (Abb. 5.5 a).

5.4. Messung im Magnetfeld

Es werden die Einflüsse der angelegten Heizspannung am Kanal und der des äußeren Magnetfelds untersucht. Die ersten Messungen werden bei verschiedenen Heizspannungen in der Form eines gesättigten Phi-Scans aufgenommen. Bei dieser Messung wird ein 300 mT starkes Magnetfeld in der Probenebene rotiert. Die Werte für die Versorgungsspannung U_{app} sind hier Peak-to-Peak Werte.

Wie man in Abb. 5.6 sieht, sind die Phi-Scans punktsymmetrisch zur Bildmitte mit zwei klaren Minima entlang ca. 0° und 90° , welche dem Anisotropieverhalten des (Ga,Mn)As entsprechen. Dies ist der erste Hinweis, dass die Thermospannung an unserer Struktur von der magnetischen Anisotropie des (Ga,Mn)As beeinflusst wird. Die Punktsymmetrie in der Anisotropieenergie (s. Gl. 1.2) ist nicht nur hier, sondern auch für das Aussehen der Phi-Scans bei AMR- und TAMR-Messungen verantwortlich. Es ist bekannt, dass [100] und [010] die weichen Achsen der Magnetisierung sind.

Anhand Abb. 5.6 erkennt man, dass die Zustandsdichte in (Ga,Mn)As für die Elektronen mit Spin entlang einer weichen Achse höher ist als entlang einer harten Achse. Das heißt, dass die

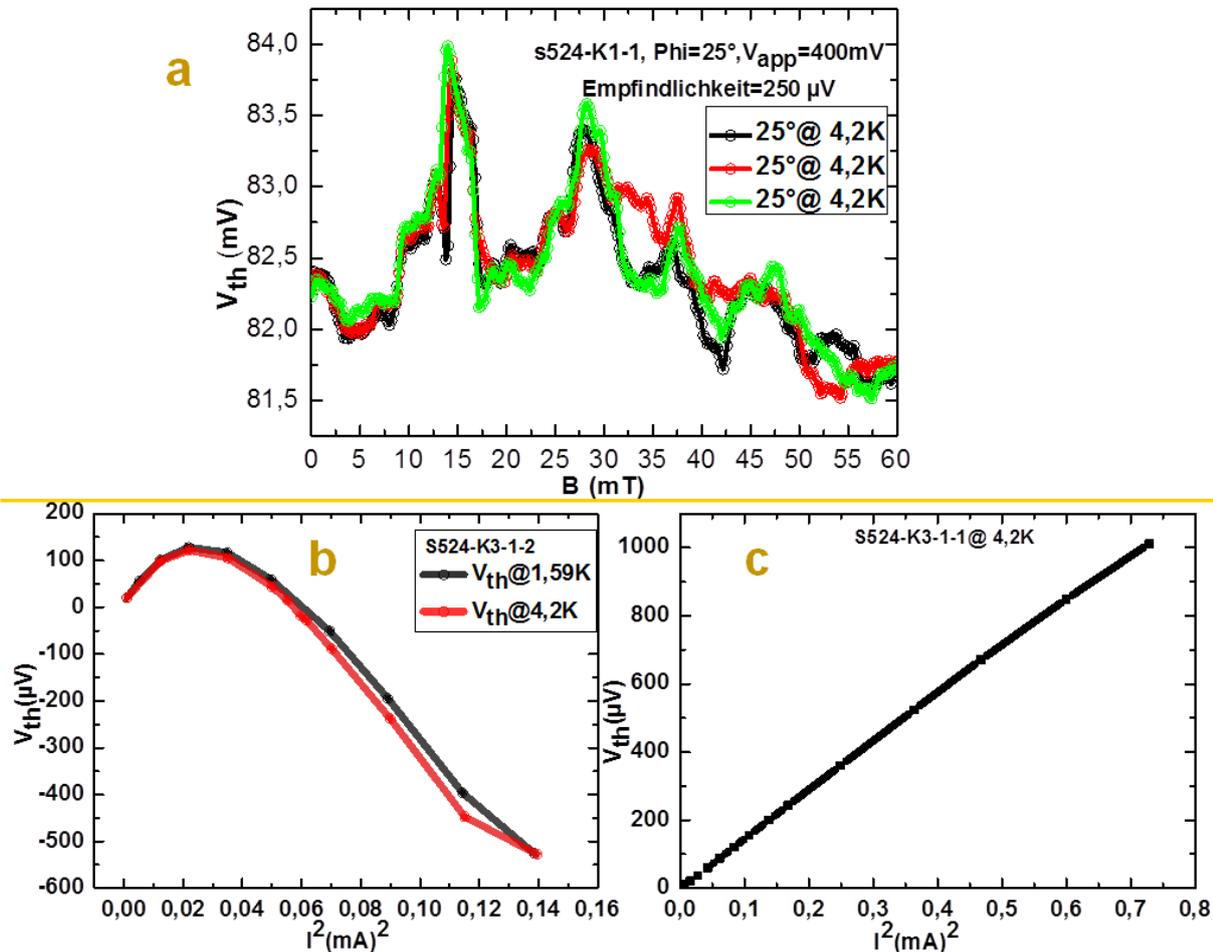


Abbildung 5.5.: Die Effekte der ersten Serie bei $4 \mu\text{m}^2$ p-n-Übergang. a) Das Magnetowiderstand-Signal ist mit dem UCF-Signal überlagert; diese Probe zeigt eine absolute Linearität in V_{th} gegenüber I^2 . b), c) zeigen zwei Proben, die mit den gleichen Parameter hergestellt wurden. Eine zeigt die erwünschte Linearität (c), die Andere wird mit einem Pickup-Signal überlagert und zeigt daher einen nicht linearen Verlauf (b).

Elektronen ein Energieminimum erreichen, wenn sie sich entlang einer weichen Achse drehen. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht eine Verarmung von freien elektronischen Zuständen entlang einer harten Achse (Energiemaximum).

Bei der Messung des Phi-Scans mit 800 mV Heizspannung (Abb. 5.6 b) wird die Spannung, die über den 10 Ohm-Vorwiderstand abfällt mit aufgezeichnet. Der Heizstrom fließt durch den Kanal, wird ein kleiner Anteil des Stroms durch den (Ga,Mn)As fließen, welcher für den kleinen Unterschied zwischen den beiden Extremwerten verantwortlich ist. Allerdings beträgt dieser Stromanteil aber nur ca. 0,1 % und ist somit (in diesem Fall) nicht für das Thermospannungssignal relevant. Die Fingerprintmethode ist für eine genauere Charakterisierung dieser Proben sehr wichtig. Hierbei wird die Thermospannung gemessen, während das Magnetfeld entlang mehrerer fester Winkel gefahren wird (Abb. 5.7). Man sieht, dass im ersten Quadranten (zwischen 0° und 90° ; s. Abb. 5.7 a, b) die Werte der Thermospannung erst abfallen um später wieder anzusteigen. Im zweiten Quadranten (zwischen 90° und 180° ; s. Abb. 5.7 c, d) dagegen steigen die Werte erst an um dann wieder abzufallen. Dieses Verhalten wiederholt sich wegen der Symmetrie für den

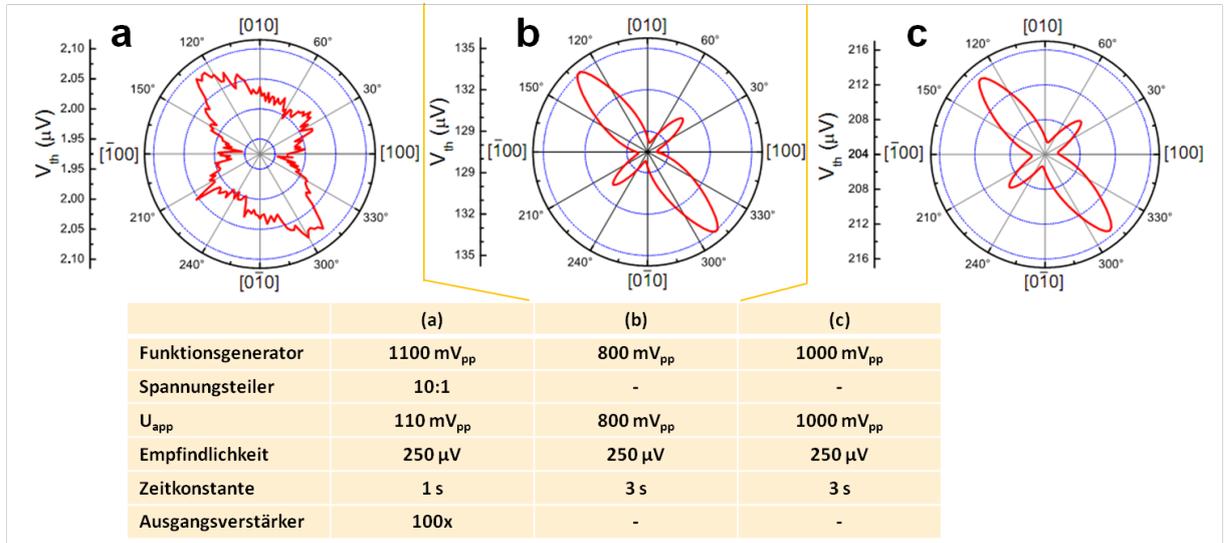


Abbildung 5.6.: Gesättigter Phi-Scan mit $B=300\text{mT}$ bei verschiedenen Heizspannungen U_{app}

dritten und vierten Quadranten.

Das ist insofern interessant, da der Übergang, zu welcher weichen Achse die Magnetisierung bei $B=0\text{T}$ rotiert, stets in der Mitte der Quadranten bei 45° , 135° usw. stattfindet, und der Wechsel in den Schaltrichtungen somit normalerweise, wie z.B. beim TAMR-Effekt, dort auftritt (Abb. 5.7). Die nachfolgend gezeigten, typischen Daten für diese Messung werden ohne einen Spannungsteiler bei einer Heizspannung von $U_{app} = 500\text{mV}$ gemessen. Die eingestellte Empfindlichkeit des Lock-in-Verstärkers beträgt $100\mu\text{V}$ bei einer Zeitkonstante von $\tau = 3\text{s}$. Es werden keine Eingangs- oder Ausgangs-Verstärker am Lock-in verwendet. Damit man die informativen Teile mit einer anderen Auflösung detektieren können, wird diese Messung mit folgenden Messparametern durchgeführt. Gemessen wird alle 5° , jeweils von -300mT bis -50mT in Abständen von 2mT Schritten, von -50mT bis $+50\text{mT}$ in Abständen von $0,2\text{mT}$ Schritten und von $+50\text{mT}$ bis $+300\text{mT}$ wieder in Abständen von 2mT Schritten.

Das Ergebnis für Magnetfelder zwischen 0mT und 40mT ist in (Abb. 5.7) gezeigt. Die Magneto-thermopowergraphen zeigen dabei das typische zweifache Schaltverhalten. Man kann diese kritischen Magnetfelder in einem Diagramm oder als Polarplot auftragen (s. Abb. 5.8). Dabei sieht man sehr schön und detailliert die Anisotropien des $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ und zudem die für $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Biaxialität typische Form aus einem nahezu quadratischem Feld der H_{c1} -Datenpunkte. Die Sprünge an den Seiten des Quadrats bei 45° , 135° , 225° und 315° sowie die fehlenden H_c -Datenpunkte in 90° - / 270° -Richtung, sind beides die typischen Merkmale wegen der uniaxialen weichen $[010]$ -Achse. Durch Ausmessen des Musters lässt sich auch eine schwache Streckung des Vierecks entlang der 135° -Richtung als Merkmal der $[\bar{1}10]$ -Uniaxialität feststellen. Sehr wichtige Informationen, die aus diesen Polarplots extrahiert wurden, sind die Domänenwanderungsenergie mit $\epsilon/M = 14\text{mT}$ sowie die beiden uniaxialen Anisotropiekomponenten $K_{uni[\bar{1}10]}/K_{cryst} = 4\%$ und $K_{uni[010]}/M = 1,5\text{mT}$. Diese stimmen völlig mit den für $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ zu erwarteten Werten überein. Das zeigt aber auch, dass trotz der Erwärmung des Heizkanals das $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Quadrat keinen signifikanten Temperaturanstieg erfährt. Die Messungen zeigen ein sehr interessantes und spezielles Verhalten hinsichtlich der Richtung des Schaltens.

Dieses Verhalten der Magneto-thermospannungskurven wird hier anhand eines Beispiels erläu-

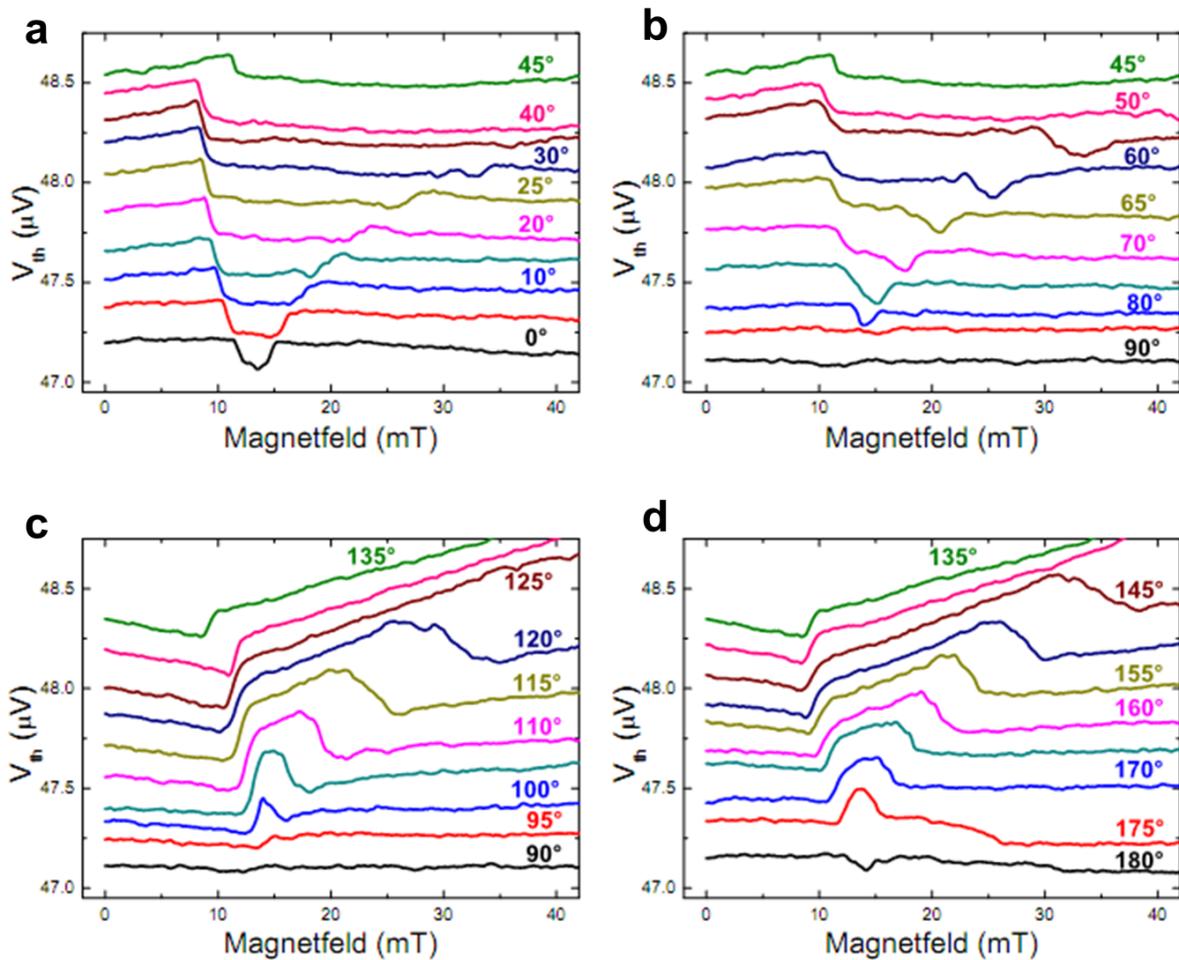


Abbildung 5.7.: Magnetfeld-Scans entlang der Winkel von 0° bis 180° in 5° -Schritten. Die jeweils schwarze unterste Kurve ist eine originale Messkurve, die darüberliegenden Kurven dienen dem besseren Verständnis und sind zum Zwecke der Unterscheidbarkeit mit einem Offset versehen.

tert.

Da unser Scan bei -300 mT anfing, ergab sich der Magnetisierungszustand entlang dieses Winkels. Vom Zustand bei $B = 0$ T rotiert die Magnetisierung in die Richtung „1“ und springt nachfolgend in die Zustände „2“ und „3“. Die schwarze, gestrichelte Linie ist eine harte Achse des (Ga,Mn)As oder die Achse mit der größten Thermospannung. Während für (a) die Magnetisierung „2“ am weitesten von dieser Achse entfernt ist (Minimum der Thermospannung), ist sie für den Fall (b) am nächsten (Maximum). Somit wird das Verhalten der Magnetotherspannung sehr gut erklärt. Zwischen 0° bis 90° hoch-niedrig-hoch und zwischen 90° und 180° niedrig-hoch-niedrig.

Das erklärt die unterschiedlichen Schaltvorgänge der Thermospannung. Dieses Verhalten der Schaltvorgänge ergibt sich auch aus den gesättigten Phi-Scans (s. Abb. 5.6). Diese zeigen in der Nähe der 0° - und 90° -Magnetisierungsrichtungen, was den magnetisch weichen Achsen entspricht, jeweils ein Minimum in der Thermospannung, welche darüber hinaus auch noch die gleichen Messwerte annehmen. Diese beiden Richtungen sind also ununterscheidbar hinsichtlich der Thermospannung und ein magnetisches Schalten zwischen den beiden weichen Achsen dürfte

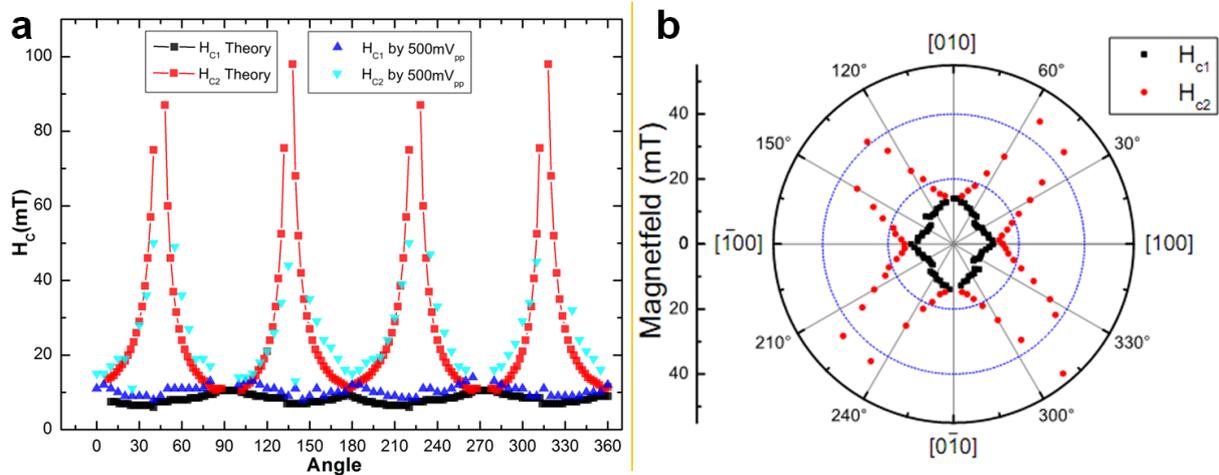


Abbildung 5.8.: Schaltvorgänge zweier verschiedener Thermokraft-Proben in unterschiedlichen Darstellungen: **a)** H_c -Winkel Diagramm: Die Punkte stellen Simulationsergebnisse dar, die im Vergleich zu den Messergebnissen (Dreiecke) eine gute Übereinstimmung liefern. **b)** Polar-Plot der Messergebnisse

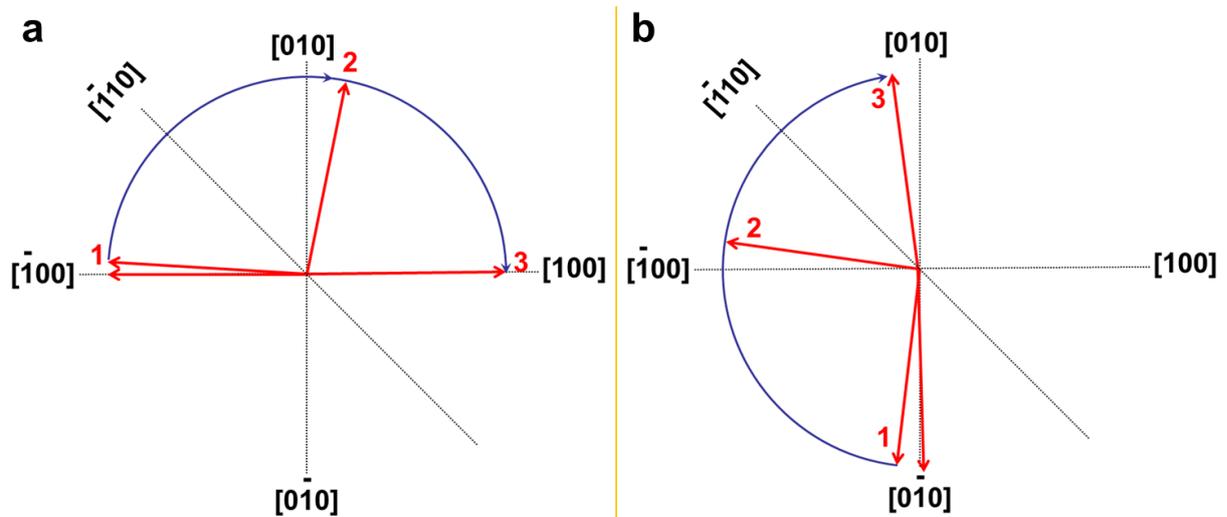


Abbildung 5.9.: Magnetisierung-Schaltvorgänge in (Ga,Mn)As für 2 Magnetfeldscans entlang 10° (**a**) und 120° (**b**), wobei zur besseren Erkennbarkeit in der Simulation die Energie zur Erzeugung einer Domänenwand extrem groß gewählt wurde und dadurch die Abweichung von den weichen Achsen übermäßig groß dargestellt wird.

in der Messung nicht beobachtbar sein. Jedoch spielt es dann eine Rolle, wenn die Schaltvorgänge nicht bei $B = 0$ T stattfinden, sondern die Magnetisierung auch bei kleinem angelegten Feld etwas von den weichen Achsen wegrotiert.

Betrachtet man in Abb.5.7 a) die 10° bis 30° Magneto-thermokräftmessungen – haben alle diese Kurven ein dreigeteiltes Verhalten, wobei nur die ersten beiden Abschnitte genauer betrachtet wurden.

In diesen 5 Messkurven erkennt man sehr gut die Phasen der Rotation vor und zwischen den Schaltvorgängen.

5.5. Bestimmung der Kanaltemperatur

Der leitfähige, hochdotierte Si-GaAs-Kanal wird durch die angelegte Spannung U_{app} warm, da diese Spannung durch den Widerstand R Heizenergie der Leistung $P = \frac{U_{app}^2}{R}$ erzeugt. Diese verursacht einen Anstieg der Temperatur im Kanal gegenüber der Umgebungstemperatur des flüssigen Heliums ($T = 4,2\text{ K}$). Um eine genaue Skalierung zwischen der angelegten Spannung und der dadurch verursachten Kanaltemperatur zu erhalten, wird auf den schwachen Lokalisierungseffekt (weak localization) zurückgegriffen, besonders weil dieser Effekt sehr temperaturempfindlich ist. Dabei ändert sich der longitudinale Widerstand des Heizkanals bei senkrecht angelegtem Magnetfeld (vgl. Abb. 5.11 b).

5.5.1. Schwache Lokalisierung

Der Widerstand von zweidimensionalen Elektronensystemen, wie von dünnen ungeordneten Filmen, zeigt Abweichungen von der Boltzmann-Theorie, welche durch Quantenkorrekturen und "schwache Lokalisierung" verursacht werden. Letztere befasst sich mit den anomalen Transporteigenschaften von Elektronen in ungeordneten Systemen unter denen die Ausbreitung der Elektronenwellen herabgesetzt und diese „lokalisiert“ werden, und wird im Wesentlichen durch Quanteninterferenz der Leitungselektronen aufgrund der Defekte des Systems auftreten. Darum wird die schwache Lokalisierung alternativ auch als "QUIAD" („Quantum-Interference at Defects“) genannt. [41].

Wenn ein Magnetfeld senkrecht zum Kanal angelegt wird, dann erfahren Elektronen ge-

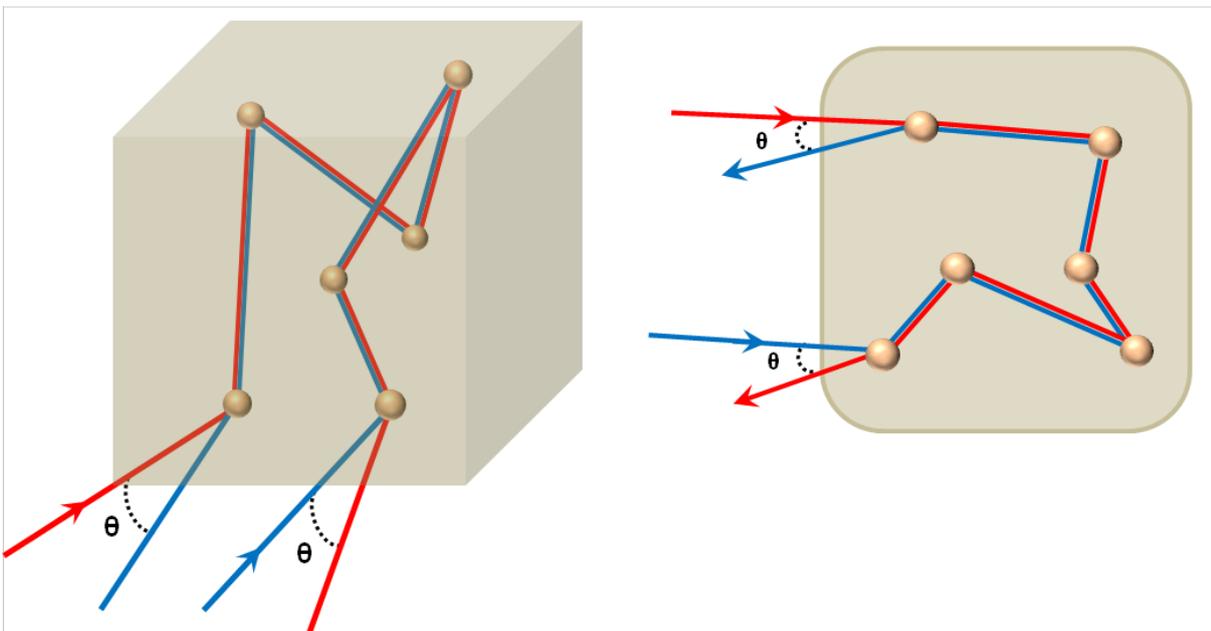


Abbildung 5.10.: Schwache Lokalisierung: Die gegenläufigen Elektronenwellen überlagern sich am „Treffpunkt“ konstruktiv, dies führt zu einer Lokalisierung der Elektronen an der Störstelle.

genläufiger Trajektorien, je nach Umlaufrichtung, eine Verschiebung ihrer Phasen, daher wird die Kohärenz am Kreuzungspunkt aufgehoben und die Lokalisierung nimmt ab. Dies hat eine Verringerung des Widerstands mit steigendem Magnetfeld zufolge. Andererseits, je höher die Temperatur, desto geringer die Phasenkohärenzlänge, was gleichzeitig eine geringere Überlagerung und eine Abnahme der schwachen Lokalisierung bedeutet. Der Heizkanalwiderstand als Funktion des angelegten Magnetfelds $R(B)$ ist deshalb temperaturabhängig und wird zur Bestimmung der Temperatur im Kanal verwendet. Derartige Messungen zeigen die Entwicklung des Kanalwiderstands als eine Funktion des angelegten Magnetfelds, die beispielsweise in Abb. 5.11 b dargestellt sind.

5.5.2. Temperatureichung

Man kann die schwache Lokalisierung detektieren, indem man den Längswiderstand (R_{xx}) des Kanals misst, wobei senkrecht zum Kanal (in Wachstumsrichtung) ein Magnetfeld angelegt wird. Die beiden Spannungsabgriffe befinden sich auf einer Seite des Kanals, um nicht die ebenfalls entstehende Hall-Spannung zu detektieren. (vgl. Abb. 5.11 a). Die schwache Lokalisierung ist sehr temperaturempfindlich und verschwindet schließlich bei höheren Temperaturen. Es gibt zwei Arten von Messungen, die nicht miteinander verwechselt werden dürfen: Bei der einen wird die Temperatur im Probenraum des Kryostats geändert, und die schwache Lokalisierung gemessen (Temperaturreferenz). In einer zweiten Serie wird durch den Heizkanal ein kleiner Strom (Heizleistung) geleitet, der nicht ausreicht, um die Temperatur des Kanals zu ändern. Anschließend wird der Strom erhöht und dadurch die schwache Lokalisierung gemessen. Die Ergebnisse dieser zwei unterschiedlichen Messmodi sind in Abb. 5.11 (b) dargestellt. Durch den Vergleich der Temperaturmessungen mit den Messungen bei unterschiedlichen Stromstärken lässt sich so die genaue Temperatur des Kanals bei einer bekannten Stromdichte bestimmen.

Um überhaupt die Messkurven der schwachen Lokalisierung vergleichen zu können, werden die normierten Widerstände verwendet und ein geeignetes Kriterium festgesetzt. Im Folgenden werden die Magnetfeldstärken, bei denen der Widerstand auf 99,85 % des jeweiligen Wertes bei $B = 0 \text{ T}$ abgefallen ist, herangezogen. Die Differenz aus positivem und negativem Magnetfeld steht dann für die Breite b der Kurve, welche mit steigender Temperatur zunimmt. Eine weitere Möglichkeit besteht darin die Fläche unter den Kurven in einem festen Magnetfeldbereich zu berechnen, dieses Kriterium führt aber am Ende auf eine gleiche empirische Temperatureichkurve $T(U_{app})$ und wird deshalb hier nicht weiter angewendet.

$$\frac{T(U_{app})}{K} = 4,2 + e^{-4,93} \cdot \left[\left(\frac{U_{app}}{\text{mV}_{p-p}} \right)^2 \right]^{0,56} \quad (5.1)$$

Der Graph dieser Funktion dient zur Temperaturbestimmung und ist in Abb. 5.12 dargestellt. Wie man sieht gibt es wenige Messpunkte, was automatisch zu einer hohen Unsicherheit der Fit-Kurve führt. Bei höheren Heizspannungen beträgt die Ungenauigkeit $\pm 1,5 \text{ K}$.

Beim Vergleich der Breiten der schwachen Lokalisierung entspricht eine Stromdichte von $5,5 \text{ A/m}$ durch den Kanal einer Elektronentemperatur von 22 K mit einer Genauigkeit von $\pm 1,5 \text{ K}$. Die gemessene Spannung ist auf jeden Falls temperaturabhängig und liegt in μV Bereich; was typisch für Background Spannung bei nichtlokale Messung ist. Abb.5.13 stellt die gemessene Thermospannungen für verschiedenen Temperaturgradienten dar und wurde aufgenommen, als ein 300 mT

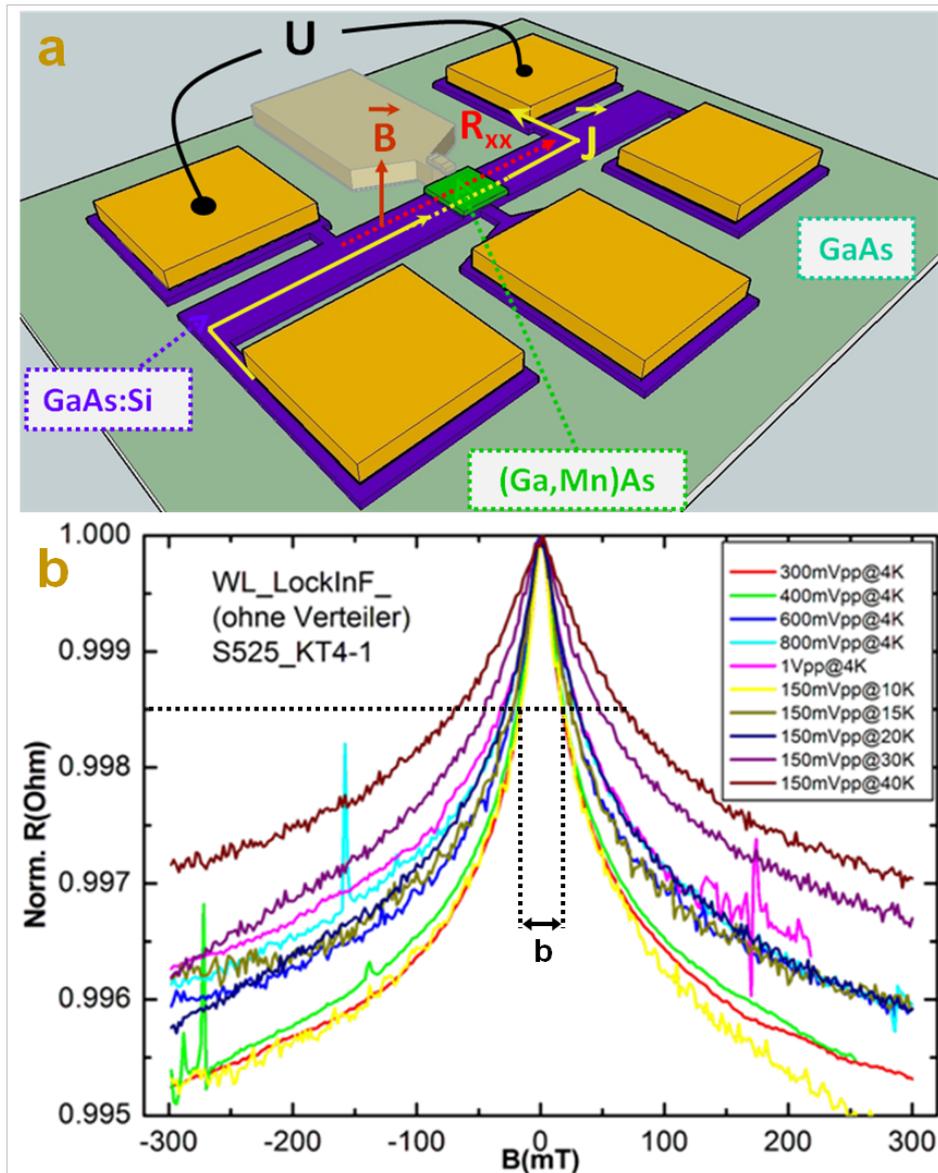


Abbildung 5.11.: Messung des Effekts der schwachen Lokalisierung:
 a) Messanordnung. b) Kurvenverlauf für verschiedene Temperaturen und unterschiedliche Bias-Spannungen bzw Heizspannungen.

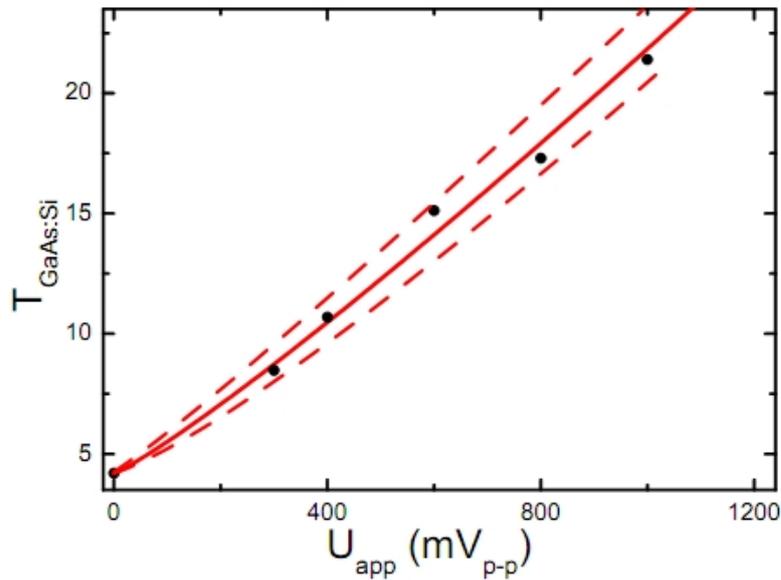


Abbildung 5.12.: Temperatureichung mit schwacher Lokalisierung. Die schwarzen Punkte sind die Wertepaare aus verschiedenen Heizspannungen im flüssigen Helium und die zugehörigen Temperaturen. Die rote Kurve stellt die Eichkurve aus Gl. 5.1 dar. Die gestrichelten Linien deuten die Ungenauigkeit der Bestimmung an.

magnetisches Feld entlang der magnetisch weiche Achse [100] der (Ga,Mn)As Schicht angelegt wurde.

Die Schnittkante des Graphen mit der Y Achse oder $S(4,2) = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \zeta = \frac{V_{th}}{\Delta T}$ definiert eine Seebeck Koeffizient von $0.5 \mu\text{VK}^{-1}$.

Mit Hilfe der Temperatureichung aus Gl. 5.1 werden den Heizkanalspannungen die entsprechenden Temperaturdifferenzen gegenüber dem (Ga,Mn)As zugeordnet. Die Zusammenstellung der Ergebnisse ist in Tab. 5.13 dargestellt.

Der lineare Fit liefert für $\Delta T = 0 \text{ K}^1$ mit der Gl. 1.4 einen Seebeck-Koeffizienten von $S = 0,5 \pm 0,1 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$.

Dieser Wert ist allerdings wesentlich kleiner als der von [42], [43] mit einem Hallbar gemessene, welcher mit mehreren hundert $\frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ angegeben wird. Die Vergleichbarkeit dieser unterschiedlichen Messwerte ist nicht gegeben, da die Geometrie der Proben von Pu et al keine Barriere aufweist. Dennoch haben beide Messmethoden eine Anisotropie in der Thermospannung gezeigt, sowie vergleichbare Werte der Magnetisierung entlang der weichen Achsen und ebenso die unterschiedlichen Extrema entlang der harten Achsen.

¹Temperaturunterschied beider Seiten der Barriere beträgt null, d.h. das beide Seiten 4,2 K kalt sind.

$\frac{U_{pp}}{\text{mV}_{p-p}}$	$\frac{V_{th}}{\mu\text{V}}$	$\frac{T(U_{app})}{\text{K}}$	$\frac{\Delta T}{\text{K}}$	$\frac{V_{th}}{\Delta T} / \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$
30	0,189	4,54	0,34	0,56
50	0,473	4,80	0,60	0,79
70	0,886	5,08	0,88	1,01
90	1,454	5,36	1,16	1,25
110	1,969	5,66	1,46	1,35
130	3,036	5,96	1,76	1,721
150	4,766	6,27	2,07	2,298
250	11,510	7,89	3,69	3,119
500	46,970	12,27	8,07	5,820
600	67,990	14,12	9,92	6,857
700	96,295	16,00	11,80	8,161
800	128,145	17,92	13,72	9,340
900	166,175	19,87	15,67	10,605
1000	205,650	21,85	17,65	11,652

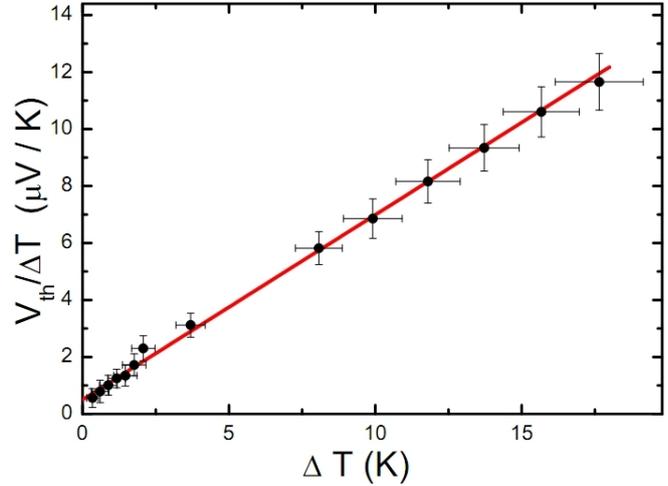


Abbildung 5.13.: Die Tabelle zeigt die angelegte Spannung am Heizkanal U_{pp} und die zugehörige gemessene Thermospannung V_{th} . Die drei rechte Spalten stellen die Temperatureichung anhand schwache Lokalisierung dar.

Der Graph zeigt die Temperaturabhängigkeit der Thermospannung durch das Auftragen der Amplitude des Thermospannungssignals als der Funktion der Temperatur des Heizkanal. Die Ungenauigkeit der Temperaturbestimmung verursacht die dargestellten Fehlerbalken.

5.6. Einfaches Modell zur Thermospannung

Der gemessene Seebeck-Koeffizienten von $S = 0,5 \pm 0,1 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ soll nun anhand eines einfachen Modells erklärt werden. In den Abb. 5.1 und 5.14 ist die Geometrie der Proben zur Messung der Thermospannung und das zugehörige Bandschema dargestellt.

5.6.1. Struktur des Bauelements und Zustandsdichte

Im p-n-Übergang aus Abb. 5.14 sind beide Bereiche (p- und n- Seite) so hoch dotiert, dass die Konzentration der Störstellen oberhalb der Konzentration für eine Störbandleitung liegt. Damit befinden sich die Fermienergien der beiden Seiten innerhalb der Bänder [8] und die Zustandsdichten für beide Bereiche ergeben sich anhand der Bedingungen für 3D-Kristallgitter zu:

$$D(E) = \frac{(2m_e^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_C} \quad \text{für das Leitungsband und} \quad (5.2)$$

$$D(E) = \frac{(2m_p^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_V - E} \quad \text{für das Valenzband,} \quad (5.3)$$

wobei m_e^* und m_p^* die effektiven Massen der Elektronen bzw. der Löchern im Gitter beschreiben und die Valenzbandoberkante bzw. Leitungsbandunterkante durch E_V und E_C beschrieben

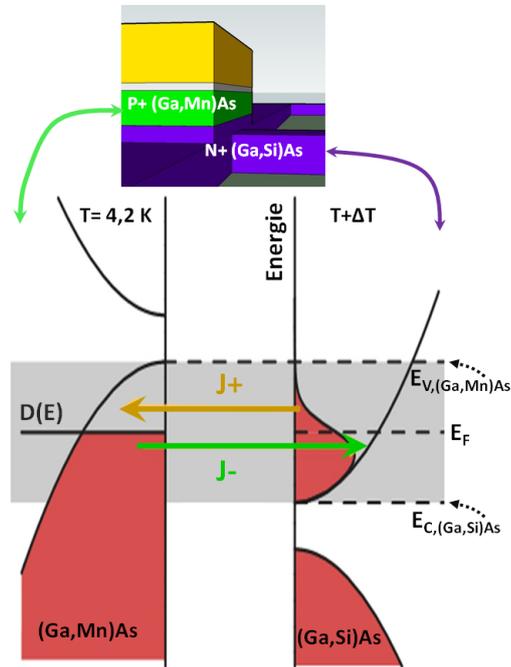


Abbildung 5.14.: Eine vereinfachte Skizze des Energiediagramms am p-n-Übergang. Die Pfeile J_+ und J_- entsprechen den Strömen, die vor Erreichen eines dynamischen Gleichgewichts vorhanden sind. Der graue Bereich ist zur Berechnung der Ströme relevant.

werden.

Die Ladungsträgerdichte n der freien Ladungsträger oberhalb der Leitungsbandkante E_C ergibt sich durch Integration über die Zustandsdichte unter Berücksichtigung der Fermiverteilung $f(E)$. Letztere ist stark temperaturabhängig, wobei deren Aufweichung für $T > 0$ keinen Einfluss auf die Anzahl der Ladungsträger hat und somit zur Vereinfachung weiterhin als Stufenfunktion approximiert wird. Die Fermi-Energie bleibt durch diese Näherung unverändert und ihre Lage im Leitungsband lässt sich in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration n abschätzen:

$$n = \int_{E_C}^{\infty} D(E) f(E) dE = \frac{(2m)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 \hbar^3} \int_{E_C}^{E_F} \sqrt{E - E_C} dE \quad (5.4)$$

$$E_F - E_C = \left(\frac{3\pi^2 \hbar^3}{2m_e^*} n \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5.5)$$

Eine analoge Betrachtung der Fermi-Energie im Valenzband E_V mit Ladungsträgerdichte p ergibt :

$$E_V - E_F = \left(\frac{3\pi^2 \hbar^3}{2m_h^*} p \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5.6)$$

Von diesem einfachen Ansatz wird ein Fermi-Niveau abgeleitet, das im (Ga,Mn)As-Valenzband liegt und in Übereinstimmung mit der zuvor erwähnten experimentellen Arbeit von [8] steht.

Diese Definition wird für die Berechnung der Thermospannung, die am p-n-Übergang abfällt verwendet.

5.6.2. Termisch Induzierte Tunnelströme am p-n-Übergang

Unter der Annahme, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit unabhängig von der Elektronenenergie ist ($P_{\text{Tunnel } p-n} = P_{\text{Tunnel } n-p} = 1$), ergeben sich die Tunnelströme J_+ und J_- am p-n-Übergang zu [44]:

$$J_+ = A \int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{Tunnel } p-n} D_{\text{GaAs:Si}}(E) f_{\text{GaAs:Si}}(E) \cdot D_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th}) \left(1 - f_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th})\right) dE \quad (5.7)$$

und

$$J_- = A \int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{Tunnel } n-p} D_{\text{GaAs:Si}}(E) (1 - f_{\text{GaAs:Si}}(E)) \cdot D_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th}) f_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th}) dE, \quad (5.8)$$

wobei A ein Faktor proportional zur Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronentunnelbarriere ist. Für J_+ beschreibt $D_{\text{GaAs:Si}}(E) f_{\text{GaAs:Si}}(E)$ die Zustandsdichte im GaAs:Si und

$D_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th}) \left(1 - f_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th})\right)$ die Dichte der erreichbaren Zustände im (Ga,Mn)As; eine analoge Darstellung gilt für J_- .

Der Gesamtstrom J_{total} ergibt sich aus der Addition der beiden Beiträge J_+ (von GaAs:Si zu (Ga,Mn)As) und J_- (Gegenrichtung):

$$J_{total} = J_+ - J_-, \quad (5.9)$$

Wenn sich ein dynamisches Gleichgewicht einstellt, gleichen sich die beide Ströme aus und es ergibt sich:

$$J_{total} = A \int_{E_{C,\text{GaAs:Si}}}^{E_{V,(\text{Ga,Mn)As}} - eV_{th}} D_{\text{GaAs:Si}}(E) D_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th}) \cdot (f_{\text{GaAs:Si}}(E) - f_{(\text{Ga,Mn)As}}(E - eV_{th})) dE. \quad (5.10)$$

5.6.3. Ergebnisse:

Das Integral von J_{total} aus obiger Gleichung wurde von P. Dürrenfeld mit allen vorhergehenden Annahmen numerisch berechnet. Diese Berechnung liefert als Ergebnis die Thermospannung V_{th} ,

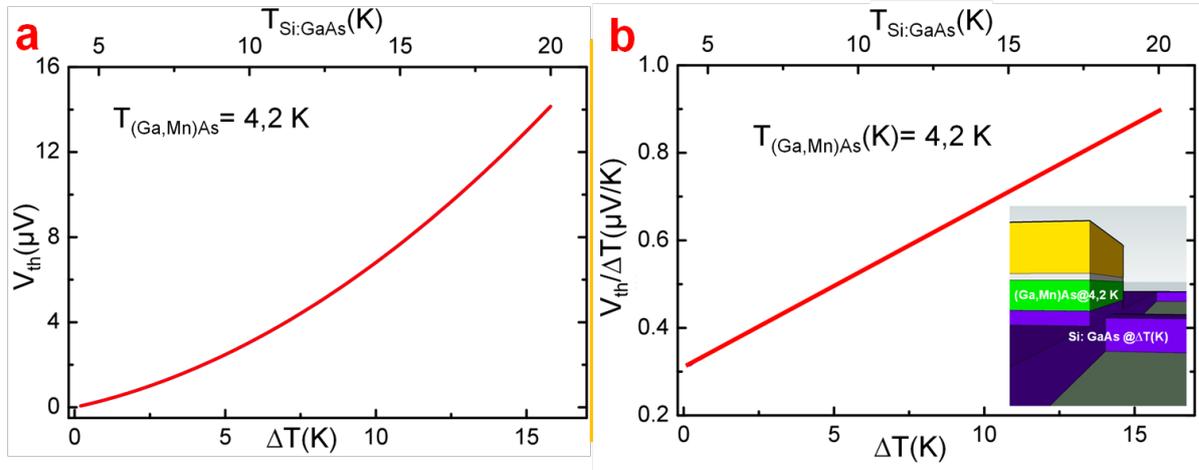


Abbildung 5.15.: Ergebnisse aus der Modellrechnung. Entsprechend der experimentellen Durchführung wird das (Ga,Mn)As bei konstant 4,2 K gehalten und die Kanaltemperatur variiert. (a) Thermospannung V als Funktion der Temperaturdifferenz ΔT . (b) Quotient aus $\frac{V_{th}}{\Delta T}$ aufgetragen gegen ΔT .

bei der $J_{total} = 0$ gilt. Für die Berechnung wurden folgende Werte verwendet: $m_e^* = 0,063 m_e$, $m_h^* = 0,5 m_e$, $n = 4,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $p = 1,0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Die Thermospannung V_{th} wird für variierende Temperaturen des Heizkanals (Si:GaAs) von $T_{\text{Si:GaAs}} = 4,4 \text{ K}$ bis 20 K berechnet, während die (Ga,Mn)As-Seite konstant auf $T = 4,2 \text{ K}$ gehalten wird. Da die Thermospannung quadratisch von der Temperaturdifferenz zum Heizkanal abhängt, wird der Quotient aus Thermospannung und Temperaturdifferenz graphisch nahezu zu einer Geraden. Die Kurve in Abb. 5.15 a verläuft nicht durch den Ursprung, sondern beginnt bei $0,3 \mu\text{V/K}$ für $T = 0 \text{ K}$ (vgl. Experiment: $0,5 \mu\text{V/K}$), was der Definition des Seebeck-Koeffizienten S entspricht (s. Gleichung 1.4).

Ein Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Thermospannung der experimentellen und numerischen Ergebnisse liefert übereinstimmend ein lineares Verhalten.

Die Berechnung der Thermospannungen für kleine Temperaturdifferenzen zwischen Heizkanal (Si:GaAs) und (Ga,Mn)As eröffnet so die Möglichkeit die Temperaturabhängigkeit des Seebeck-Koeffizienten abzuschätzen. Diese ergibt einen linearen Verlauf des Seebeck-Koeffizienten in Abhängigkeit von ΔT , wie er auch in der Mott-Relation beschrieben ist (s. Gleichung 1.9).

Trotz der vielen Vereinfachungen und Annahmen liefert das Modell dennoch Thermospannungen, die gut zu den Messergebnissen passen. Unsere Messwerte des Seebeck-Koeffizienten liegen deutlich unter den publizierten Werten von [42]. Dies liegt daran, dass Pu et al. vornehmlich den hohen Anteil des stark nichtlinearen temperaturabhängigen Phonon-Drag-Effekts gemessen haben, welcher bei unserer Probengeometrie keine Rolle spielt. Daher war es uns möglich erstmals die viel geringere Thermodiffusion zu detektieren, was sich in der Symmetrie unseres Thermospannung-Signals zeigt, die völlig unterschiedlich zu dem, von Pu et al. für ein Volumen (Ga,Mn)As-Material ermittelten Signals ist.

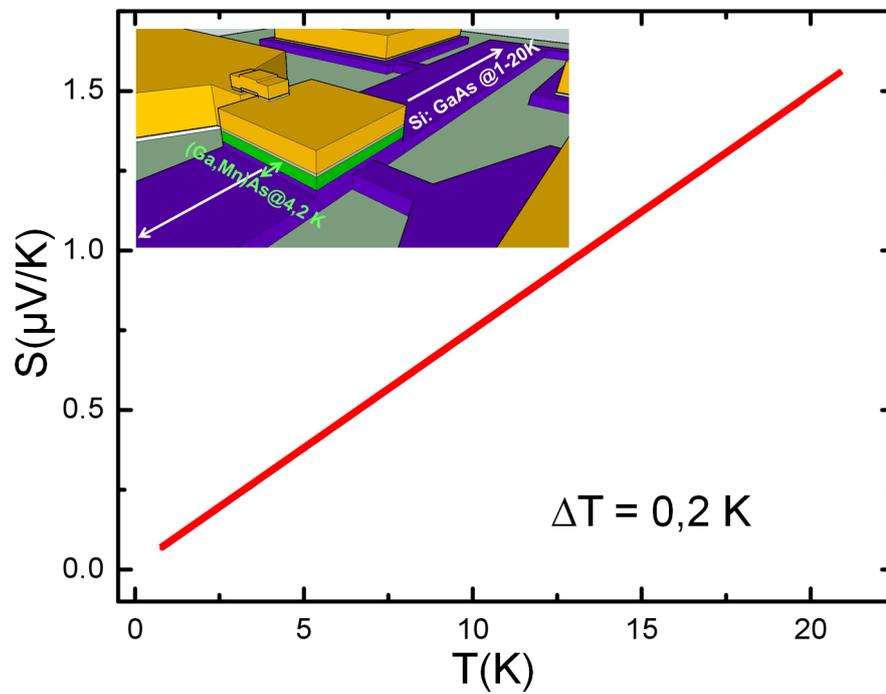


Abbildung 5.16.: Simulation des Temperaturverlauf des Seebeck-Koeffizienten

6. Nernst-Effekt in einem (Ga,Mn)As/GaAs:Si, p-n-Übergang

Werden Ströme, die z.B. durch Temperaturunterschiede entstehen, einem magnetischen Feld ausgesetzt, so erfahren die Ladungsträger durch die Lorentzkraft eine Ablenkung senkrecht zum Magnetfeld und dem Temperaturgradienten. Dadurch baut sich ein der Lorentzkraft entgegengesetzt orientiertes elektrisches Feld auf, welches der Ablenkung entgegenwirkt, ähnlich wie es auch beim Hall-Effekt für elektrische Ströme der Fall ist. Dieses Auftreten einer senkrecht zum Temperaturgradienten wirkenden Thermospannung wird Nernst-Effekt oder auch erster Nernst-Ettingshausen-Effekt genannt.

In Kapitel 6.1 wird hier die neuartige Probengeometrie zum Messung des Nernst-Effektes vorgestellt und auf die Besonderheiten bei deren Herstellung eingegangen und anschließend der Messaufbau und die hierzu notwendigen Einstellungen kurz erläutert. Danach werden die Messergebnisse dargestellt und hinsichtlich der Anisotropieefflüsse des (Ga,Mn)As analysiert (Kapitel 6.2). Im vorherigen Kapitel lag der Fokus auf S_{zz} , dem thermischen Koeffizienten entlang der Heizflussrichtung; aus der Gl. in Abb. 6.4 kann man entnehmen, dass S_{zz} größer ist als S_{xz} und S_{yz} . Das grundlegende Ziel dieser speziellen Nernst-Geometrie war es, die Untersuchung des anisotropischen thermoelektrischen Effekts nicht nur in S_{zz} -Richtung, sondern auch in S_{xz} - und S_{yz} -Richtung (vgl. Abb. 6.4) zu ermöglichen. Diese zusätzlichen Messungen erfolgten nicht durch den p-n-Übergang, sondern zwischen den, auf dem (Ga,Mn)As gegenüberliegenden Kontakten (vgl. Abb. 6.4: 1a/2a, 1b/2b). An der dargestellten Probengeometrie (s. Abb. 6.4) mit der vertikalen GaAs:Si/GaAs/(Ga,Mn)As-Geometrie, bei der der n-dotierte Kanal geheizt wird, ist somit für Magnetfelder in der Probenebene eine Nernst-Spannung an den Rändern des (Ga,Mn)As-Quadrats zu erwarten (eine genaue Beschreibung des Effekts folgt in Kapitel 6.3)

6.1. Probendesign und -herstellung

Zur Untersuchung des anisotropen thermoelektrischen Effekts in einem GaAs:Si-(Ga,Mn)As p-n-Übergang ist eine spezielle Probe mit Kontaktierungen in allen drei Raumrichtungen hergestellt worden (eine detaillierte Probenherstellung ist im Anhang A.3 dargestellt). Es werden nacheinander 200 nm undotiertes GaAs, 80 nm Silizium dotiertes n-GaAs, 1 nm undotiertes GaAs und 20 nm (Ga,Mn)As aufgebracht. Dieses Schichtpaket wird anschließend mit 5 nm Titan und 30 nm Gold metallisiert. Der Heizkanal ist, im Unterschied zur vorhergehenden Struktur (aus Kapitel 5), also 80 nm anstatt 60 nm hoch. Der hier beschriebene Schichtaufbau ist in Abb. 6.1 dargestellt.

Im Gegensatz zur longitudinalen Seebeck-Effekt-Struktur (S_{zz} , s. Kapitel 5) sind auf dem $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ großen (Ga,Mn)As-Quadrat anstelle der einen Kontaktierung jetzt an den Seiten vier kleinere Goldkontakte untergebracht. Dafür wird in dem Lithografieprozess aus Anhang A.3 ein Zwischenschritt vor dem Belichten des Quadrats eingefügt, indem diese vier Kontakte belichtet werden und von der übrigen Oberfläche das Gold mit Hilfe des Argon-Plasmas in der CAIBE-

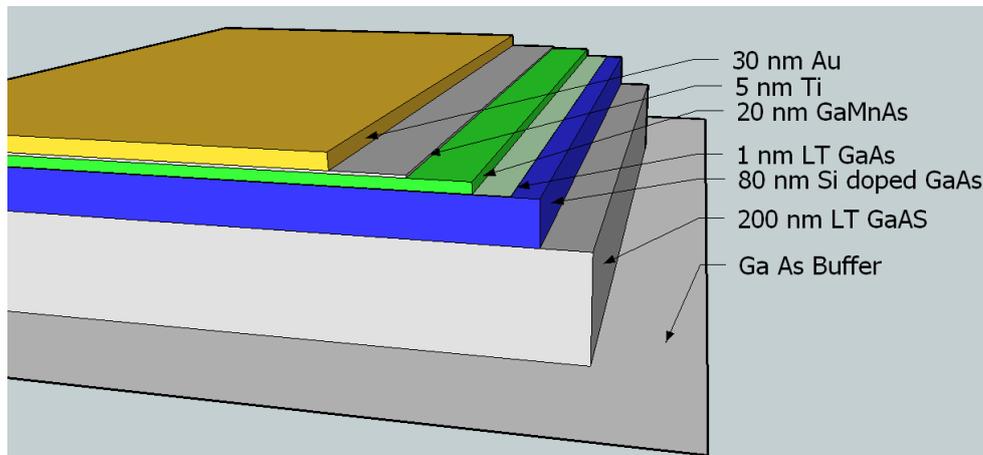


Abbildung 6.1.: Beschichtungssystem des hier verwendeten epitaktisch gewachsenen (Ga,Mn)As-Wafers zur Herstellung der Nernst- und Seebeck-Proben.

Anlage und das Titan mit Flußsäure bis auf die (Ga,Mn)As-Oberfläche herunter entfernt werden. Für eine detaillierte Darstellung der Prozessierung s. Abb. 6.2.

Abschließend werden vier Goldbrücken zwischen den Streifen auf dem (Ga,Mn)As-Quadrat und den dazugehörigen Kontaktpads lithografisch hergestellt. Der Heizkanal verläuft entlang der magnetisch weichen [100]-Achse. Die Probe wird so in den Probenträger eingeklebt, dass ihre Orientierung der 0° -Richtung im 3D-Kryostat entspricht, um das Probenhandling zu vereinfachen.

6.2. Messaufbau

Der Probenträger wird in den Probenstab des 3D-Magnetfeld-Kryostaten eingebaut und dann langsam auf $T = 4,2$ K abgekühlt. Die beiden äußeren Kontakte „I_{HC}“ des Heizkanals (s. Abb. 6.4) werden mit dem Funktionsgenerator Agilent 33120A verbunden. Die Nernst-Spannung wird mit dem Lock-in-Verstärker EG&G 5204 bei doppelter Anregungsfrequenz $2f$ zwischen den jeweils gegenüberliegenden Kontaktstreifen „1a/1b“ oder „2a/2b“ detektiert.

Um die Reproduzierbarkeit des Nernst-Effekts zu überprüfen, wurde die Frequenz der angelegten Spannung variiert. Dabei zeigte sich eine starke Abhängigkeit zwischen dem Thermospannungssignal und der eingesetzten Spannungsfrequenz. Dies könnte daran liegen, dass der Hitzeverlust frequenzabhängig ist und damit die Signale nicht detektiert werden können, ehe sie aufgrund des Wärmeverlustes verschwunden sind. Es stellte sich bereits sehr früh heraus, dass eine besonders niedrige Frequenz der Heizspannung von $f = 1$ Hz in Verbindung mit einer großen Heizspannung von $U_{app} = 4000$ mV zu den am deutlichsten detektierbaren Signalen führt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass in dieser Konfiguration $S_{zz} \gg S_{xz}, S_{yz}$ gilt. Man benötigt also folglich einen viel höheren Temperaturgradienten (eine höhere Heizspannung) als bei der Messung des TAMT-Effekts, um die in dieser Konfiguration viel kleineren Amplituden in S_{xz} - und S_{yz} -Richtung messen zu können. Eine geringere Heizspannung führt also zu einem, für diesen Messaufbau, zu niedrigen Messpegel.

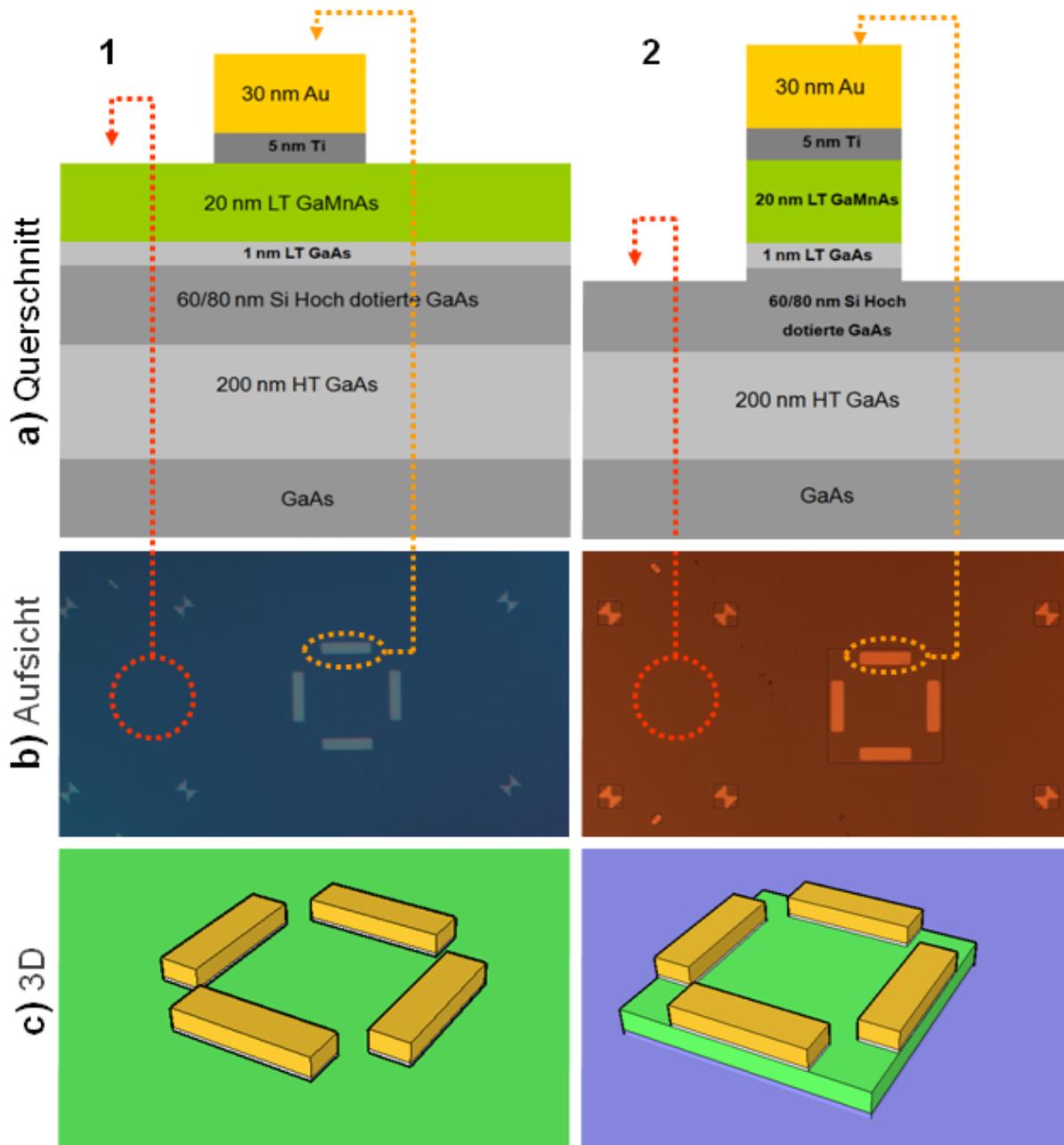


Abbildung 6.2.: Lithografieschritte zur Herstellung der Nernst-Effekt-Proben.

a) Beschichtungssystem im jeweiligen Prozessschritt im Querschnitt. b) Optisches Mikroskopbild des jeweiligen Prozessschritts in der Aufsicht. c) Dreidimensionale Darstellung der definierten Strukturen. **1)** Freilegen der vier Gold-Kontakte. **2)** Ätzen des (Ga,Mn)As-Quadrats.

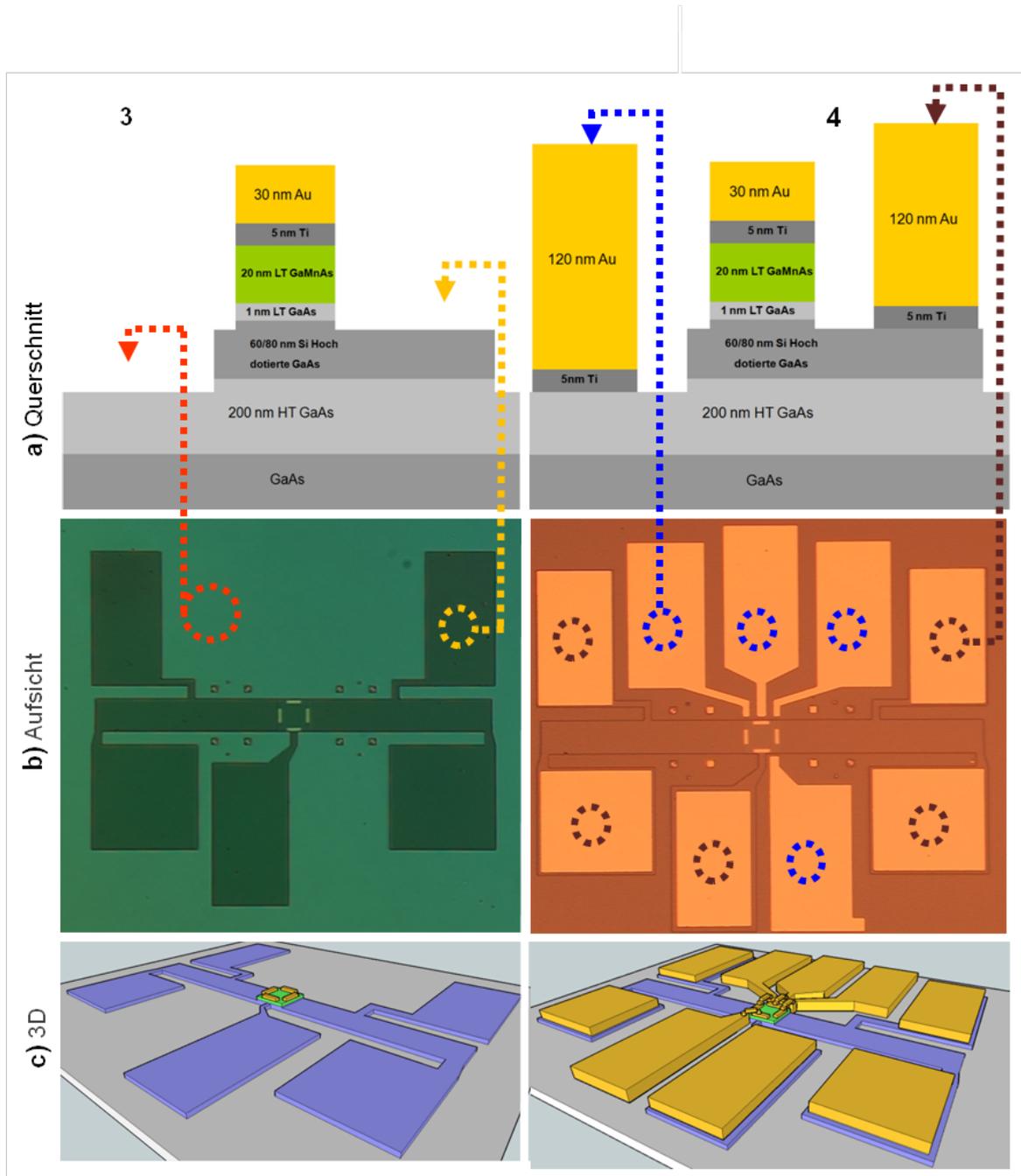


Abbildung 6.3.: Lithografieschritte zur Herstellung der Nernst-Effekt-Proben.

- a) Beschichtungssystem im jeweiligen Prozessschritt im Querschnitt. b) Optisches Mikroskopbild des jeweiligen Prozessschritts in der Aufsicht c) Dreidimensionale Darstellung der definierten Strukturen. **3)** Definieren des Heizkanals und seine Zugänge. **4)** Fertige Struktur ohne Goldbrücken, die fertige Probe ist in 6.4 dargestellt.

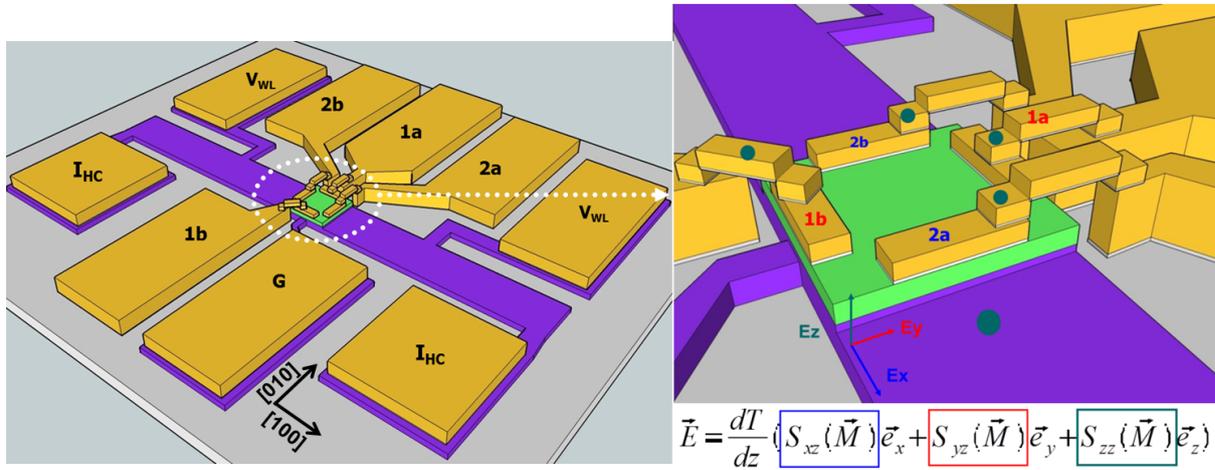


Abbildung 6.4.: Die komplett prozessierte Nernst-Probengeometrie und einer Darstellung wie die drei Raumrichtungen der Seebeck-Koeffizienten abgegriffen werden.

6.3. Charakterisierung im Magnetfeld

In diesem Abschnitt zeigen alle Abbildungen die gleiche Probe und mit der gleichbleibenden Orientierung, die eine weiche Achse [100] entlang 0° und [010] entlang 90° besitzt (s. Abb. 6.4). Nach dem vorgeschalteten Kontakttest wird zunächst überprüft, ob ein messbares Thermospannungssignal zu detektieren ist. Dazu wird der thermische Koeffizient S_{zz} zur Thermospannungsmessung durch den p-n-Übergang mit den vier Kontakten gegenüber dem Rückseitenkontakt (G in Abb. 6.4) abgegriffen. Damit wird sichergestellt, dass alle vier Kontakte die gleiche Antwortfunktion (Form der Thermospannung) aufweisen. Hier werden nun die Ergebnisse des ersten Thermokraftsubstrats mit der Nummer KT579-2 dargestellt. Die Messungen wurden mit folgenden Parametern durchgeführt:

Bias Spannung $U_{app} = 4000 \text{ mV}$ bei 13 Hz . Für die folgenden Proben haben sich jeweils andere Parameter als optimale Messparameter ergeben. Der Potentialunterschied wurde für alle vier Top-Kontakte gemessen (5 % Unterschied bei Probe KT579-2); somit können die Formen der Antwortfunktionen der Kontakte bei normierter Thermospannung verglichen werden (s. Abb. 6.5). Die Messung läuft über mehrere Stunden, da sich nach einer gewissen Zeit kleine Temperaturänderungen an der oberen Schicht ergeben, wird das Signal nicht genau den gleichen Verlauf verfolgen, sondern man sieht eine kleine Verschiebung, wobei die Form des Signal erhalten bleibt.

Mit den vorgenannten Einstellungen wird zuerst ein gesättigter Phi-Scan durchgeführt. Dabei rotiert das Magnetfeld $B = 300 \text{ mT}$ in der Probenebene und alle 2° wird dabei der Ausgangswert des Lock-in-Verstärkers aufgezeichnet. Dessen Maximalausschlag entspricht $\pm 1 \text{ V}$ (bei einer Sensitivität von $100 \mu\text{V}$). Es wird keine Verstärkung am Signaleingang eingestellt, aber der Signalausgang wird um den Faktor 10 vergrößert. Die Zeitkonstante beträgt $\tau = 3 \text{ s}$.

Das Messergebnis für die senkrecht zum Kanal auftretende Spannung ist in Abb. 6.6 dargestellt. Die laterale Thermospannung weist in 0° -Magnetfeldrichtung ein Maximum und in 180° -Richtung ein Minimum auf. Zwischen den beiden Extrema verläuft die Kurve achsensymmetrisch zur [100]-Achse, das heißt auch, dass die Nernst-Spannungen für Magnetfelder in 90° - und 270° -

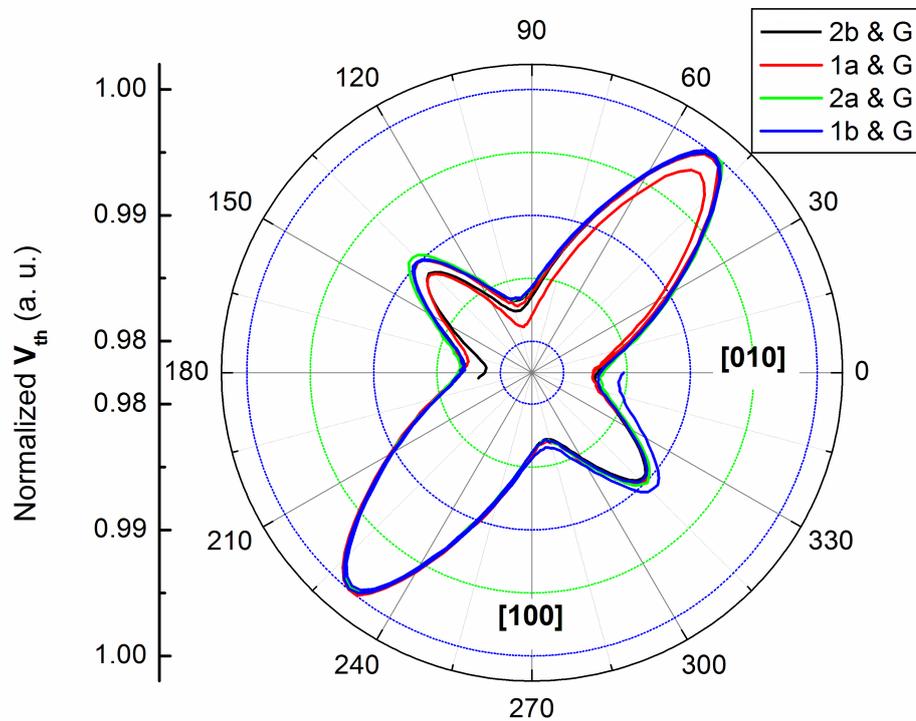


Abbildung 6.5.: Detektiertes Thermospannungssignal ($2f = 26$ Hz) dargestellt als eine Funktion gesättigter Magnetfeldwinkel, normiert auf 1. Vier verschiedene Farben stellen das Thermospannungssignal für die vier Top-Kontakte (Rückseitenkontakt ist bei allen vier der Kontakt G). Alle vier Kontakte zeigen die gleiche Thermospannungssignaleometrie.

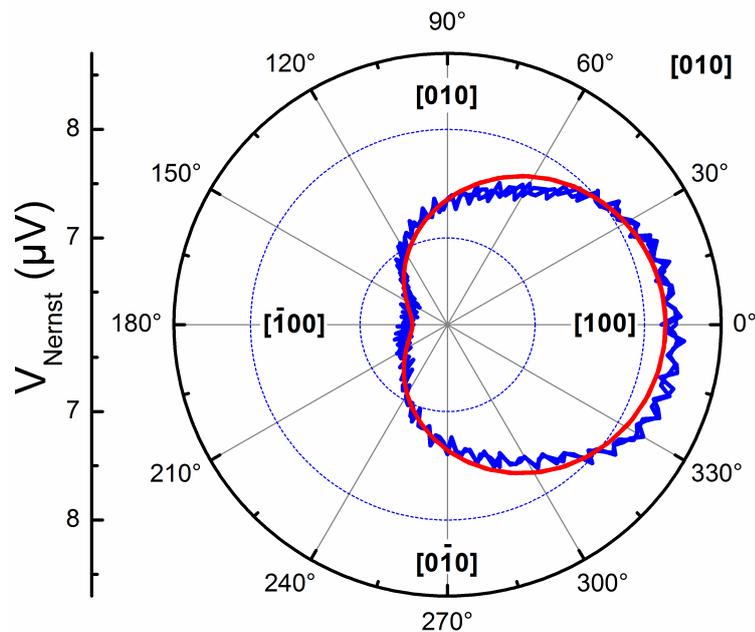


Abbildung 6.6.: Gesättigter Phi-Scan der senkrecht zum Kanal stehenden Nernst-Spannung (Kontakte „1a/1b“). Rote Kurve: Fit mit einer Cosinus-Funktion.

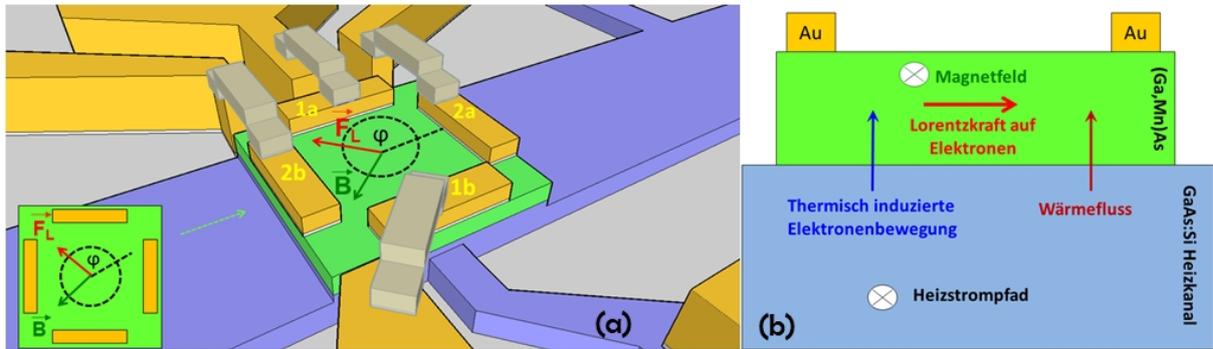


Abbildung 6.7.: Nernst-Effekt und dessen Darstellung bei einer beispielhaften Magnetfeldausrichtung in Aufsicht und Querschnitt. F_L : Lorentzkraft auf Elektronen; B : Magnetfeld

Richtung denselben Wert annehmen. Der Nernst-Effekt ist fast identisch mit dem Hall-Effekt, allerdings verlaufen die thermisch induzierten Elektronen vertikal entlang der Probe von unten nach oben (vom Heizkanal zum (Ga,Mn)As). Das Magnetfeld zwingt sie auf diesem Weg zu einer Änderung ihrer Richtung. Somit wird, abhängig von der Magnetfeldrichtung, die Auflagefläche der Kontakte die Elektronen auffangen, die sich aufgrund der Lorentzkraft in die entsprechende Richtung bewegen.

Das führt in den Extremfällen für Magnetfelder entlang der 90° - und der 270° -Richtung dazu, dass die Nernst-Spannung an den zu den Messkontakten senkrechten Seiten des Quadrats auftritt. Da hier die Kontaktierungen keine Elektronen auffangen können, ergibt sich für diese Richtungen kein Signal. Für die Magnetfeldrichtungen 0° und 180° jedoch wird die maximale Spannung gemessen, wenn auch mit jeweils unterschiedlichem Vorzeichen. Sehr auffällig ist, dass die Nernst-Spannung proportional zu den Kontaktquerschnitten ist, welche die Elektronen „sehen“. Daher lässt sich die Nernst-Spannung als eine Cosinus-Funktion mit φ als Winkel zwischen Magnetfeld und $[100]$ -Kristallrichtung darstellen. Es gilt:

$$V_{Nernst} \approx I_{Thermopower} \cdot \sigma_{Kontakt} = I_{Thermopower} \cdot [-\cos(\varphi)] \quad (6.1)$$

Diese deutliche Übereinstimmung zwischen Modell und Praxis bestätigt, dass die Nernst-Spannung im asymmetrischen Teil der Messungen steckt. Für die beiden hierzu um 90° gedrehten Kontakte entlang des Kanals („2a/2b“), gilt dementsprechend eine Sinus-Funktion. Bis auf einen Offset von $V_{Nernst} = 7,35 \mu\text{V}$ erfüllt der gesättigte Phi-Scan sehr gut die Cosinus-Abhängigkeit, wie die rote Kurve in Abb. 6.6 erkennen lässt. Die Ursache des Offsets war jedoch nicht eindeutig zu bestimmen. Da bei diesen kleinen Messspannungen in Verbindung mit der sehr niedrigen Frequenz der Lock-in-Verstärker nicht in seinem optimalen Arbeitsbereich arbeiten kann, wo er die größte Genauigkeit besitzt, könnte ein Instrumenten-Offset des Lock-in-Verstärkers eine der potentiellen Ursachen sein. Desweiteren kann ein lateraler Temperaturunterschied zwischen den beiden Kontakten zu einer weiteren Thermospannung führen. Ebenso könnten auch nicht optimale Heizkanalkontakte das Sinussignal im Heizkanal so verzerren, dass dadurch parasitäre $2f$ -Schwingungen im Signal auftreten.

Für detailliertere Informationen wurde mit gleichen Einstellungen und identischem Aufbau ein Magnetfeld-Scan zur Erzeugung eines Fingerprints durchgeführt. Dazu wird das Magnetfeld alle 5° von -300 mT bis 0 mT in 2 mT -Schritten, von 0 mT bis 50 mT in $0,2 \text{ mT}$ -Schritten und von 50 mT bis 300 mT wieder in Schritten von 2 mT variiert. In Abb. 6.8 sind komplette Messkurven

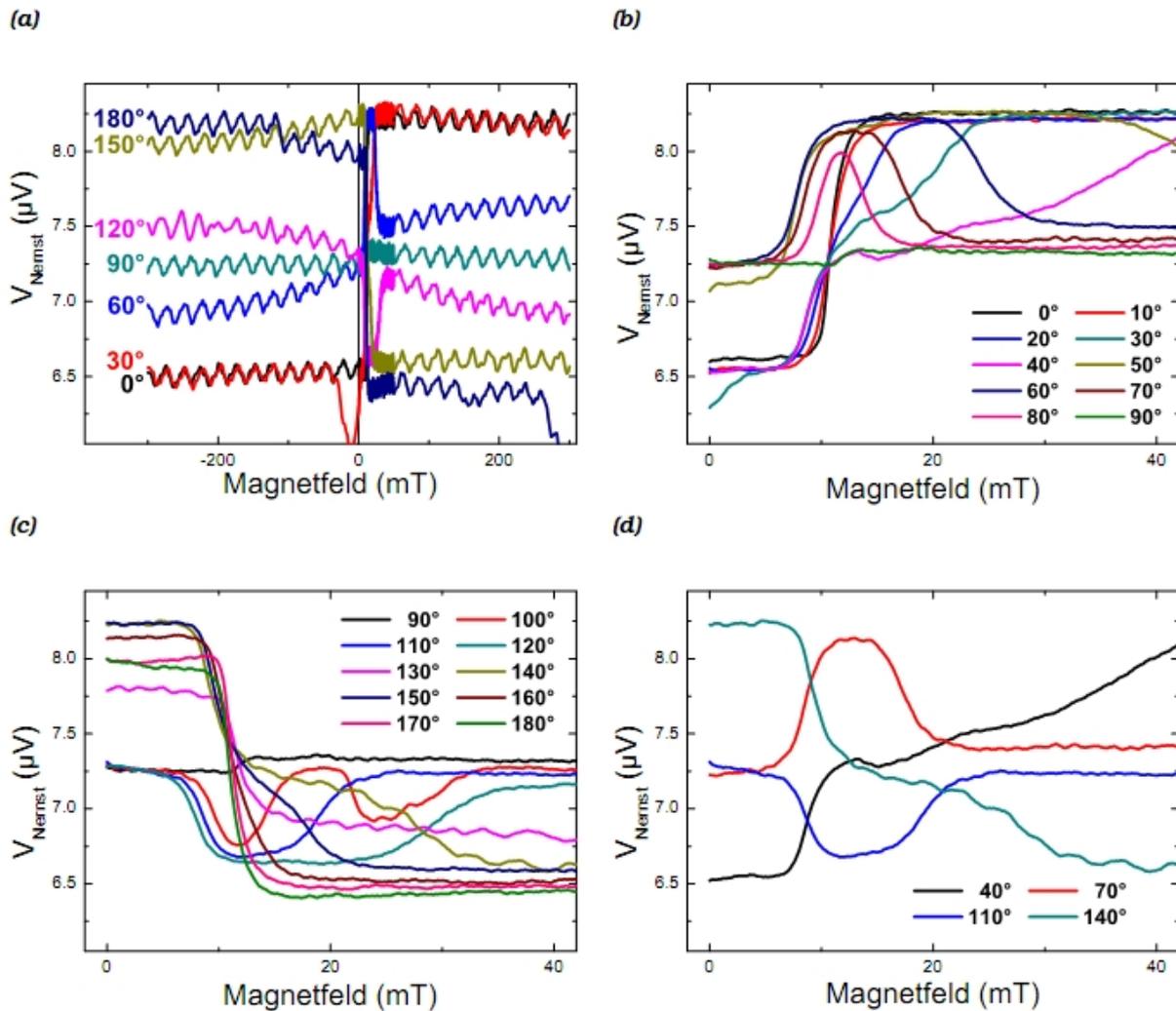


Abbildung 6.8.: Magnetothermokraftmessung zwischen den Kontakten 1a/1b bei einer Heizspannung von $U_{\text{app}} = 4000$ mV mit $f = 1$ Hz. **a)** Kompletter Magnetfeldbereich. **b) bis d):** Vergrößerte Darstellung – kleinere Magnetfelder bis 40 mT – verschiedener Richtungen, fouriergeglättet.

in 30° -Schritten gezeigt.

Es ist dabei zu sehen, dass auf den Messdaten eine regelmäßige, störende Schwingung von $0,05 \mu\text{V}$ liegt. Die Ursache hierfür ist eine Schwebung, die durch nicht optimale Einstellungen am Lock-in-Verstärker zustande kommt und auch schon im gesättigten Phi-Scan aufgetreten ist. Die Zeitkonstante des Integrierers wurde mit $\tau = 3$ s im Vergleich zur Frequenz der Schwebung zu gering gewählt. Für die Messung wäre demnach eine größere Zeitkonstante von z.B. $\tau = 30$ s besser gewesen. Das verlangsamt jedoch die Reaktion des Lock-in-Verstärkers auf Signalveränderungen, wodurch aber auch die Dauer der Magnetfeldscans erheblich verlängert worden wäre und deshalb nicht in Betracht kam. Diese zusätzliche 1f-Komponente im Ausgangssignal könnte ebenso auch der Grund für den schon zuvor beobachteten Offset sein. In der Abb. 6.8 b, c, d wird die Messungen der Nernst-Spannung für Magnetfeld-Scans in 10° -Schritten zwischen 0 mT und 40 mT dargestellt. Wie vorher in Abb. 6.7 bereits ausgeführt, muss die Nernst-Spannung

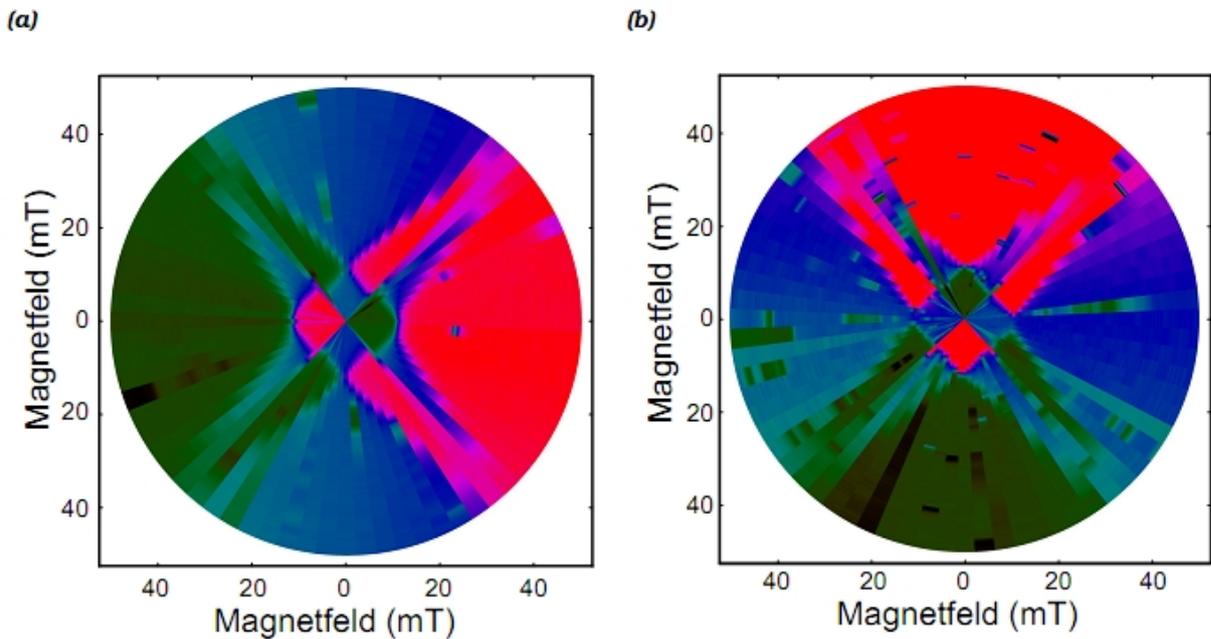


Abbildung 6.9.: Farbcodierte Nernst-Fingerprints mit drei verschiedenen Wertebereiche (grün = geringe Nernst-Spannung, blau = mittlere, rot = hohe). **a)** Spannungsmessung senkrecht zum Heizkanal, viertergeglättet. Es gibt noch eine horizontale Symmetrieachse. **b)** Spannungsmessung parallel zum Heizkanal. Es gibt es eine vertikale Symmetrieachse.

bei $H = 0 \text{ T}$ auch null betragen¹. Da jedoch bei Magnetfeldern gleich null immer noch eine Rest-Nernstspannung gemessen wird, kann es sich nicht um den normalen Nernst-Effekt handeln. Der Offset zeigt, dass es sich bei der vorliegenden Messung um den Einfluss des sogenannten anomalen Nernst-Effekt handelt. Für diesen Effekt ist eher die Magnetisierung des $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ verantwortlich als ein äußeres Magnetfeld. Dies kann man sich so vorstellen, als ob im Aufbau gemäß Abb. 6.7 das äußere Magnetfeld durch die Eigenmagnetisierung des Halbleitersubstrats ersetzt wird. Dass die Kurven für viele Winkel ein zweistufiges $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Schaltverhalten zeigen, bestätigt diese Theorie weiterhin (H_{c1} und H_{c2} bei $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$). Man sieht drei verschiedene mögliche Nernst-Spannungswerte, die stark von den Magnetisierungsrichtungen des $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ entlang seiner weichen Achsen und den Schaltereignissen H_{c1} und H_{c2} geprägt sind. Die besprochene Messung wird in Abb. 6.9 a als ein farbcodierter Polarplot dargestellt. Abgesehen von den Farben in der Abb. 6.9 eines radialen Polarplots sieht man die charakteristische Form des Magnetowiderstands von $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ in einem ferromagnetischen Regime. Die Nernst-Spannung hat entlang der $[\bar{1}00]$ -Achse ihren kleinsten Wert und bei der $[100]$ -Achse den größten Messwert. Dazwischen liegen die Nernst-Spannungen für die $[010]$ - und $[0\bar{1}0]$ -Richtungen, da für diese beiden Richtungen die Elektronen nicht in ausreichender Anzahl in Richtung der Messkontakte wandern und somit nicht von den angeschlossenen Kontakte aufgesammelt werden (plausible Darstellung in Abb. 6.7). Die Messung der Nernst-Spannung zwischen den beiden Kontakten „2a/2b“ ist in Abb. 6.9 a als ein farbcodierter Polarplot dargestellt. Somit stellt dies eine Messung entlang des Kanals dar. Grün bedeutet hierbei eine geringe, blau eine mittlere und rot eine hohe

¹Die thermisch induzierten Elektronen haben ohne Magnetfeld keine bevorzugte Richtung und treffen deshalb alle vier Kontakte zu gleichen Anteilen – somit muss der Potentialunterschied zwischen diesen 4 Kontakten null betragen.

Nernst-Spannung. Anhand dieses Polarplots ergeben sich einige wichtige Aspekte, die die Anisotropiekomponenten des (Ga,Mn)As widerspiegeln: Die Domänenwanderungsenergie ergibt sich zu $\varepsilon/M = 12 \text{ mT}$, die beiden uniaxialen Anisotropiekomponenten zu $K_{uni[\bar{1}10]}/K_{cryst} = 3,5 \%$ und $K_{uni[010]}/M = 0,4 \text{ mT}$. Das liegt im erwarteten Bereich für (Ga,Mn)As, die Stärken der uniaxialen Anisotropien sind dabei aber am unteren Ende der normalerweise beobachteten Werte. Da die Uniaxialität viel kleiner ist als die Biaxialität, kann man davon ausgehen, dass die Temperatur des (Ga,Mn)As trotz der Erwärmung des Heizkanals $T = 4,2 \text{ K}$ beträgt. Falls dies nicht der Fall gewesen wäre, wäre eine deutliche Vergrößerung des Verhältnisses von der uniaxialen zur biaxialen Komponente und eine deutliche Verkleinerung des Wertes ε/M aufgetreten². Wenn man aus demselben Wafer einen Hallbar herstellt und ein Standard-PHE-Fingerprint bei $T = 4,2 \text{ K}$ erstellt, sind die sich daraus ergebenden charakteristischen Größen im selben Bereich, wie die oben beschriebenen Werte. Dies ist ein weiterer Nachweis, dass das (Ga,Mn)As $4,2 \text{ K}$ kalt bleibt. Zwei deutliche Unterschiede zwischen Nernst und anderen herkömmlichen Methoden sind: „Herkömmliche“ Widerstandscharakterisierungsmethoden wie AMR und TAMR zeigen einen Zwei-Level-Wert (hohen/niedrigen Widerstand), dagegen sind beim Nernst-Effekt für kleine Magnetfelder drei Zustände vorhanden. Dieser Unterschied vom 2er zum 3er Level System entsteht, weil sich die Entartung der Messwerte entlang jeweils einer der magnetisch weichen Achsen aufheben lässt. Dieser weitere Symmetriebruch ermöglicht es, die Erzeugung einer 180° -Domänenwand elektrisch messen zu können, was sich im Polarplot als eine Verschiebung von einem dominierenden zwei Farbenplot hin zu einem drei Farbenplot widerspiegelt. Der gezeigte Fingerprint ist weder punktsymmetrisch zu $B = 0 \text{ T}$ noch achsensymmetrisch zu den beiden weichen Achsen. Die Nernst-Fingerprints haben nur eine weiche Achse als Symmetrieachse, diejenige weiche Achse, deren Entartung aufgehoben wird.

6.4. Bestimmung der Heizkanaltemperatur

Zum Abschluss muss die, durch die angelegte Spannung (Heizleistung), entstehende Temperatur des Kanals, durch eine Messung der schwachen Lokalisierung, bestimmt werden. Hier wird auch, genau wie im letzten Kapitel beschrieben, ein Magnetfeld senkrecht zur Ebene von 300 mT bis $+300 \text{ mT}$ in 2 mT -Schritten gefahren, und der Vier-Punkt-Heizkanalwiderstand aufgenommen. Für die angelegte Heizspannung von $U_{app} = 4000 \text{ mV}$ war ein Vorwiderstand von $33,4 \Omega$ optimal, um den Strom durch den Kanal bei einfacher Frequenz $f = 1 \text{ Hz}$ mit dem Lock-in-Verstärker messen zu können. Dieser kleine Widerstand beeinflusst die angelegte Heizspannung jedoch kaum, da der Kanalwiderstand im Bereich von mehreren $\text{k}\Omega$ liegt. In Abb. 6.10 b ist der normalisierte Kanalwiderstand gegenüber dem Magnetfeld aufgetragen (schwache Lokalisierung). Genau wie im letzten Kapitel werden hier auch zwei Hauptmessungen durchgeführt. Einmal mit verschiedenen Spannungen und einmal mit verschiedenen Temperaturen - deren Vergleich ergibt die Temperatur des Kanals für die jeweils angelegte Spannung. Diese Kurven werden mit Gleichspannung aufgenommen und die Strommessung erfolgt über einen 10^{-5} A/V -Stromverstärker.

Wie anhand der Messung 6.4 zu sehen ist, entsprechen die angelegten 4000 mV einer Kanaltemperatur zwischen 40 bis 50 K . Der Effekt der Nernst-Spannung in unseren Experimenten beträgt zwischen dem größten und kleinsten Wert $1,6 \mu\text{V}$, bei einem relativ großen Temperaturgradienten. Diese Differenz wiederum ist viel kleiner als der publizierte Wert des planaren Nernst-Effekt an einer (Ga,Mn)As- Hallbarstruktur von Y. Pu et al. [42]. Da ist deren Wert auch

²Bei ansteigender Temperatur lässt die biaxiale Anisotropie mit M^4 und die uniaxiale mit M^2 nach [2].

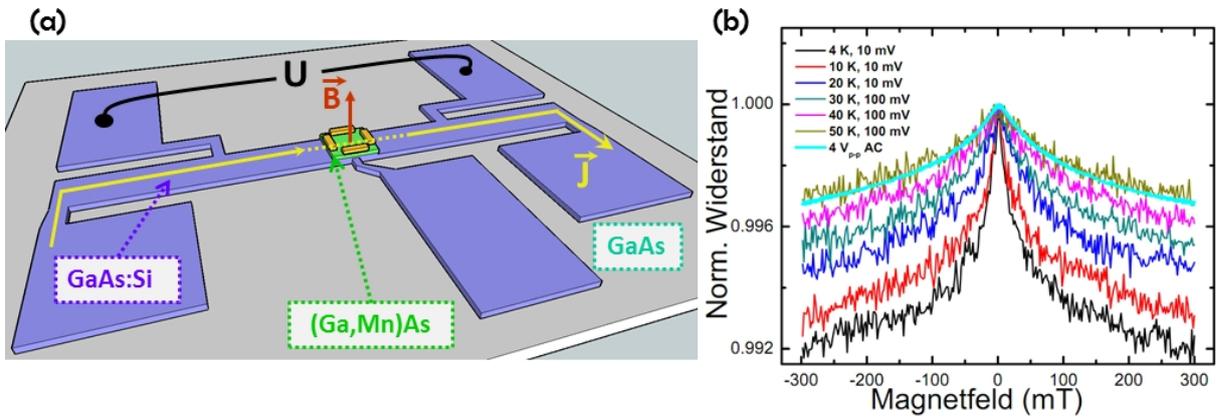


Abbildung 6.10.: Schwache Lokalisierung an der Nernst-Effekt-Probe. **a)** Layout der Vier-Punkt-Messung am Heizkanal. **b)** Messkurven für unterschiedliche Umgebungstemperaturen und für die Heizspannung aus den Nernst-Effekt-Messungen.

bei sehr großen Thermospannung (und den damit verbundenen großen Wärmeströmen) zu groß; die Ursache hierfür liegt eventuell in einem starken Phonon-Drag Effekt.

Kurzfassung und Ausblick

Metalle ermöglichen eine energiesparende sowie dauerhafte Datenspeicherung über eine lokale Magnetisierung, während sich logische Bauelemente besser auf Basis von Halbleitern realisieren lassen. Um die jeweiligen Vorteile der Materialklassen miteinander kombinieren zu können, um neuartige Bauelemente wie z.B. MRAMs (logische Operationen und dauerhafte Speicherung) zu realisieren, sind ferromagnetischen Halbleiter unverzichtbar. Zugleich braucht man aber auch neue Techniken, um diese Speicher zu magnetisieren und später auslesen zu können. Der am besten erforschte ferromagnetische Halbleiter ist $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, der daher eine Art Modellrolle einnimmt und als Prototyp für alle ferromagnetischen Halbleiter dient. Die Kopplung seiner magnetischen und halbleitenden Eigenschaften, auf Grund der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Ursache vieler neuer Transportphänomene in diesem Materialsystem.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle Teilschritte von der Entwicklung des Designs, über die Strukturierung bis hin zur Charakterisierung verschiedenster $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Strukturen durchgeführt. Mit der Herstellung verschiedener magnetischer bzw. kaloritonischer Bauelemente konnten neue spinbezogene Effekte realisiert und erklärt werden. Durch verschiedene Optimierungs- und Verbesserungsmaßnahmen wurde eine Erfolgsquote von mehr als 98% bei der Probenherstellung erreicht. Auf Basis der in dieser Arbeit gewonnen Erkenntnisse konnte kurze Zeit später ein all-elektrisches und all-Halbleiterlogikelement auf einem ferromagnetischen Halbleiter realisiert werden [3].

Eine neuartige Klasse spintronischer Bauelemente wurde entwickelt, prozessiert und charakterisiert. Diese besteht zum einen aus einer Probengeometrie, für welche von uns die Bezeichnung TAMT („tunnel anisotropic magneto thermopower“) eingeführt wurde, als zum anderen auch Nernst-Proben, die erstmalig in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ realisiert wurden. Die Geometrie wurde dabei in beiden Fällen so gewählt und hergestellt, dass durch die Anisotropien des $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ die beiden thermoelektrischen Effekte auf einen $n^+ - p^+$ -Übergang übertragen werden konnten. Beide Effekte konnten mittels optimierter Messsetups und umfassender elektrischer Charakterisierungsmessungen mit Hilfe präziser Lockin-Verstärker-Technik vermessen und durch Modelle erklärt werden. Die entstehende Temperatur im Heizkanal wird jeweils durch eine longitudinale Widerstandsmessung in einem senkrecht zum Kanal ausgerichteten äußeren Magnetfeld bestimmt. Die Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands kommt hierbei durch den Effekt der schwachen Lokalisierung in dünnen Filmen zustande.

In den vorliegenden Proben ist der Seebeck-Effekt stark anisotrop, mit einem größeren Thermospannungswert für Magnetisierungen entlang der magnetisch harten Achsen des $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$. Es wurde ein einfaches Model entwickelt, welches das Tunneln von Elektronen zwischen zwei unterschiedlich warmen Bereichen erklärt. Die Abhängigkeit des Effekts von der Temperatur des Heizkanals wurde anhand dieses Models sowohl qualitativ als auch größenordnungsmäßig korrekt beschrieben. Die in der Regel starke Nichtlinearität des temperaturabhängigen Phonon Drag Effekts, wurde bei unseren Proben nicht beobachtet. Der gemessene Seebeck-Koeffizienten des Tunnelübergangs bei 4,2 K beträgt $0,5 \mu\text{V} / \text{K}$ und stimmt mit dem theoretischen Modell überein, liegt damit aber ca. drei Größenordnungen unterhalb der Werte, die in der Literatur

angegeben werden. Dies deutet darauf hin, dass nur die Thermodiffusion gemessen wurde. Ferner ist das Verhalten der Thermodiffusion in einem äußeren Magnetfeld untersucht worden. Die Thermospannung zeigt dabei ein anisotropes Verhalten bezüglich des angelegten Magnetfelds. Die Symmetrie des Signals ist völlig unterschiedlich zu dem Signal, dass von Pu et al. für ein Volumen (Ga,Mn)As-Material, welches ein AMR-ähnliches Verhalten aufweist [42], dargestellt wurde.

Durch die beschriebenen thermoelektrischen Effekte ergibt sich ein Temperaturunterschied, der wiederum zu einer Thermospannung und somit zu einem Thermostrom entlang des Temperaturgradientes führt. Für zukünftige Entwicklungen ist es daher wichtig, diese Effekte zu beachten und diese bei elektrischen Messungen an Nanostrukturen als mögliche, zusätzliche Ursache von Messsignalen in Betracht zu ziehen.

Die Nernst-Proben wurden so entwickelt und prozessiert, dass innerhalb der Struktur eine im (Ga,Mn)As senkrecht zum Temperaturgradienten gerichtete Spannung abgegriffen und gemessen werden konnte. Diese zusätzliche Spannung wurde als Folge des Nernst-Effektes identifiziert. Besonders interessant war hierbei, dass die Größe der Nernst-Spannung mit der Magnetisierung im (Ga,Mn)As korreliert und somit ein, aus der typischen Magnetisierungsumkehr hervorgehendes Schaltverhalten, zeigt und damit an ein Spin-Ventil erinnert. Diese Beobachtung legt nahe, dass die Experimente mit Spin-Injektion und Spin-Detektion mit großer Sorgfalt erfolgen sollten, da thermische Effekte ebenfalls vorhanden sein und zudem auch anisotrop bezüglich des Magnetfelds sein können. Die Polarplots der Schaltfelder sind ähnlich derer von zuvor berichteten TAMR Messungen [23]. Die Fingerprints zeigen vor allem eine biaxiale Anisotropie des (Ga,Mn)As. Anstelle von zwei Niveaus, wie es der Fall für TAMR und AMR ist, wurden für die Nernst-Effekt-Geometrie drei Niveaus gemessen. Die Ergebnisse der im Kapitel Nernst beschriebenen Versuche zeigen, dass die Magneto-Thermospannung aus einer symmetrischen und einer asymmetrischen Komponente (bezogen auf das magnetische Feld) besteht. Die symmetrische Komponente scheint eine Art Störsignal aufgrund einer kapazitiven Kopplung zu sein. Die Asymmetrie wird durch die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht verursacht und auf den Nernst Effekt des p-n Übergangs zurückgeführt. Die ermittelten Nernst-Koeffizienten sind um mehrere Größenordnungen kleiner als alle Nernst-Koeffizienten von denen in der Literatur bisher berichtet wurde. Dies könnte auf den wesentlich kleineren Seebeck-Diffusion-Koeffizienten zurückzuführen sein, der erstmalig von uns gemessen wurde. Eine Untersuchung der Beziehung zwischen den beiden Koeffizienten ist als ein Teil einer zukünftigen Arbeit zu betrachten.

Ebenso wie der TAMR-Effekt reagiert auch der TAMT-Effekt sehr empfindlich auf Barriere Eigenschaften sowie Details/Veränderungen in der Zustandsdichte. Der Seebeck- und der Nernst-Effekt am (Ga,Mn)As / GaAs-Übergang zeigen eine starke Abhängigkeit von den Details der Zustandsdichte des ferromagnetischen (Ga,Mn)As. Die starke Spin-Bahn-Kopplung wird durch die Anisotropie der (Ga,Mn)As-Zustandsdichte geregelt, welche zur anisotropen Thermospannung und zur Nernst-Spannung führt. Die starke Spin-Bahn-Kopplung kann genutzt werden, um für die Darstellung der Zustandsdichte zusätzliche Informationen über die Bandstruktur sowie Ladungsträgereigenschaften in Materialsystemen mit niedrigerem Mangengehalt, insbesondere in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs zu liefern.

Für zukünftige Arbeiten zeigen die durchgeführten Versuche interessante Abhängigkeiten, die zum Teil genauer analysiert, aber auch miteinander verglichen werden sollten. Hierzu können sowohl Untersuchungen zur Abhängigkeit der Thermospannungseffekte hinsichtlich der Dotierung der (Ga,Mn)As-Proben, als auch die Abhängigkeit einzelner Nernst-Spannungssignale von

der Temperatur von Interesse sein. Ebenso wie ein Vergleich von Nernst- und Hall-Effekt. Die Schaltvorgänge werden mit der Umkehrung der Magnetisierung in der Magnetschicht verbunden und erinnern an ein Spin-Ventil. Diese Beobachtung legt nahe, dass die Experimente mit Spin-Injektion und Spin-Detektion mit großer Sorgfalt erfolgen sollten, da thermische Effekte ebenfalls vorhanden sein und zudem auch anisotrop bezüglich des Magnetfelds sein können. Die Polarplots der Schaltfelder sind ähnlich derer von zuvor berichteten TAMR Messungen.

A. Anhang

A.1. Technologie

Im Folgenden werden die Standardprozesse und -rezepte zu den im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Proben beschrieben.

A.1.1. Optische Lithografierrezepte

Nachfolgend die Rezepte für den Kontaktbelichter (Karl Suss MJB3).

- Positiver Prozess:
 1. Spin-Coating: Resist AR-U 4040 mit 5000 rpm für 40 s
 2. Ausbacken für 15 min bei 90°C
 3. Belichtung für 15 s
 4. Entwickeln mit AR 300-26 (Verhältnis 1:4 verdünnt mit Wasser) für 45 s, 30 s Spülen in H₂O
- Alternativer positiver Prozess:
 1. Spin-Coating: Resist AR-U 4040 mit 5000 rpm für 40 s
 2. Ausbacken für 2 min bei 80°C
 3. Belichtung für 20 s
 4. Entwickeln in AR 300-26:H₂O (1:4) für 15 s, 30 s spülen in H₂O
- Negativer Prozess:
 1. Spin-Coating: Resist AR-U 4040, 5000 rpm, 40 s
 2. Ausbacken für 2 min bei 80°C
 3. Belichtung für 20 s
 4. 5 min bei 100°C backen.
 5. Flutbelichtung ohne Maske für 40 s
 6. Entwickeln in AR 300-26:H₂O 1:4 für 30 s, 30 s spülen in H₂O

A.1.2. Elektronenstrahlithografierrezepte

Überwiegend verwendeter positiver Prozess:

1. Spin-Coating: Resist PMMA 950K 5% mit 5000 rpm für 40 s
2. Ausbacken für Eine Stunde bei 130°C

3. Die Belichtung mittels Elektronenstrahlithografie erfolgt mit folgenden Parametern:
Beschleunigungsspannung 30 kV, $1000 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ (100 nm Linien) und $500\text{-}600 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ (Verbindung zu den Bondpads), $Z = 9,5 \text{ mm}$; $\text{WD} = 10 \text{ mm}$
4. Entwickeln in IPA für eine Minute

Überwiegend verwendeter negativer Prozess:

1. HMDS auftragen, 20 s einwirken lassen, mit 5000 rpm 40 s entfernen
2. Den optischen Lack 4060 S1 mit 5000 rpm 40 s aufspinnen
3. Bei 90°C für 15 Minuten ausbacken.
4. Die Belichtung mittels Elektronenstrahlithografie erfolgte mit folgenden Parametern:
30 kV und $400 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$, $Z = 9,5 \text{ mm}$; $\text{WD} = 10 \text{ mm}$
5. Bei 105°C für 5 min zum Invertieren ausbacken, Flutbelichtung für 25 s
6. Entwickeln in AR 300-26 (Verhältnis 1:4 verdünnt mit Wasser) für 1 min.

A.1.3. Nano- und Mikrobrücken

1. Für die Brücken werden vier Lagen PMMA verwendet: Die ersten beiden Schichten entstehen mit PMMA 950K 3 % bei 5000 rpm für 40 s, die nächsten beiden Schichten mit PMMA 950K 5 % bei 6000 rpm für 40 s, wobei die Probe nach den ersten drei Schritten nach dem Aufspinnen eine Minute lang bei 130°C ausgebackt wird, nach der vierten PMMA-Schicht wird die Probe für eine Stunde bei 130°C ausgebacken. Damit sind die Alignmentmarks mit einer $1,0\text{-}1,2 \mu\text{m}$ dicken PMMA-Schicht bedeckt. Man kann diese Marks bei niedriger Beschleunigungsspannung, die für den zweiten Schritt der Brückenherstellung notwendig ist, erkennen.
2. EBL mit 30 kV und $1000 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$. In diesem Schritt werden die Alignmentmarks und verschiedene freie Plätze für spätere Prozessschritte positiv belichtet.
3. Entwickeln mit IPA für 1 min. Die Alignmentmarks und die zusätzlich belichteten Stellen außerhalb der Probe sind nach der Entwicklung freigelegt. Die belichteten freien Plätze sind dabei weit von den übrigen Strukturen entfernt. Anhand dieser Markerstellen kann die Dicke der aufgetragenen Multischicht aus PMMA mit dem Oberflächenprofilometer gemessen werden. Anhand eines Graphs, bei dem die Dicke des Lackes gegen die verwendete Beschleunigungsspannung aufgetragen wird, kann die optimale Beschleunigungsspannung für den Bogen der Brücke ermittelt werden. Wenn die Dicke des PMMA-Schichtpaketes nicht innerhalb des Bereiches von $1,0\text{-}1,2 \mu\text{m}$ liegt, muss das PMMA-Schichtpaket entfernt und beide vorangegangenen Prozessschritte müssen wiederholt werden.
4. Die Probe wird wieder in den EBL eingeschleust. Mit dem EBL werden die Pfeiler der Brücke mit 30 kV, $10 \mu\text{m}$ Apparatur und $1000 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ geschrieben. Anschließend folgt der Brückenbogen mit den Parametern 6,6 kV, $10 \mu\text{m}$ Apparatur und $500 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$. Im letzten Prozessschritt wird die Probe in MIBK + IPA für 4 Minuten entwickelt, wobei die Probe nach 40 s, 1:40 min, 2:40 min, 3:40 min für jeweils 4 s in ein Ultraschallbad mit demselben Entwickler kommt. Dieses Vorgehen bewirkt, dass der Entwickler alle belichteten Stellen erreicht

und wegentwickelt. Danach wird die Probe sofort mit IPA gewaschen und mit Stickstoff getrocknet.

5. Die Probe wird nach der Entwicklung und vor dem Metallisieren in RIE gesäubert. Mit dem „mini clean“ Programm werden dabei alle Reste von der Metalloberfläche entfernt. Danach muss die Probe direkt in die Metallisierungskammer eingeschleust werden.
6. Es folgt die Metallisierung in zwei Schritten mit 10 nm Ti und 420 nm Au. Der Lift-off erfolgt in Aceton bei 50°C. Die Einwirkzeit bei einer PMMA-Schicht mit dieser Dicke (1,2 µm) ist sehr lang. Nach 45-90 Minuten lassen sich die Goldreste mit einem sehr sanftem Strahl aus der Aceton-Spritzflasche entfernen. Es folgt ein Spülvorgang in IPA für eine Minute.

Für eine detailliertere Beschreibung des Prozesses wird auf [33, 45] verwiesen.

A.1.4. Ti-Maske

Die Ti-Maske wird wie folgt hergestellt:

1. Spin-Coating: Resist PMMA 950K 5 % mit 5000 rpm für 40 s
2. Ausbacken: 1 h mit 130°C
3. Belichtung mittels Elektronenstrahlithografie (30 kV, Blende 30 µm, Schreibfeldgröße 81,92 x 81,92 µm², step Size 4 pixel, 5 nm, Dosis 1000 $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$)
4. Entwicklung in IPA für 1 min.
5. Metallisierung mit Ti. Die Dicke der Ti-Schicht hängt von den Ätzparametern ab. Es ist jedoch darauf zu achten, dass am Ende des Ätzprozesses immer noch eine Schicht Ti als Ti-Maske vorhanden sein muss.
6. Ätzen der Rest-Ti-Schicht mit verdünnter Flußsäure: HF:H₂O = 1:200, 30 s (HF dip). Reste der Ti-Schicht, die sich eventuell noch auf der Oberfläche befinden, können so entfernt werden. Somit wird nicht nur die restliche Ti-Schicht geätzt, sondern die Oberfläche auch gleich mitgereinigt. Für sehr kleine Strukturen, die nicht mit diesem Lacksystem realisiert können, kann man Zweilagensesist für Elektronenstrahlithografie verwenden. Damit ändern sich die vier ersten Prozessschritte (anderes Lacksystem).

A.2. Herstellung der in situ magnetischen Proben (Streifen, NOT, XOR)

Zur Herstellung dieser Proben wurden verschiedene, mit in situ beschichteten Ti/Au geschützte (Ga,Mn)As-Wafer verwendet. Die Schutzmetallschicht und die darunterliegende (Ga,Mn)As-Schicht wurden in zwei typischen Schichtfolgen mit verschiedenen Dicken hergestellt.

Wafer Nr.	GaMnAs	Ti	Au	Dicke der Ti-Ätzmaske
416	30	10	30	30
436	50	2	30	

Tabelle A.1.: Darstellung der Schichtdicken bei den beiden meistverwendeten Schichtsystemen.

Der Grund für Verwendung der in situ-Kontakte wurde in Kapitel 3.2.1 erklärt.

Die Proben werden in mehreren Schritten lithografisch strukturiert. Die GaMnAs-Struktur, die Zuleitungen zu den erwünschten Strukturen und deren Kontaktflächen werden mit Hilfe von EBL geschrieben. Mit dieser Lithografiemethode und den passenden Masken konnten einfache (Ga,Mn)As-Streifen sowie logische Bauelemente wie NOTs und XORs gebaut werden. Der Ablauf der Probenherstellung gliedert sich wie folgt: **Reinigung, Alignmentmarks, Herstellung der Mesaform, Herstellung der Kontakte**

Für die derart gegliederte Reihenfolge gibt es folgende Begründung: Damit die Strukturen auf der Oberfläche gut anhaften, muss zunächst die Probe grundsätzlich gründlich gereinigt werden. Unsere Arbeitsgruppe hat sich für eine chemische Reinigung entschieden. Alle komplizierten kleinen Strukturen werden mittels Mehrschrittlithografieverfahren hergestellt. Zu weiteren Orientierung werden beim nächsten Schritt die Alignmentmarks (s. Kapitel 2.1.2-4) geschrieben. Die Form und Grenzen der Strukturen werden mithilfe des CAIBE-Verfahrens (s. Kapitel 2.2.1) definiert. Danach werden die Kontaktflächen und die Zuleitungen definiert. Mittels eines dünnen Golddrahts werden die Kontaktpads der Probe mit dem „Chip carrier“ verbunden (bonding). Mithilfe dieser Kontakte kann man Transportmessungen durchführen.

Im Folgenden werden zuerst die einzelnen Prozessschritte detailliert dargestellt. Die einzelnen Herstellungsschritte werden am Beispiel des Wafer S436 verdeutlicht. Dieser Wafer hat eine 50 nm (Ga,Mn)As-Schicht, die durch eine 2 nm dicke Titanschicht und 30 nm dicke Goldschicht geschützt ist. Diese Schutzschichten wurden mittels in situ-Metallisierung hergestellt.

Reinigung: Zu Beginn der Herstellung sollte die unstrukturierte Probe mit ca. 50° C warmen Aceton im Ultraschallbad 10 Minuten gereinigt werden. Die Probe muss danach zusätzlich für mindestens 20 Sekunden unter laufendem, destilliertem Wasser gespült werden. Dieser Prozessschritt hilft, dass die kleinen Verunreinigungen, die sich auf jedem neuen Wafer befinden, von der Oberfläche entfernt werden. Die Reinigung kann beschleunigt werden, indem die Probe mit warmem Aceton im Ultraschallbad mindestens eine Minuten gereinigt und während dieses Schritts mehrere Male mit einem starken IPA- Strahl zusätzlich behandelt wird.

Alignmentmarks: Als Endergebnis sollen kleine Strukturen im Nanometerbereich erzeugt werden, für deren Prozessierung viele verschiedene Schritte notwendig sind. Damit man in allen Schritten genau weiß, wo die Struktur zu finden ist, sind die Alignmentmarks unbedingt erforderlich (s. Kapitel 2.1.2-4).

1. EBL-Positivprozess Nr. 1

- Den PMMA 950 K 5 % mit 5000 rpm 40 s aufspinnen.
- Bei 130°C für eine Stunde ausbacken.
- Belichtung mit 30 kV und 500-600 $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ (verschiedene Strukturen)
- Mit IPA für 1 min entwickeln.

Wafern.	Ga(Mn,As)	Ti	Au	Dicke der Ti-Ätzmaske
416	50 s/30 nm	120 s/10 nm	52 s/30 nm	
436	50 nm	24 s/ 2nm	52 s/30 nm	

Tabelle A.2.: Ätzraten der CAIBE-Anlage mit BCl_3 als Prozess Gas bei 400 V Beschleunigungsspannung

2. Es folgt die Metallisierung mit 10 nm Titan und 60-100 nm Gold.
3. Der Lift-off erfolgt in Aceton bei 50°C. Nach einer Einwirkzeit von 25-45 Minuten lassen sich die Goldreste mit der Aceton-Spritzflasche entfernen.
4. Es folgt ein Spülvorgang in IPA für eine Minute.

Herstellung der Mesaform: In diesem Prozessschritt, wird die beliebige Form der (Ga,Mn)As-Struktur definiert und in einem Positivschritt von einer Ti-Ätzmaske geschützt. Somit kann überall das (Ga,Mn)As weggeätzt werden, die (Ga,Mn)As-Struktur, mit der in situ-Ti/Au-Schicht, bleibt unter der Ti-Ätzmaske bestehen.

1. EBL Positivprozess
2. Als Ätzmittel des Ionenstrahlätzens wurde BCl_3 in der CAIBE-Anlage verwendet. In diesem Prozessschritt ist eine Mesaform mit der Schichtfolge GaMnAs + Ti + Au erwünscht. Die Entscheidung fiel auf BCl_3 , weil sich damit der größte Ätzratenunterschied für diese Materialien ergeben hatte.
Die Ätzraten ergaben sich, nach vielen Tests mit den unterschiedlichsten Parametern, wie folgt: 5 nm/min für Ti, 35 nm/min für Au und 36 nm/min (Ga,Mn)As. Anhand dieser Ätzraten wurden die Prozesse für die verschiedenen Wafertypen entwickelt.
3. Das übrig gebliebene Ti auf der Maske wird durch HF-dip (30 s, 1:200 verdünnt) entfernt.

Nach dem HF-dip weisen alle Strukturen, die nachfolgende Schichtfolge auf: in situ Au/Ti + (Ga,Mn)As + GaAs. In diesem Schritt kann man jede beliebige Mesaform definieren, wie z.B. die der NOT- oder XOR-Bauelemente.

Bei dünneren GaMnAs-Schichten, müssen das Au (mit Hilfe des Ionenstrahlätzens) und die 2 nm Ti (mit verdünnter HF) abtragen werden. Dabei muss unbedingt vermieden werden, den GaMnAs einem Ionen-Beschuss auszusetzen, da der Halbleiter dabei stark verarmen würde (s. Kapitel 2.2.1-4). Daher sollte der letzte Ti-Rest immer nasschemisch entfernt werden.

Hinweis zur Herstellung der Verengungen („constriction“):

Die spitzenförmigen Streifen sind ohne Überlapp an Quadrate angebunden. Die Leitfähigkeit wird durch den Proximity-Effekt gewährleistet, indem ein kleines Quadrat von 10 nm · 10 nm genau auf dieser Stelle geschrieben wird. Durch Variation des Dosisfaktors von 1 bis 1,4 konnten am Ende reproduzierbar Verengungen mit 20 bis 60 nm erreicht werden. Dies ist in Abb. 4.4 d im Falle von 20 nm zu sehen. In Analogie zu den L-Streifen [18, 20], ist das Transportregime, in dem das Bauelement funktioniert eine Funktion der Breite der Verengung. Wenn der Abstand zu

dünn ist (10 nm), kommt es zum sogenannten „hoping regime“. Andererseits, wenn der Abstand zu breit ist, haben die beiden Elemente nicht ihre separate magnetische Eigenschaften, sondern sind stark gekoppelt. Aus diesem Grund war es nicht erwünscht die Verengungen dünner als 20 nm herzustellen.

Ein Grund für die unterschiedlichen Verengungsbreiten bei manchen Proben könnten sogenannte „Pineholes“ sein. Hierbei handelt es sich um eine Kavitäten, die sich im (Ga,Mn)As befinden und so zu einer verminderten Breite führen.

Es wurden 8 Serien von diesen Proben mit verschiedenen breiten Verengungen hergestellt. Bei all diesen Proben zeigte die Breite der Verengung eine Variation unter 15 % .

A.3. Herstellung der kaloritronischen Nernst und Thermokraftproben

Zur Herstellung dieser Proben wurde ein Wafer mit p-n-Übergang gewählt. Diese verschiedenen Wafer waren alle gleich, bis auf den n⁺-dotierten Kanal, der mit verschiedenen Dicken hergestellt wurde. Die Kanaltiefe beträgt 20 bis 80 nm in 20 nm Schritten, und alle Ergebnisse wurden mit den 60 und 80 nm Kanälen erreicht bzw. reproduziert. Für die Herstellung der Proben sollte man möglichst ein Stück vom inneren Teil des Wafers (S524/525/579/580) verwenden. Die verbleibenden Stücke am Rand werden für verschiedenen Tests z.B. Ätztest oder Dummys verwendet. Die anisotropischen Thermopower-Proben (Nernst-Proben) wurden zuerst in fünf Elektronenstrahlschritten strukturiert; bei den Thermokraft-Proben fehlt ein EBL-Schritt, denn um die Proben schnell und einfach herzustellen, wurde eine optische Maske entwickelt, die die Muster für die ersten vier Schritte beinhaltet.

Da die weiterentwickelten Proben im Vergleich zur Anfangsversion viel größer waren, konnten sie mittels optischer Lithografie hergestellt werden. Diese Umstellung spart viel Zeit und vermindert die Komplikationen bei der EBL. Die ersten vier Schritte wurden hier nun mit negativer oder positiver optische Lithografie durchgeführt.

- **Reinigung:**

1. Mit Aceton 20 min bei 50°C
2. Im Ultraschall 30-60 Sekunden
3. Im IPA
4. Eventuell im Wasserbad!

Nach der Reinigung muss die Probe schnell strukturiert werden.

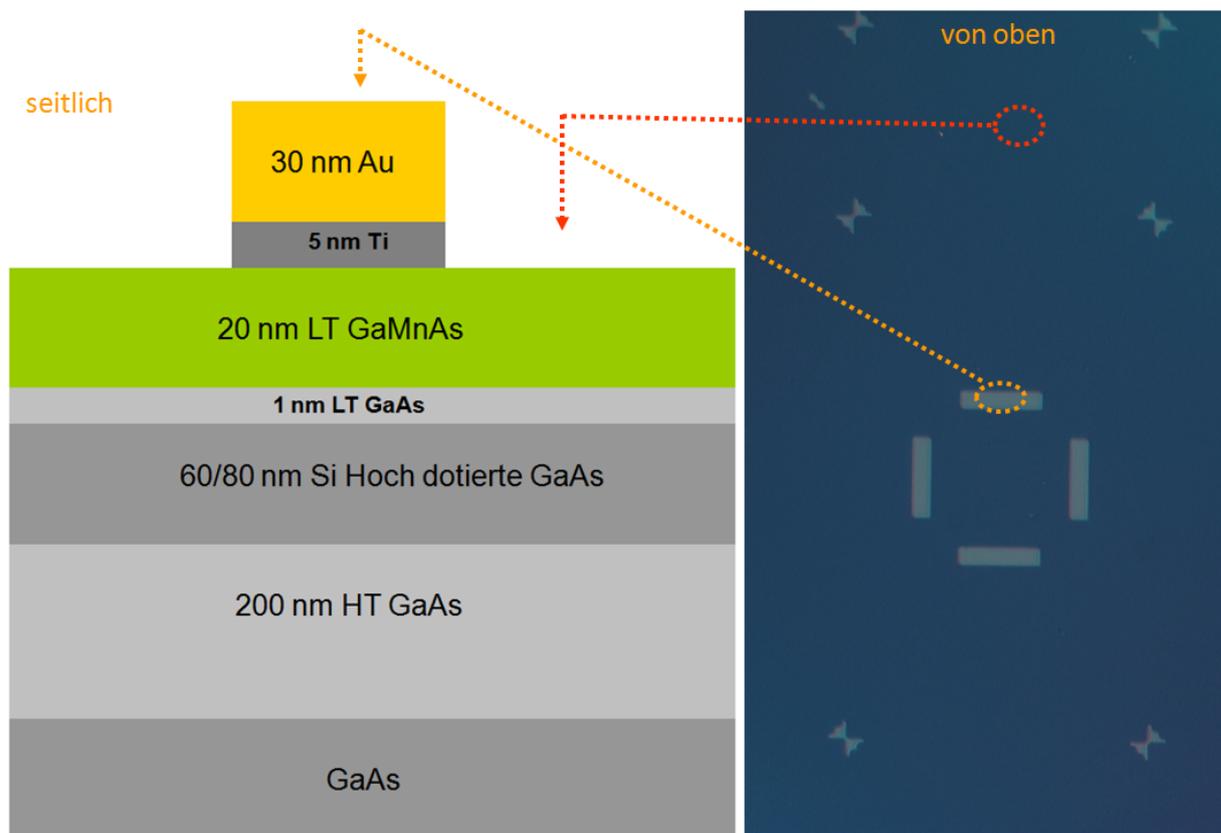
- **E-beam Lithografie 1 (Negativ) ¹**

Die ersten drei Schritte sind zum Definieren der Mesas in dieser Struktur. Somit müssen drei Ätzschritte durchgeführt werden. Zuerst wird eine Ätzmaske hergestellt. Dazu wird der negative Prozess, der in A.1.2 beschrieben wurde verwendet. Diese sechs Schritte stellen den negativ Prozess dar und werden in den nachfolgenden zwei EBL-Prozessen auch verwendet.

1. Der EBL Negative Prozess (s. A.1.2)

¹Für eine einfachere Herstellung der Nernst-Proben wird ein negativ optische Prozess (s. A.1.1) verwendet.

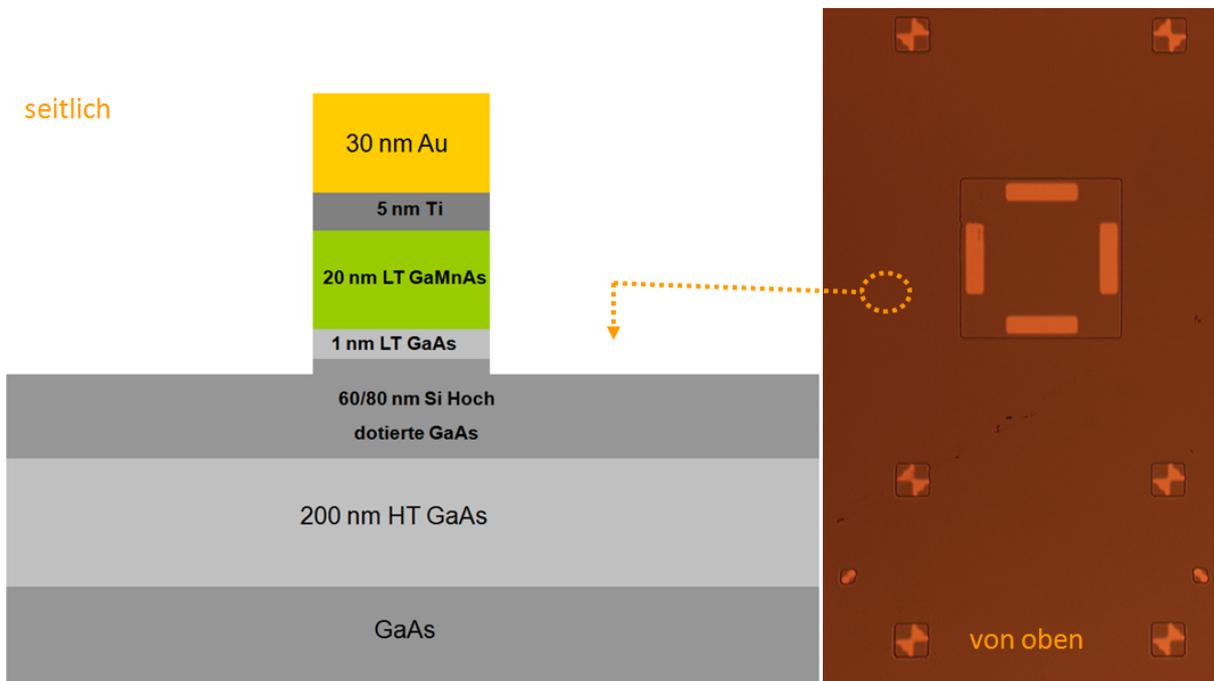
2. Das Ionenstrahlätzen bis zur Grenzfläche zwischen Ti und 20 nm GaMnAs-Schicht in CAIBE mit Argon erfolgt unter einem Winkel von 70° für 40 Sekunden. Dafür wurde das Programm Kia-Ar3, 400 V verwendet. Dieser Schritt entfernt die Metall-Schutzschichten Ti/Au, die nicht unter der Ätzmaske liegen. Dadurch werden die 4 Kontakte für den Thermospannungstransport durch den p-n- Übergang (p-Seite) definiert.
3. Ätzen der restlichen Ti-Schicht mit verdünnter Flußsäure: HF:H₂O 1:200, 30 s (HF-dip). So wird nicht nur die restliche Ti-Schicht geätzt, sondern auch die Oberfläche von GaMnAs gesäubert.



- **E-beam Lithografie 2 (Negativ)** (s. Fn. 1):

Die ersten sechs Prozessschritte sind zur Herstellung der Ätzmaske:

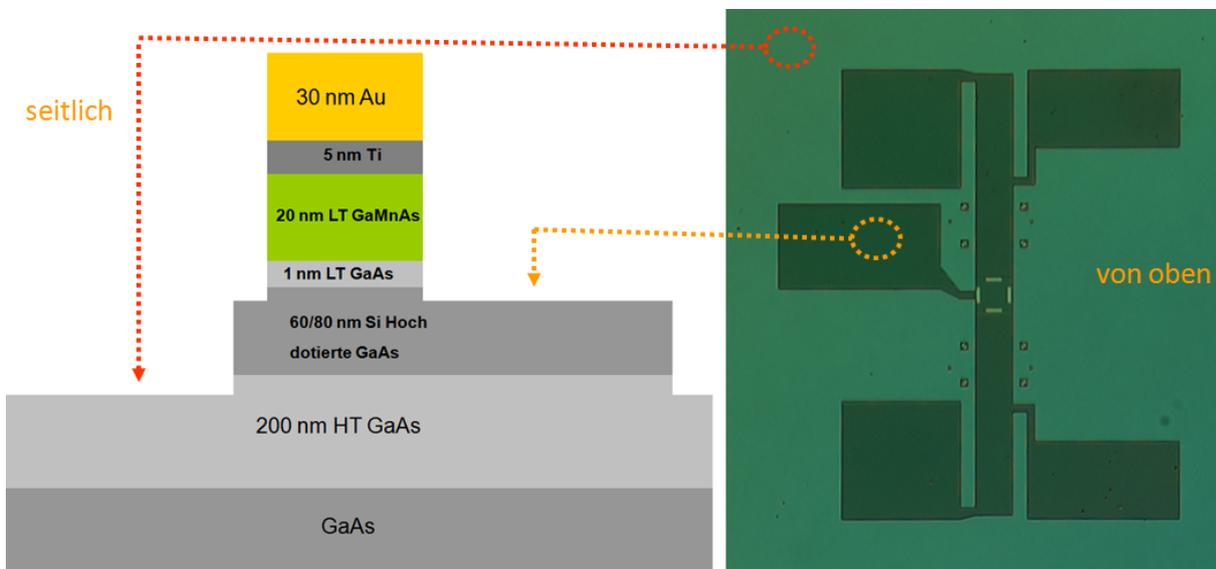
1. EBL Negativer Prozess Nr. (s. A.1.2)
2. Ätzen bis kurz vor der Si-dotierten 60/80 nm GaAs-Schicht in CAIBE mit BCl₃ (80 V). Das Ionenstrahlätzen mit BCl₃ erfolgt unter einem Winkel von 90° für 35 Sekunden. Dafür wurde das Programm Kia-S503-test22, 80 V verwendet. Durch ein zusätzliches nasschemisches Nachätzen in Zitronensäure: H₂O₂ 1:2 für 12 s erreicht man den hoch Si-dotierten GaAs-Kanal. Dieser Schritt definiert die Säule in der Mitte und entfernt die gesamte 20 nm GaMnAs + 1 nm LT GaAs, die nicht unter der Ätzmaske liegen. Nach diesem Schritt muss die Probe so schnell wie möglich weiterprozessiert werden oder durch die nächste verwendete Lackschicht geschützt werden.



• E-beam Lithografie 3 (Negativ) 1:

Die ersten sechs Prozessschritte sind zur Herstellung der Ätzmaske:

1. EBL Negativer Prozess Nr. (s. A.1.2)
2. Das Ionenstrahlätzen bis zur 200 nm HT GaAs-Schicht in CAIBE mit BCl_3 (80 V) erfolgt unter einem Winkel von 90° für 4 Minuten. Dafür wurde das Programm Kia-S503-test22, 80 V verwendet. Dieser Schritt definiert die gesamte Kanalbegrenzung in der Mitte und entfernt den gesamten 80 nm Si n^+ -dotierten GaAs-Kanal, der nicht unter der Ätzmaske liegt. Dadurch findet der Stromtransport durch den definierten Kanal statt. Nach diesem Schritt muss die Probe wieder schnellstmöglich weiterprozessiert werden, weil sich wie oben keine Schutzschicht auf dem Kanal befindet. Die nächste verwendete Lackschicht kann jedoch als Schutz dienen.



- **E-beam Lithografie 4 (Positiv)** ²(alternativ Positiv optische Prozess (s. A.1.1):

Jetzt müssen insgesamt 9 Kontakte auf die Struktur gebracht werden. Die klassischen fünf Kontakte auf dem Kanal, wie bei der vorherigen Struktur, und vier Kontakte, die später die S_{xz} und S_{yz} messen können (Brückenkontakte bzw. „Top side“-Kontakte). Hier muss, anders als bei der Herstellung der ersten Seebeck-Probe (mittlerer Quadrat $2\ \mu\text{m}$) nicht der feine Zweilagensesist PMMA 600K 4% + PMMA 950K 3% verwendet werden, sondern der normale ein-Lagen Resist PMMA 950K 5% .

Reinigung:

1. EBL Positivprozess Nr. (s. A.1.2)
 - PMMA 950K 5% mit 5000 rpm 40 s aufspinnen.
 - Bei 130°C für eine Stunde ausbacken.
 - EBL-Schritt 4, mit 30 kV und $520\ \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$
 - Entwickeln mit IPA für 1 min.
2. Nasschemisch Nachätzen (s. Kapitel 2.2.2) $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$ 50% : H_2O_2 (1:2) für 12-20 s (2-5 nm).
3. Es folgt die Metallisierung von 10 nm Titan (Ti) und 120 nm Au. Die Ti-Schicht verbessert die Haftung des Goldes auf der Probe. Der Lift-off erfolgt in Aceton bei 50°C . Nach einer Einwirkzeit von 25-45 Minuten lassen sich die Goldreste mit der Aceton-Spritzflasche entfernen.
4. Es folgt ein Spülvorgang in IPA für eine Minute.

- **E-beam Lithografie 5 (Positiv):**

Die vier Kontaktpads werden anhand freistehender Goldbrücken mit den vier Kontakten in der mittleren Säule verbunden. Die Brücken werden mittels Elektronenstrahlithografie hergestellt. Die Herstellung wird detailliert im Anhang Teil A.1.3 behandelt. Der eine Brückenpfeiler kontaktiert ein in der Abb. A.1 blau markiertes Kontaktpad, der andere steht auf einem der 4 Kontakte auf dem mittleren Türmchen (Quadrat).

Damit die Proben schnell und einfach hergestellt werden können, wurde in einem Optimierungsschritt eine optische Maske entwickelt, die die Muster für die ersten vier Schritte beinhaltet. Somit könnten die ersten vier Schritte schnell und standardmäßig hergestellt werden. Die Struktur ist im Vergleich zu den EBL-Strukturen spiegelverkehrt, was keinen Einfluss auf die weitere Prozessierung hat. Nur beim letzten Prozessschritt sollte das gleiche EBL-Verfahren mit spiegelverkehrten Brücken durchgeführt werden. Sie werden elektronisch als „Inverse“ in der gleichen GDSII Datei gespeichert.

Die Herstellung mit optischer Lithografie war wie folgt: In den ersten drei Prozessschritten, für die in einem optische Negativprozess eine Ätzmaske definiert wurde, wurden die Standardnegativprozesse (s. A.1.1) verwendet:

Negativer Prozess:

²

– für dargestellte Nernst-Proben wird Positiv optische Prozess (s. A.1.1) verwendet.

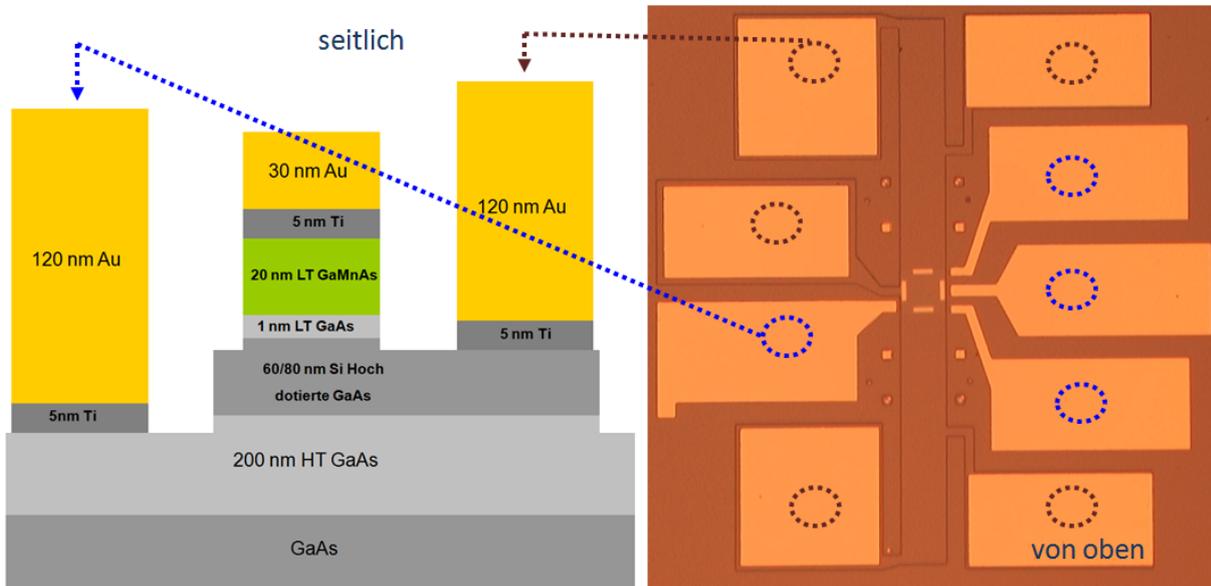


Figure A.1.: Die blauen Kontakte werden durch Mikrobrücken mit den 4 mittigen Kontakten verbunden.

1. Spin-Coating: Resist AR-U 4040 mit 5000 rpm für 40 s
2. Ausbacken für 2 min bei 80°C
3. Belichtung für 20 s
4. 5 min bei 100°C backen.
5. Flutbelichtung ohne Maske für 40 s
6. Entwickeln mit AR 300-26 (Verhältnis 1:4 verdünnt mit Wasser) für 30 s, 30 s Spülen in H₂O

Verwendet man diesen optischen Negativprozessschritt anstatt des EBL-Negativprozessschrittes in den drei ersten Prozessschritten (E-beam Lithographie 1,2,3), kann die Prozessierung von Punkt 2 genau wie zuvor gemacht werden. Beim vierten Schritt kommt der optische, positive Alternativprozess (s. A.1.1) anstelle von Punkt 1. Die Durchführung von Punkt 2 (nasschemisches Nachätzen) war bei optisch hergestellte Proben für deren Funktionalität zwingend notwendig. Bei Proben, die mit EBL hergestellt wurden, konnte dieser Schritt übersprungen werden. Trotzdem waren die hergestellten Kontakte metallisch. Bei optischer Lithografie müsste dieser Schritt genau an der Stelle, zwischen Öffnen der Kontaktfenster und Metallisierung, durchgeführt werden. Die optisch hergestellten Proben sind 20 s nachgeätzt worden.

B. Bildergalerie

Unsere Hauptaufgabe bestand in der Herstellung und Vermessung der Proben, auf eine Optimierung der SEM-Bilder wurde kein großer Wert gelegt.

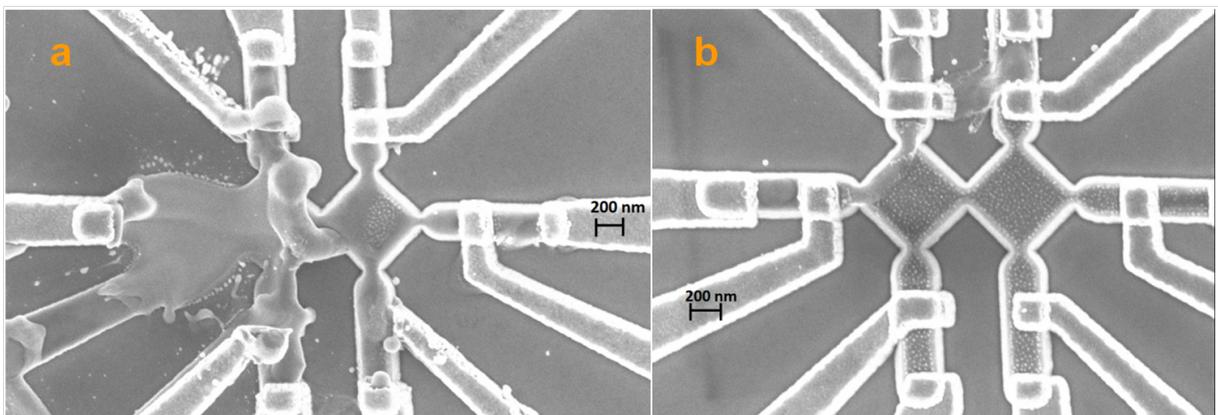


Abbildung B.1.: Nano- und Mikrostrukturen als Sicherungen – durchgebrannte Strukturen durch kleinste Ströme.

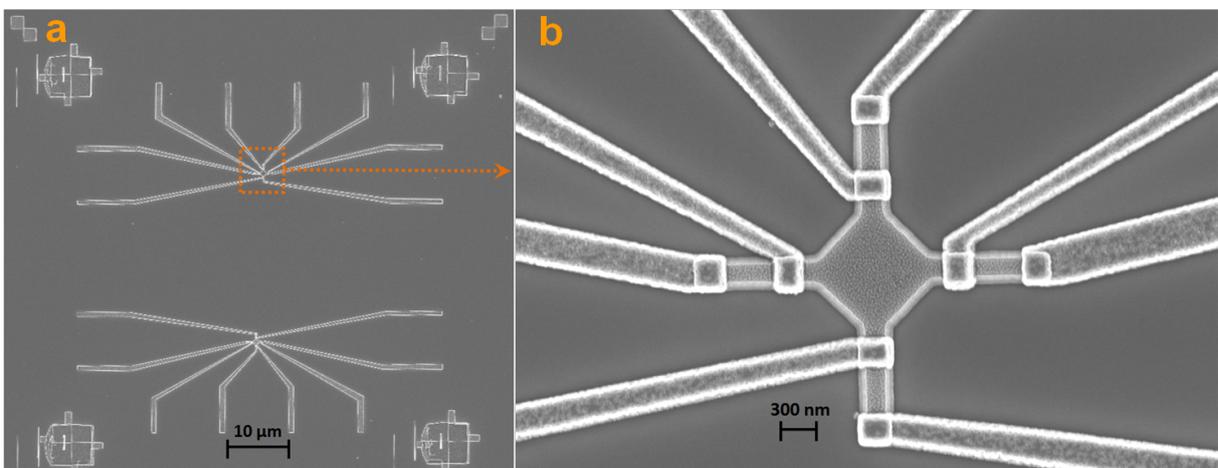


Abbildung B.2.: Mittels Mehrschritt-EBL strukturierte magnetische Bauelemente. a) Die Alignmentsmark der zweiten Serie sind oben gut zu sehen. b) Vergrößerung eines der Elemente.

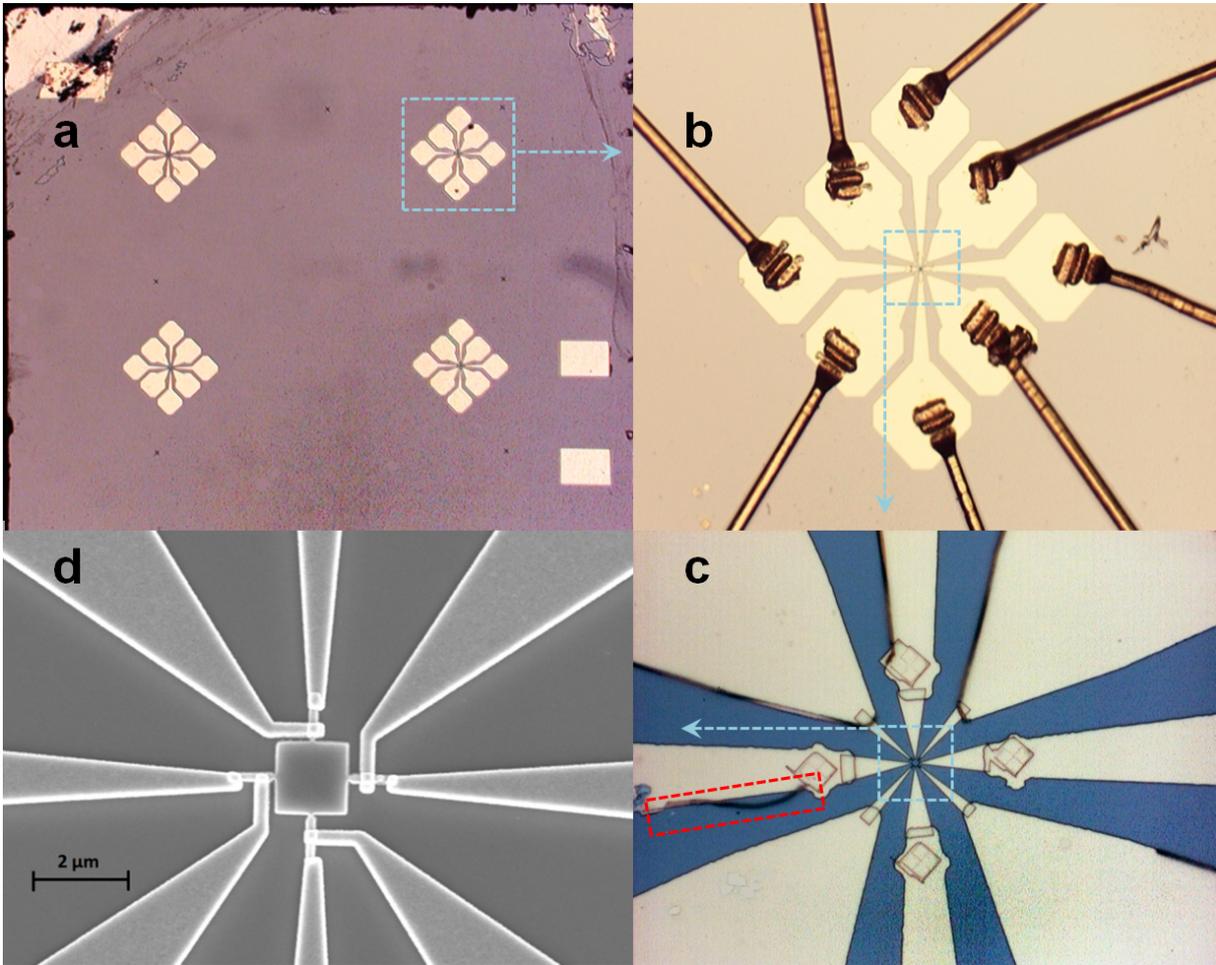


Abbildung B.3.: Die blauen Quadrate führen jeweils zum vergrößerten Ausschnitt. c) Die rote Markierung zeigt die Sidewalls, die aufgrund fehlenden Undercuts entstanden sind. d) Probe, die nicht optimal ausgerichtet ist.

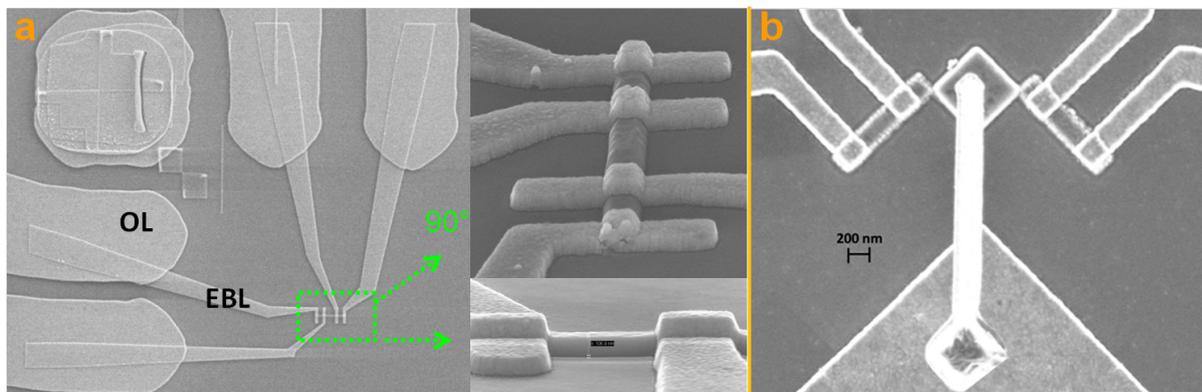


Abbildung B.4.: (a) Überlappung von optischer Lithographie (OL) und EBL, die mehrmals beschichteten und die unbenutzten Alignmentmarks sind auch gut zu erkennen. (b) Magnetisches Bauelement mit einer TAMR-Luftbrücke zum Readout.

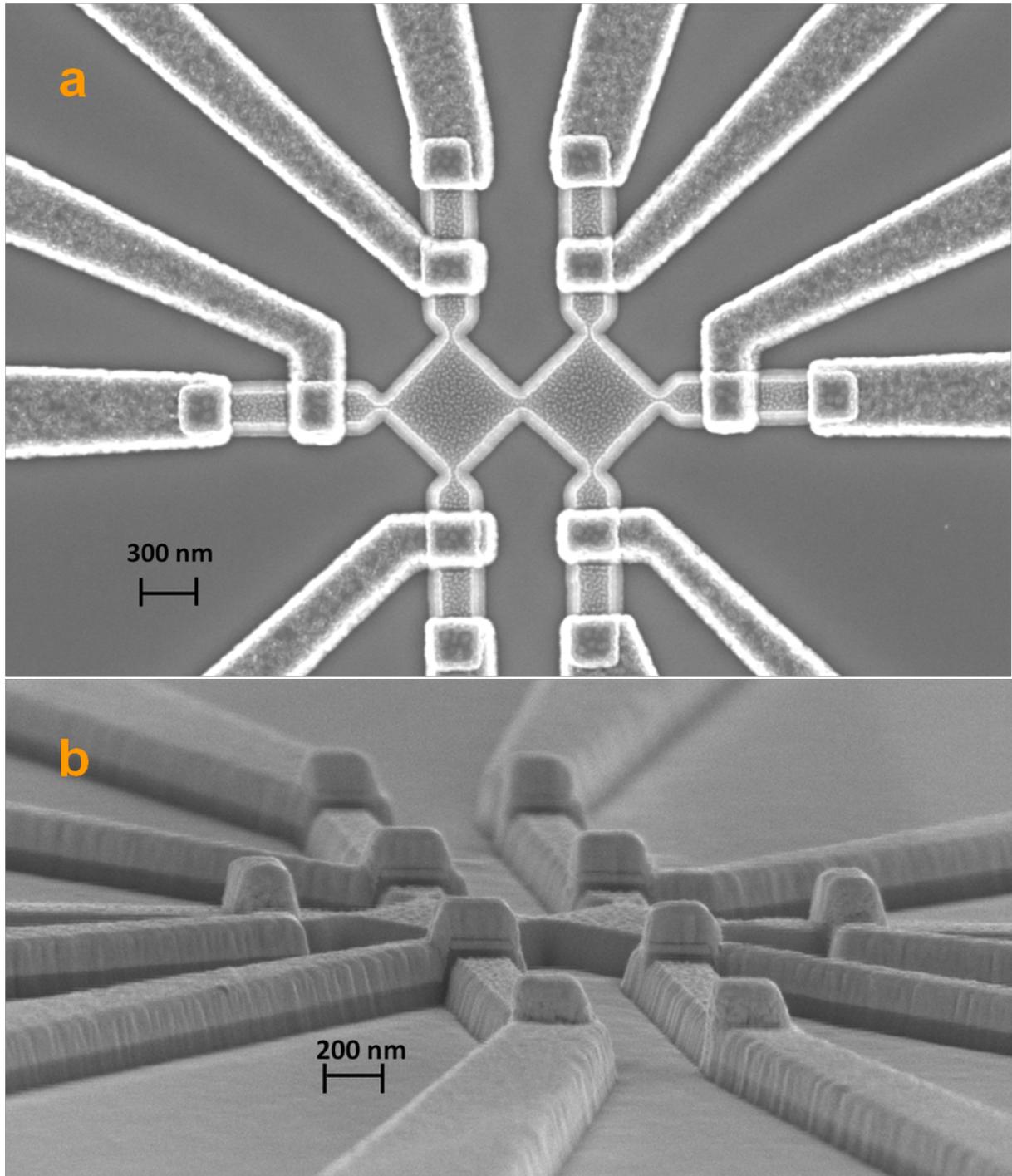


Abbildung B.5.: Magnetisches XOR. (a) Draufsicht. (b) Einzelne Metallisierungsschichten des gleichen Bauelements.

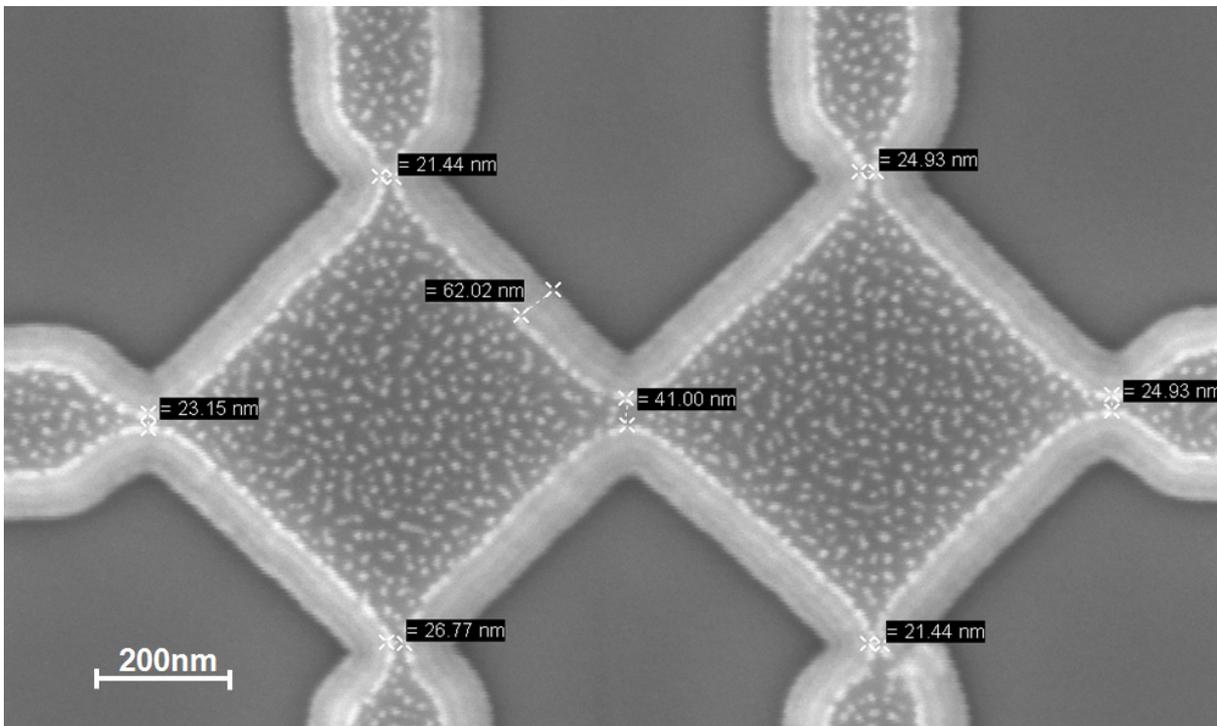


Abbildung B.6.: Die sechs Verengungen der Nanostreifen weisen eine Breite von ca. 20 nm auf, die Verengung zwischen den beiden biaxialen Quadraten entspricht, wie nominell definiert, der doppelten Breite.

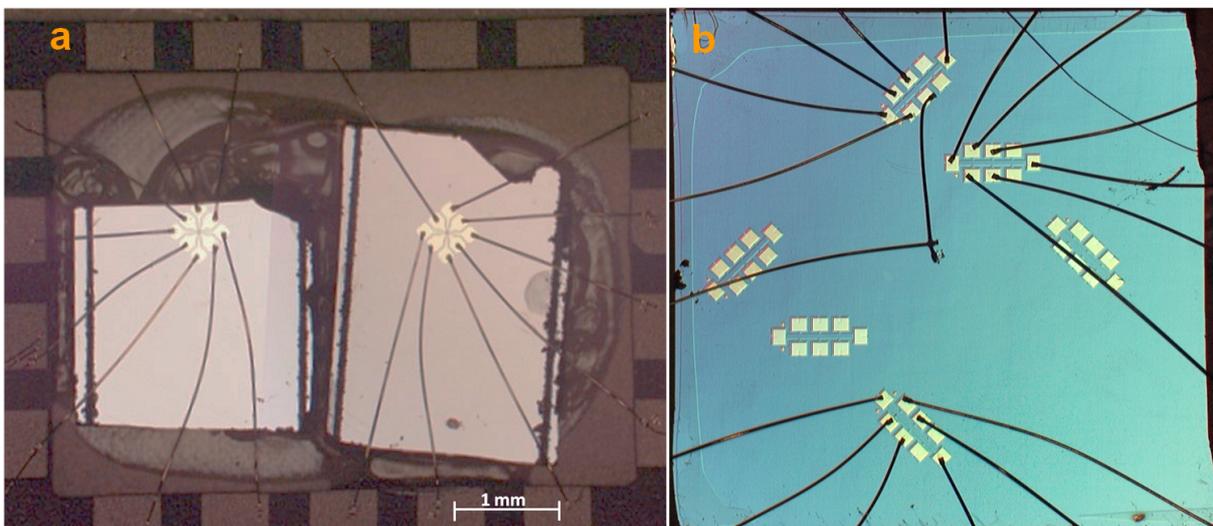


Abbildung B.7.: Gebundene Proben im Chipcarrier. **a)** Verschiedene Proben im gleichen Chipcarrier verklebt (Kryostateffektivität). **b)** Golddraht gebondet an Golddraht!

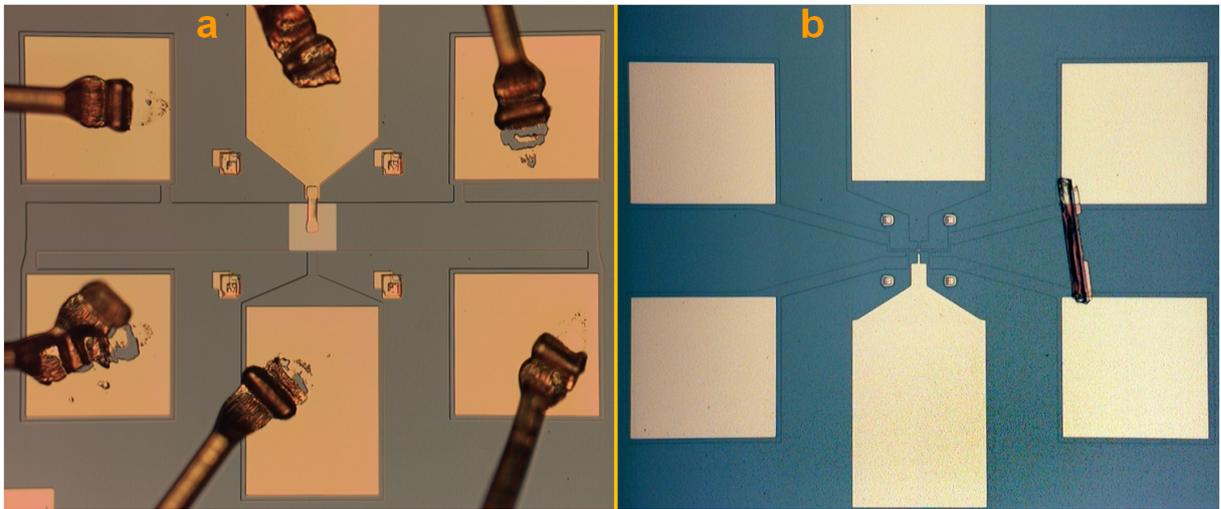


Abbildung B.8.: (a) Fertig gebondete TAMT-Probe. Hier ist die Brücke gut zu sehen. (b) Eine TAMT-Probe mit Sidewall-Kurzschluss an zwei benachbarten Kontakten.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Chang and F.M. Peeters. Spin polarized tunneling through diluted magnetic semiconductor barriers. *Solid State Communications*, 120(5–6):181–184, 2001. 1, 5
- [2] K. Wang, M. Sawicki, K. Edmonds, R. Campion, S. Maat, C. Foxon, B. Gallagher, and T. Dietl. *Phys. Rev Lett.*, 95:217204, 2005. 3, 6, 13, 42, 74
- [3] S. Mark, P. Dürrenfeld, K. Pappert, L. Ebel, K. Brunner, C. Gould, L. W. Molenkamp. Fully electrical read-write device out of a ferromagnetic semiconductor. *Phys. Rev. Lett.*, 106:057204, Jan 2011. 3, 6, 45, 77
- [4] K. Uchida et al. Observation of the spin seebeck effect. *Nature* 455, (778):778–781, 2008. 3, 7
- [5] M. Johnson. Spin caloritronics and the thermomagnetolectric system. *Solid State Communications*, 150(11–12):543–547, 2010. Spin Caloritronics. 3, 7
- [6] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto and Y. Iye. (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs. *Applied Physics Letters*, 69(3):363–365, 1996. 9, 10
- [7] Linnarsson, M. and Janzén, E. and Monemar, B. and Kleverman, M. and Thilderkvist, A. Electronic structure of the gaas: Mn_{Ga} scenter. *Phys. Rev. B*, 55:6938–6944, Mar 1997. 9
- [8] T. Jungwirth, et al. Character of states near the Fermi level in (Ga,Mn)As: Impurity to valence band crossover. *Phys. Rev. B*, 76:125206, Sep 2007. 9, 48, 60, 61
- [9] H. Ohno. Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic. *Science*, 281(5379):951–956, 1998. 9
- [10] C. Gould, K. Pappert, G. Schmidt and L.W. Molenkamp. Magnetic Anisotropies and (Ga,Mn)As-based Spintronic Devices. *Advanced Materials*, 19(3):323–340, 2007. 10
- [11] T. Jungwirth, K.Y. Wang, J. Masek, K.W. Edmonds, J. König, J. Sinova, M. Polini, N. A. Goncharuk, A.H. MacDonald, M. Sawicki, A.W. Rushforth, R.P. Campion, L.X. Zhao, C.T. Foxon and B.L. Gallagher. Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors. *Physical Review B*, 72:165204, 2005. 11
- [12] C. Gould, S. Mark, K. Pappert, R.G. Dengel, J. Wenisch, R.P. Campion, A.W. Rushforth, D. Chiba, Z. Li, X. Liu, W.V. Roy, H. Ohno, J.K. Furdyna, B. Gallagher, K. Brunner, G. Schmidt and L.W. Molenkamp. An extensive comparison of anisotropies in MBE grown (Ga,Mn)As material. *New Journal of Physics*, 10(5):055007, 2008. 11

- [13] P. Nemeč, V. Novák, N. Tesarová, E. Rozkotová, H. Reichlová, D. Butkovicová, F. Trojáněk, K. Olejník, P. Malý, R.P. Campion, B.L. Gallagher, Jairo Sinova, T. Jungwirth. The essential role of carefully optimized synthesis for elucidating intrinsic material properties of (Ga,Mn)As. *Nature Communications*, 4(1422):2584–2589, 2013. 11
- [14] L. Chen, X. Yang, F. Yang, J. Zhao, J. Misuraca, P. Xiong and S. von Molnár. Enhancing the Curie Temperature of Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As to 200 K via Nanostructure Engineering. *Nano Letters*, 11(7):2584–2589, 2011. 11
- [15] M. Sawicki, F. Matsukura, A. Idziaszek, T. Dietl, G. M. Schott, C. Ruester, C. Gould, G. Karczewski, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, 70:245325, 2004. 12
- [16] J. Sadowski. *Phys. Rev. B*, 69(7), 2004. 12
- [17] K. Pappert, S. Hümpfner, J. Wenisch, K. Brunner, C. Gould, G. Schmidt and L.W. Molenkamp,. Transport characterization of the magnetic anisotropy of (Ga,Mn)As. *Applied Physics Letters*, 90(6), 2007. 12
- [18] K. Pappert, S. Hümpfner, C. Gould, J. Wenisch, K. Brunner, G. Schmidt and L.W. Molenkamp. A non-volatile-memory device on the basis of engineered anisotropies in (Ga,Mn)As. *Nature Physics*, 3(8):573–578, 2007. 12, 37, 38, 85
- [19] C. Gould, K. Pappert, G. Schmidt and L.W. Molenkamp. Magnetic Anisotropies and (Ga,Mn)As-based Spintronic Devices. *Advanced Materials*, 19(3):323–340, 2007. 13, 14
- [20] S. Huempfner, K. Pappert, J. Wenisch, K. Brunner, C. Gould, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, M. Sawicki and T. Dietl. Lithographic engineering of anisotropies in (Ga,Mn)As. *Appl. Phys. Lett.*, 90:102102, 2007. 13, 37, 38, 85
- [21] K. Pappert, C. Gould, M. Sawicki, J. Wenisch, K. Brunner, G. Schmidt and L.W. Molenkamp. Detailed transport investigation of the magnetic anisotropy of (Ga,Mn)As. *New Journal of Physics*, 9(9):354, 2007. 13, 17, 18, 19, 20
- [22] A.W. Rushforth, K. Výborný, C.S. King, K.W. Edmonds, R.P. Campion, C.T. Foxon, J. Wunderlich, A.C. Irvine, V. Novák, K. Olejník, A.A. Kovalev, J. Sinova, T. Jungwirth and B.L. Gallagher. The origin and control of the sources of amr in (ga,mn)as devices. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(8):1001–1008, 2009. Current Perspectives: Spintronics. 14
- [23] C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Girgis, G.M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt and L.W. Molenkamp. Tunneling anisotropic magnetoresistance: A spin-valve-like tunnel magnetoresistance using a single magnetic layer. *Phys. Rev. Lett.*, 93:117203, Sep 2004. 15, 16, 18, 78
- [24] C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt and L. W. Molenkamp. Very large tunneling anisotropic magnetoresistance of a (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As stack. *Phys. Rev. Lett.*, 94:027203, Jan 2005. 15
- [25] T. Dietl, D.A. Awschalom, M. Kaminska, H. Ohno, C. Gould, G. Schmidt, L.W. Molenkamp. *Semiconductors and Semimetals*, 82:Kap. 6 C, 2008. 19

-
- [26] G. D. Mahan. *Many-Particle Physics*. Plenum, New York, N.Y., 1981. 20
- [27] R.D. Barnard. (isbn 0470050535). *Thermoelectricity in metals and alloys*, Taylor and Francis LTD:London, 1972. 20
- [28] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin. *Brooks/Cole*, Cengage Learning, 1976. 21
- [29] M. Cutler, N. F. Mott. Observation of anderson localization in an electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 181:1336–1340, 1969. 21
- [30] Anders Mathias Lunde and Karsten Flensberg. On the mott formula for the thermopower of non-interacting electrons in quantum point contacts. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 17(25):3879, 2005. 21
- [31] K. Tavakoli. Herstellung und Charakterisierung von Einelektron Quantenpunkten. *Diplomarbeit, Universität Würzburg*, 2006. 23
- [32] Moreau, Wayne M. (Wappinger Falls, NY), Ting, Chiu H. (Hopewell Junction, NY). High sensitivity positive resist layers and mask formation process, January 1976. 24
- [33] T. Borzenko, C. Gould, G. Schmidt, L.W. Molenkamp. Metallic air-bridges fabricated by multiple acceleration voltage electron beam lithography. *Microelectronic Engineering*, 75(2):210–215, 2004. 24, 83
- [34] T. H -P Chang. Proximity effect in electron beam lithography. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 12(6):1271–1275, Nov 1975. 26
- [35] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura and H. Ohno. *Nature*, 428:539, 2004. 37, 43
- [36] C. Rüster, T. Borzenko, C. Gould, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, X. Liu, T.J. Wojtowicz, J.K. Furdyna, Z.G Yu and M.E. Flatté . Very Large Magnetoresistance in Lateral Ferromagnetic (Ga,Mn)As Wires with Nanoconstrictions. *Phys. Rev. Lett.*, 91:216602, Nov 2003. 43
- [37] J. Wenisch, C. Gould, L. Ebel, J. Storz, K. Pappert, M. J. Schmidt, C. Kumpf, G. Schmidt, K. Brunner and L. W. Molenkamp. Control of magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As by lithography-induced strain relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, 99:077201, Aug 2007. 43
- [38] C. Gould, S. Huempfer, L.W. Molenkamp, K. Pappert and G. Schmidt. Anisotropic magnetic elements for spintronic devices, March 26 2009. WO Patent App. PCT/EP2008/050,573. 44, 45
- [39] F. J. Morin and J. P. Maita. Electrical properties of silicon containing arsenic and boron. *Phys. Rev.*, 96:28–35, Oct 1954. 49
- [40] Lee, P. A. and Stone, A. Douglas. Universal conductance fluctuations in metals. *Phys. Rev. Lett.*, 55:1622–1625, Oct 1985. 51
- [41] Gerd and Bergmann. Weak localization in thin films: a time-of-flight experiment with conduction electrons. *Physics Reports*, 107(1):1–58, 1984. 56

- [42] Pu, Yong and Johnston-Halperin, E. and Awschalom, D. D. and Shi, Jing. Anisotropic thermopower and planar nernst effect in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ferromagnetic semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 97:036601, Jul 2006. 59, 63, 74, 78
- [43] Pu, Yong and Chiba, Daichi and Matsukura, Fumihiro and Ohno, Hideo and Shi, Jing. Mott relation for anomalous hall and nernst effects in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ferromagnetic semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 101:117208, Sep 2008. 59
- [44] Esaki, Leo. New Phenomenon in Narrow Germanium p-n Junctions. *Phys. Rev.*, 109:603–604, Jan 1958. 62
- [45] T. Borzenko, V. Hock, D. Supp, C. Gould, G. Schmidt, L.W. Molenkamp. Building and testing submicrometer metallic (gold) air-bridges for nanotransport applications. *Microelectronic Engineering*, 78:374–380, 2005. 83

Danksagung

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Laurens W. Molenkamp, Prof. Dr. Georg Schmidt und Dr. Charles Gould für hilfreiche Denkanstöße, Diskussionen und die Einführung in die Welt der Spintronik. Danke auch an Katrin Pappert und Silvia Hümpfner für freundschaftliche Aufnahme in ihr Team, Jan Wenisch und Lars Ebel für die MBE-Herstellung der (Ga,Mn)As-Wafer, Tanja Borzenko und Volkmar Hock für sämtliche geleistete Hilfestellungen im Reinraum. Dank an meine beiden Doktorandennachfolger Steffan Mark und Tswetelina Naydenova, den Studenten Nicolas Pégard und Phillip Dürrenfeld sowie bei allen EP3-Mitarbeiter, die mir in verschiedenen Angelegenheiten hilfreich zur Seite gestanden haben. Bei meinen Studienkollegen und Freunden besonders Marjan Samiepour, Fanny Greullet und Christian Rickert bedanke ich mich für die vielen unvergessenen interdisziplinären Diskussionen. Den Mitarbeitern der Mechanik- sowie der Elektronik-Werkstatt und insbesondere Roland Ebert für sämtliche Hilfestellungen.

Ganz großer Dank geht an meine Freunde Steffen Lutz und Michael Zak sowie deren Familien – ihre Freundschaft bedeutet mir unbeschreiblich viel. Herzlichen Dank für jedwede Unterstützung und den großen Beistand, den ihr jederzeit zu geben bereit seid.

Ganz besonderer Dank gilt auch meiner Familie, die während dieser langen Zeit immer für mich da waren und mich in jeder Lebenslage unterstützt haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Würzburg, den 06. Mai 2014

Kia Tavakoli