



Masterarbeit

Mikro-Hall-Magnetometrie

Herstellung von GaAs/AlGaAs-Sensoren und magnetische Messungen an EuB_6

von

Merlin Pohlitz

geboren am 12.06.1986 in Frankfurt am Main

vorgelegt am Fachbereich Physik
der Goethe Universität Frankfurt am Main

im Juni 2012

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1. Grundlagen	5
1.1 Das Streufeld einer magnetischen Probe	6
1.2 Hall-Effekt	8
1.3 Zweidimensionales Elektronengas (2DEG)	9
1.4 Transporteigenschaften	12
1.4.1 Drude-Modell für metallischen Transport	12
1.4.2 Höhere magnetische Felder	15
1.4.3 Charakteristische Längen und Transportregime	15
2. Verwendete Geräte, Materialien und Methoden	19
2.1 Geräte zur Sensorherstellung	19
2.1.1 Spin-Coater	19
2.1.2 Mask Aligner	20
2.1.3 Diffusionsofen	21
2.1.4 Thermischer Verdampfer	22
2.2 Chemikalien und Verbrauchsmaterialien	23
2.3 Rasterkraftmikroskopie	25
2.4 Messtechnik	27
2.4.1 Messgeräte	27
2.4.2 Widerstandsmessungen	28
2.4.3 Magnetische Messmethoden	29
2.5 Techniken zur Erzeugung tiefer Temperaturen	35
2.5.1 Stickstoff-Badkryostat	35
2.5.2 Helium-Badkryostaten	35
2.5.3 VTI-Einsatz	37
2.5.4 ³ Helium-Kryostaten (HelioxVL-Einsatz und Janis-Kryostat)	37
2.5.5 Inbetriebnahme des Janis-Kryostaten	40
3. Herstellung der Sensoren	43
3.1 Strukturierung	43
3.1.1 Vorbereitung	44

3.1.2	Rotationsbeschichtung	45
3.1.3	Lithografie	45
3.1.4	Entwicklung	46
3.1.5	Nasschemisches Ätzen	48
3.2	Kontaktierung des 2DEG	49
3.3	Herstellung des Gates	50
3.4	Aufbringen des Sensors auf den Probenhalter	51
3.4.1	Anbringen der Golddrähte	51
3.4.2	Kontaktierung auf dem Probenhalter	51
4.	Charakterisierung der Sensoren	53
4.1	Funktionstests bei Raumtemperatur	53
4.2	Widerstandsmessungen im Kryostaten	53
4.3	Bestimmung der Ladungsträgerdichte und Mobilität	55
4.3.1	Ladungsträgerdichte	56
4.3.2	Mobilität	60
4.3.3	Einfluss der Gate-Spannung	61
4.3.4	Zusammenfassung	62
5.	Magnetische Messungen an EuB_6	65
5.1	Überblick - Stand der Forschung	66
5.1.1	Struktur	66
5.1.2	Physikalische Eigenschaften	67
5.1.3	Phasenseparation und magnetische Polaronen	71
5.2	Probengeometrie und Positionierung auf dem Sensor	74
5.3	Messungen und Auswertung	75
5.3.1	Nullfeld-Messungen	76
5.3.2	Messungen im externen Magnetfeld	79
5.4	Diskussion	96
5.4.1	Temperaturabhängige Messungen	96
5.4.2	Magnetfeld-Sweeps	98
5.4.3	Anwendung der Mikro-Hall-Magnetometrie an makroskopischen Proben	101
5.4.4	Erste Streufeld-Berechnungen in hohen Magnetfeldern und bei tiefen Temperaturen	102
	Zusammenfassung	109
	Ausblick	111
	Literaturverzeichnis	113

Abbildungsverzeichnis	119
Abkürzungsverzeichnis	123
Erklärung	125
Danksagung	127

Einleitung

Die Erforschung magnetischer Eigenschaften von Festkörpern blickt auf eine lange Geschichte und viele bahnbrechende Entwicklungen zurück, die das Leben der Menschen nachhaltig veränderten.

Neben dem grundlegenden physikalischen Interesse an magnetisch ordnenden Materialien haben ferromagnetische Materialien innerhalb der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts, im Rahmen der rasanten Entwicklung der Halbleitertechnologie, ein enormes Anwendungspotential als magnetische Speicher (z.B. in Computer-Festplatten) bekommen. Die Miniaturisierung und die damit einhergehende Leistungssteigerung der Halbleiterbauelemente führte zu einer starken Kostenreduktion und zu ihrer breiten Anwendung in vielen technischen Geräten, die unser modernes Leben prägen. Der Entwicklung von immer schnelleren Computerprozessoren folgend, stieg auch die Nachfrage nach neuen magnetischen Speichermedien an und führte bis zum heutigen Tag zu einer Verdoppelung der Speicherdichte etwa alle 18 Monate (vergleichbar mit dem Mooreschen-Gesetz für integrierte Schaltkreise)[1, 2]. Um diese rasante Entwicklung weiter fortführen zu können, sind zahlreiche technologische Hürden zu überwinden. Insbesondere die Ummagnetisierung winziger Speicherbereiche und ihre Wechselwirkung mit benachbarten Speicherbereichen stellen zentrale Aspekte aktueller Forschung dar. So wird bereits heute das superparamagnetische Limit erreicht, welches die minimale Größe eines ferromagnetischen Bereichs angibt, der bei Raumtemperatur noch thermisch stabil ist und somit die in seiner Ausrichtung codierte Information langfristig erhält. Neue Materialien mit hoher magnetischer Anisotropie sowie Entwicklungen im Bereich der Schreib- und Leseköpfe ermöglichen eine weitere Steigerung der Speicherdichte.

Anhand dieses Beispiels wird deutlich, dass Methoden benötigt werden, die eine gezielte Untersuchung magnetischer Mikro- und Nanostrukturen erlauben. Eine erfolgversprechende Messmethode stellt die im Rahmen dieser Arbeit angewandte Mikro-Hall-Magnetometrie dar, mit der bereits erfolgreich magnetische Mikro- und Nanostrukturen untersucht wurden und sogar der Nachweis der Ummagnetisierung einzelner ferromagnetischer Nanopartikel gelang [2, 3, 4]. Ein zentraler Aspekt dieser Arbeit ist die Herstellung von Mikro-Hall-Sensoren, basierend auf einer Halbleiterheterostruktur

mittels optischer Lithografie und nasschemischer Ätzung. Diese Hall-Sensoren arbeiten zuverlässig in einem weiten Temperatur- und Magnetfeldbereich und ermöglichen es, sensitive magnetische Streufeldmessungen durchzuführen.

In Folge der fortschreitenden Miniaturisierung rückt allerdings, nicht nur im Bereich der Speichertechnologie, zunehmend der Spin der Elektronen in den Fokus aktueller Forschung. Diese in der konventionellen Elektronik bisher nicht genutzte Eigenschaft, bietet im Rahmen der Magnetoelektronik bzw. Spintronik zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten zur Verarbeitung und Speicherung von Informationen [5, 6].

Im Mittelpunkt aktueller Grundlagen-Forschung steht demzufolge die umfassende Untersuchung der physikalischen Wechselwirkungen zwischen magnetischen und elektrischen Eigenschaften in Festkörpern. Das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte ferromagnetisch ordnende Semimetall Europiumhexaborid (EuB_6) zeigt zwei aufeinander folgende magnetische Übergänge bei $T_{c1} \approx 15,5 \text{ K}$ und $T_{c2} \approx 12,6 \text{ K}$, deren Ursprung und Zusammenhang mit dem auftretenden CMR-Effekt (engl. „colossal magnetoresistance“) seit vielen Jahren unverstanden ist. Außer in EuB_6 wird in einer ganzen Reihe unterschiedlicher Materialien, darunter die Selten-Erd-Manganate (engl. „rare-earth manganites“), einige Pyrochloresysteme (engl. „manganese pyrochlores“) und einige magnetische Selten-Erd-Verbindungen (z.B. EuO , $\text{Gd}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}$), das Auftreten des CMR-Effekts mit der Existenz magnetischer Polaronen in Verbindung gebracht. Es wird vermutet, dass der polaronische Transport sehr sensitiv auf ein Magnetfeld reagiert und so den CMR-Effekt in diesen Materialien verursachen könnte [7]. Aufgrund seiner interessanten magnetischen Eigenschaften, bei vergleichsweise einfacher Kristallstruktur und hoher Symmetrie des magnetischen Systems, ist das untersuchte Material EuB_6 als Modellsystem zur Untersuchung dieser fundamentalen Zusammenhänge gut geeignet. Die durchgeführten magnetischen Streufeldmessungen an diesem Material bilden nach der Sensorherstellung und Charakterisierung einen weiteren wichtigen Teil dieser Masterarbeit.

Der Inhalt dieser Arbeit gliedert sich wie folgt: Im ersten Kapitel werden die physikalischen Grundlagen der Mikro-Hall-Magnetometrie ausgehend von den physikalischen Feldern einer magnetischen Probe bis zur Erzeugung des Messsignals in den Sensoren dargestellt. Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit den Geräten und Methoden, die bei der experimentellen Arbeit verwendet wurden. Neben den zur Sensorherstellung benötigten Geräten werden in einem Abschnitt die Messtechnik und die verwendeten Messmethoden vorgestellt, die für die Arbeit mit den Sensoren relevant sind. Das zweite Kapitel endet mit einem Abschnitt über Techniken zur Erzeugung tiefer Temperaturen und einer kurzen Abhandlung über die Inbetriebnahme eines neuen ^3He -Kryostaten. Im Fokus von Kapitel 3 steht die Herstellung der Mikro-Hall-Sensoren basierend auf einer $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ -Halbleiterheterostruktur mittels optischer Lithografie und nasschemischer Ätzung sowie der Kontaktierung des Elektronengassystems

mittels eindiffundierten Indium-Zinn-Kontakten. Anschließend werden in Kapitel 4 die Eigenschaften der Sensoren, insbesondere die Ladungsträgerdichte und Mobilität, sowie der Einfluss einer Gate-Spannung gründlich untersucht. Die umfassende Charakterisierung der Sensoren bildet die Grundlage für die magnetischen Streufeldmessungen an der EuB_6 -Probe. Kapitel 5 beginnt mit einer Einführung in die physikalischen Eigenschaften des untersuchten Materials EuB_6 . Anschließend wird zum einen eine mögliche Interpretation der magnetischen Eigenschaften der Probe unter der Annahme von magnetischen Polaronen diskutiert und zum anderen auf die Anwendbarkeit der Mikro-Hall-Magnetometrie zur Streufeldmessung makroskopischer Proben eingegangen. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf zukünftige Forschungsarbeiten zu Anwendungen der Mikro-Hall-Magnetometrie in Frankfurt.

Kapitel 1

Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Mikro-Hall-Magnetometer basierend auf AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen hergestellt, charakterisiert und für magnetische Streufeld-Messungen an Europium-Hexaborid (EuB_6) eingesetzt.

Das grundlegende Prinzip der Mikro-Hall-Magnetometrie ist vereinfacht in Abbildung 1.1 dargestellt. Eine magnetische Probe auf der Sensoroberfläche erzeugt ein magnetisches Streufeld, das das Sensormaterial und ein unter der Oberfläche liegendes zweidimensionales Elektronengas durchdringt. Wird an diese in Form eines Kreuzes strukturierte, elektrisch leitfähige Schicht ein Strom angelegt, so bewirkt die senkrechte Komponente des Probenstreufelds eine Ablenkung der Elektronen. Dadurch baut sich senkrecht zur Stromrichtung eine Hall-Spannung auf, die als Messsignal dient. Im Folgenden sollen die einzelnen Aspekte von der Entstehung des Streufelds bis zur Messung der Hall-Spannung genauer ausgeführt werden.

Das Kapitel beginnt mit den physikalischen Zusammenhängen, die zur Ausbildung eines Streufelds bei magnetischen Materialien führen. Die Erläuterungen zur Messung dieser Streufelder mit einem Hall-Sensor führen auf den klassischen Hall-Effekt

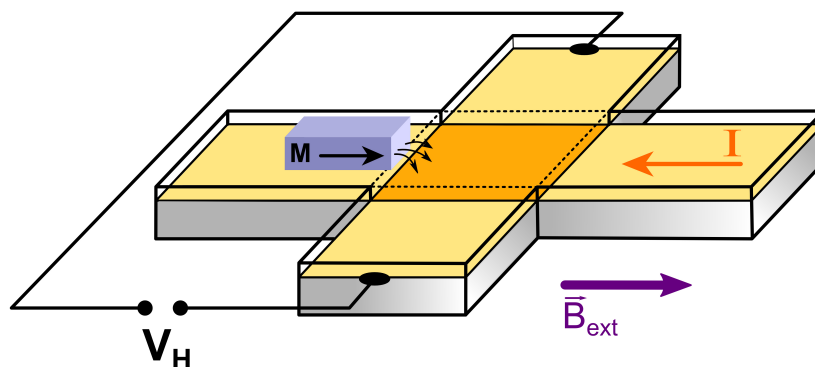


Abb. 1.1: Streufeld-Messung mit einem Mikro-Hall-Sensor. (\vec{B}_{ext} ist das externe Magnetfeld um die Magnetisierung der Probe zu beeinflussen.)

und zu den speziellen Eigenschaften des verwendeten Sensormaterials. Nach der Beschreibung der physikalischen Eigenschaften der AlGaAs/GaAs-Heterostruktur mit dem zweidimensionalen Elektronengassystem werden die Transporteigenschaften dieses Materials dargestellt. Eine Diskussion der verschiedenen Transportregime stellt schließlich die Verbindung zwischen dem inhomogenen Streufeld der Probe und der gemessenen Hall-Spannung im Sensor her. Eine Einführung in die speziellen magnetischen Eigenschaften des untersuchten Materials EuB₆ befindet sich vor der Diskussion der Messungen in Kapitel 5.

1.1 Das Streufeld einer magnetischen Probe

Die in der Magnetostatik hauptsächlich verwendeten Vektorfelder sind das H -Feld (die magnetische Feldstärke in A/m) und das B -Feld (die magnetische Flußdichte in Tesla), die im freien Raum über den einfachen Zusammenhang $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ linear miteinander verknüpft sind.

Neben der Verwendung des SI-Systems ist im Bereich des Magnetismus weiterhin das CGS-System verbreitet. Für die Umrechnung der SI-Einheit des H -Feldes (A/m) in die entsprechende CGS-Einheit Oersted gilt: $1 \text{ Oe} \approx 79,6 \text{ A/m}$. Die Umrechnung des Teslas (T, der SI-Einheit des B -Felds) in das CGS-System ist weitaus einfacher [$10^{-4} \text{ T} \approx 1 \text{ G}$ (Gauß)]; wobei im Vakuum im CGS-System $\vec{B} = \vec{H}$ gilt, also $1 \text{ Oe} \stackrel{\Delta}{=} 1 \text{ G}$]. Oft werden daher die (externen) Magnetfelder \vec{H} in der Einheit der magnetischen Flussdichte (Tesla) angegeben.

Magnetische Festkörper bestehen aus einer großen Zahl von Atomen, die ein magnetisches Moment tragen, und lassen sich durch ihre Magnetisierung beschreiben. Die Magnetisierung \vec{M} ist definiert als magnetisches Moment ($\vec{\mu}$) pro Volumen und stellt ein Vektorfeld innerhalb des magnetisierten Mediums dar.

Die Anwesenheit eines magnetisierten Festkörpers verkompliziert die Beschreibung des H - und des B -Felds erheblich. Der generelle Zusammenhang der drei Felder wird dabei durch die Formel $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ beschrieben. Da die beiden Felder innerhalb der Probe (\vec{B}_i und \vec{H}_i) von den Feldern (\vec{B}_a und \vec{H}_a), die außerhalb der Probe auftreten, abweichen, ist, sowohl bei der Berechnung von Energien als auch bei Berechnungen der Vektorfelder selbst, sehr vorsichtig vorzugehen. Der Einfluss der Magnetisierung des Materials auf die Felder kann durch magnetische Oberflächenladungen veranschaulicht werden. Dabei werden in Analogie zu den positiven und negativen Ladungen der Elektrostatik sogenannte „magnetische Ladungen“ eingeführt, die immer nur paarweise auftreten. Während das B -Feld divergenzfrei ist, stellen die magnetischen Ladungen Quellen des H -Felds dar. Die Abbildung (1.2) zeigt die magnetostatischen Feldlinien

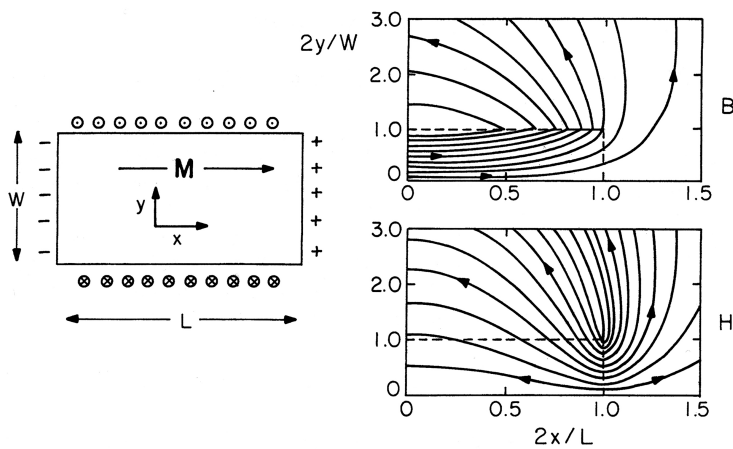


Abb. 1.2: B - und H -Felder umgeben einen homogen magnetisierten Stab (Länge: L ; Breite: W ; unendlich ausgedehnt). Links sind die Oberflächenladungen, die Quellen des H -Feldes, und die äquivalenten Oberflächenströme, die das B -Feld erzeugen, gezeigt. Rechts sind die resultierenden Feldlinien für ein Viertel des Stabes abgebildet [8].

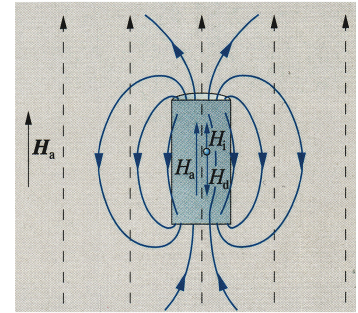


Abb. 1.3: Die Überlagerung des Entmagnetisierungsfeldes eines kurzen Stabes über das äußere Feld führt zur Entmagnetisierung der Probe (nach [9]).

einer rechteckigen Probe konstanter Magnetisierung. Deutlich zu erkennen ist, dass im Außenbereich B - und H -Feld den gleichen Verlauf aufweisen, während im Innenraum das H -Feld der Magnetisierungsrichtung entgegenwirkt. Dieses sogenannte Demagnetisierungsfeld weist je nach Probengeometrie einen sehr komplizierten Verlauf auf. Eine Ausnahme bilden die Rotationsellipsoide, bei denen ein gleichmäßiger Verlauf eine relativ einfache Beschreibung erlaubt. Mit einem Korrektur-Term $\vec{H}_d = -\underline{N}\vec{M}$, der zu dem äußeren Feld \vec{H}_a addiert wird, lässt sich in diesem Fall das innere Feld \vec{H}_i berechnen ($\vec{H}_i = \vec{H}_a - \underline{N}\vec{M}$).

Der Demagnetisierungstensor (\underline{N}) ist durch die jeweilige Probengeometrie bestimmt, d.h. im Falle der Rotationsellipsoide hängt er von dem Längenverhältnis der Hauptachsen zueinander ab. Für eine Magnetisierung entlang einer der Hauptachsen kann der Tensor diagonalisiert werden und man erhält die sogenannten Entmagnetisierungsfaktoren ($Tr\underline{N} = N_x + N_y + N_z = 1$) [8].

Die Kenntnis der Formanisotropie und des Entmagnetisierungsfeldes ist wichtig, um Effekte der Probengeometrie von den intrinsischen Eigenschaften der Probe in den gemessenen physikalischen Größen zu trennen. Zum Beispiel muss wegen der Überlagerung des Demagnetisierungsfeldes (siehe Abb. 1.3) bei der Auswertung von Messdaten berücksichtigt werden, dass eine kurze stabförmige Probe im gleichen externen Feld schwächer magnetisiert wird als ein längerer Stab. Sowohl für kleine Entmagnetisierungsfaktoren als auch für $\vec{M} \ll \vec{H}$ (z.B. bei Diamagnetismus) kann gegebenenfalls auf

eine Korrektur des Felds in der Probe verzichtet werden. Insbesondere bei weichmagnetischen Materialien (Ferromagnete), bei denen ein kleines äußeres Feld zu starker Magnetisierung führt, ist das innere Feld, auf das die Magnetisierung reagiert, oft (auch bei kleinem Entmagnetisierungsfaktor) deutlich schwächer, als das von außen angelegte Magnetfeld [8, 10].

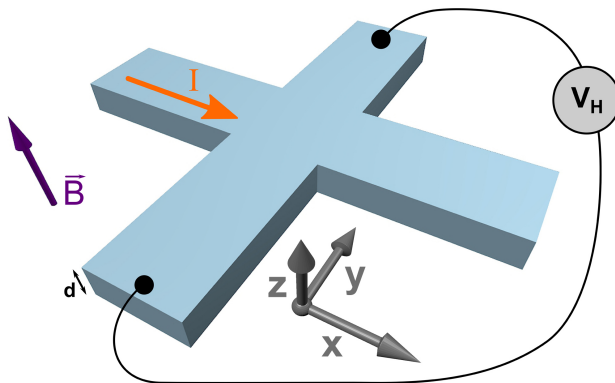
In der Praxis wird die Korrektur erschwert, da z.B. EuB_6 -Einkristalle nicht in ellipsoider Form, sondern immer mit relativ glatten Kristallflächen wachsen und die genauen magnetischen Eigenschaften vor der Messung noch nicht bekannt sind. Um die Notwendigkeit der Korrekturen weitestgehend zu reduzieren, wurde in dieser Arbeit eine Probe mit einer langen Achse und geringer Höhe ausgewählt (vgl. Kapitel 5.2). Nähert man diese Probe durch ein flaches Rotationsellipsoid, findet man entlang der langen Achse einen sehr kleinen Wert für den Demagnetisierungsfaktor $N < 0.02$ (nach [11]). Durch diese Geometrie wird außerdem eine Ausrichtung der magnetischen Momente entlang der langen Achse bevorzugt, da die Probe dadurch ihr Streufeld und somit ihre Energie reduzieren kann (Formanisotropie).

Die magnetischen Ladungen sind nicht nur für das Demagnetisierungsfeld innerhalb der Probe, sondern auch für die Erzeugung eines Streufelds außerhalb der Probe verantwortlich. Die senkrechte Komponente dieses Streufelds erzeugt, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird, das Messsignal in den hergestellten Sensoren. Eine analytische Streufeldberechnung zeigt, dass bei konstanter Magnetisierung eines stabförmigen Permanentmagneten (eine Domäne) die Stärke des Streufelds zwar ortsabhängig, aber proportional zur Magnetisierung ist [12].

Die Messung des Hall-Effekts erlaubt die experimentelle Bestimmung des Streufelds einer Probe und kann daher zur Charakterisierung magnetischer Materialien eingesetzt werden.

1.2 Hall-Effekt

Der klassische Hall-Effekt wurde erstmals 1879 von E. Hall beschrieben [13]. Bringt man einen stromdurchflossenen elektrischen Leiter in ein statisches Magnetfeld, so baut sich senkrecht zum Magnetfeld und zur Stromrichtung eine Spannung auf (siehe Abb. 1.4). Die Ursache der Hall-Spannung ist auf die Ablenkung der Ladungsträger durch die Lorentzkraft zurückzuführen. Formel 1.1 beschreibt den klassischen Hall-Effekt, wie er z.B. in einem Metall mit nur einer Sorte von Ladungsträgern (z.B. Elektronen) auftritt.



$$V_H = \frac{IB_z}{nqd} \quad (1.1)$$

Abb. 1.4: Klassischer Hall-Effekt. Die Hall-Spannung (V_H) tritt senkrecht zum Strom (I in x-Richtung) und einem konstanten Magnetfeld (B_z in z-Richtung) auf. Der lineare Zusammenhang zwischen dem Strom (I), der senkrechten Feldkomponente (B_z) und V_H wird durch die Formel 1.1 beschrieben. In den Proportionalitätsfaktor, die Hall-Konstante, gehen neben der Ladungsträgerdichte n in drei Dimensionen, die Ladung und auch die Dicke der leitenden Schicht ein.

Bei den in dieser Arbeit hergestellten Sensoren wird der Hall-Effekt nicht in einem dreidimensionalen Metall, sondern in einem zweidimensionalen Elektronengas gemessen. Die Formel des klassischen Hall-Effektes reduziert sich in zwei Dimensionen auf die Gleichung 1.2, wobei n_{2D} die Ladungsträgerdichte in zwei Dimensionen bezeichnet.

$$V_H = \underbrace{\frac{1}{n_{2D}e}}_{\text{Hall-Konstante } R_H} \cdot IB_z \quad (1.2)$$

Da die Hall-Spannung umgekehrt proportional zur Ladungsträgerdichte ist, kommen für die Herstellung von Sensoren mit einer hohen Magnetfeldempfindlichkeit bevorzugt Materialien mit niedrigen Ladungsträgerdichten in Frage. Eine niedrige Ladungsträgerdichte bei gleichzeitig guter elektrischer Leitfähigkeit lässt sich in zweidimensionalen Elektronengas-Systemen (mit hoher Mobilität) realisieren (siehe Abschnitt 1.4.1, Formel 1.7).

1.3 Zweidimensionales Elektronengas (2DEG)

Zur Herstellung der Mikro-Hall-Magnetometer wurde eine auf AlGaAs/GaAs basierende Halbleiterheterostruktur verwendet, die ein zweidimensionales Elektronengas ausbildet. Galliumarsenid ist ein Halbleiter mit einer direkten Bandlücke von

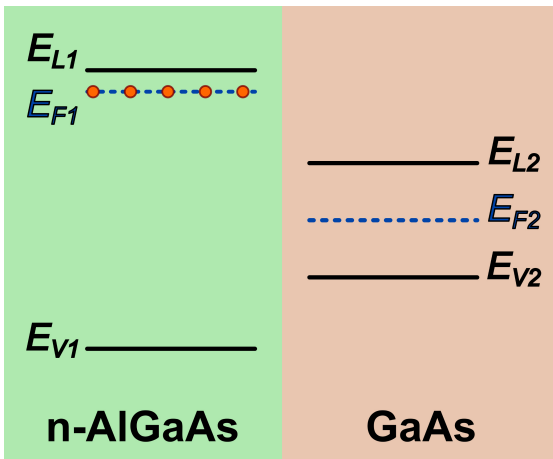


Abb. 1.5: Bandstruktur von n-AlGaAs und GaAs (schematisch). Man erkennt die unterschiedliche Bandlücke beider Materialien und dass die Fermienergie des mit Silizium n-dotierten AlGaAs dicht unter dem Leitungsband liegt (nach [4]).

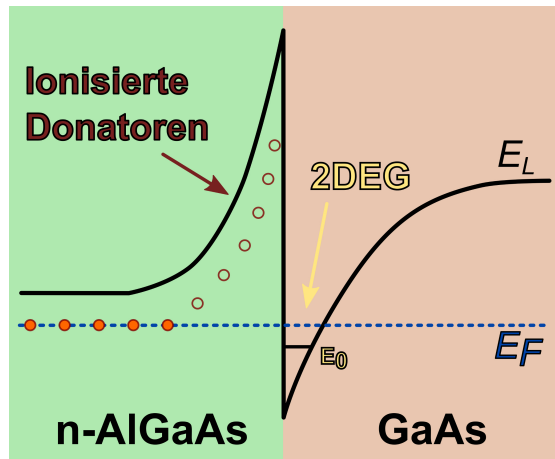


Abb. 1.6: Das Leitungsband an der Grenzschicht von n-AlGaAs und GaAs. Der Ladungstransfer und der sogenannte „band bending effect“ erzeugt ein Dreieckspotential mit 2DEG (nach [4]).

$E_g = 1.424 \text{ eV}$ ($T = 300 \text{ K}$) und kristallisiert in einer Zink-Blende Struktur (Raumgruppe $T_d^2 - \bar{4}3m$, Gitterkonstante 5.65325 \AA) [14].

Ersetzt man in der GaAs-Struktur die Galliumatome zunehmend durch Aluminiumatome ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) führt dies zu keiner Veränderung der Kristallstruktur, sondern nur zu einer geringen Änderung der Gitterkonstante ($a = 5.6533 + 0.0078x \text{ \AA}$ bei $T = 300 \text{ K}$ [15]). Dies ermöglicht die nahezu verspannungsfreie Herstellung von Heterostrukturen aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und GaAs mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE).

Während die Gitterkonstante von GaAs durch den Einbau von Aluminium nahezu unverändert bleibt, wird die Bandlücke gezielt vergrößert ($E_g = 1.424 + 1.247x \text{ eV}$ für $x < 0.45$). Das System $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ eignet sich aufgrund dieser besonderen Eigenschaften gut zum sogenannten „Band Engineering“.

Abbildung 1.5 zeigt schematisch die Bandstruktur von n-dotiertem AlGaAs und GaAs, wenn kein Kontakt zwischen den Materialien besteht und noch kein Ladungstransfer stattgefunden hat. Bei der Ausbildung einer Grenzschicht fließen Elektronen von dem n-dotierten AlGaAs über die Grenzschicht in das GaAs. Die Energie des Systems wird minimiert und es stellt sich eine Gleichgewichtsverteilung mit gemeinsamen Fermienergie ein. Die Akkumulation von positiven Ladungen bei den nun ionisierten Donatoratomen und die Anhäufung der Elektronen im GaAs an der Grenzschicht verursacht ein Verbiegen des Leitungsbandes (engl. „band bending effect“; siehe Abb. 1.6). Durch die Bandverbiegung entsteht ein Dreieckspotential, das die Elektronenbewegung senkrecht zur Grenzschicht einschränkt. Ist die Breite dieses Potentialtops in

der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen, kommt es zu einer Quantisierung der Energiezustände senkrecht zur Grenzschicht und der Gruppierung der Elektronenenergien in den entsprechenden Subbändern. In einem solchen zweidimensionalen Elektronengas können sich die Elektronen nur parallel, aber nicht senkrecht zur Grenzfläche frei bewegen. Bei niedrigen Ladungsträgerdichten und tiefen Temperaturen ist in einem solchen System nur das niedrigste Subband besetzt und es bildet sich ein strikt zweidimensionales Gas (elektrisches Quantenlimit)[16].

Die Mobilität der Ladungsträger wird bei tiefen Temperaturen durch die Streuung an ionisierten Verunreinigungen dominiert (bei nicht zu hohen Ladungsträgerdichten [17],[18]). Aus diesem Grund wird das Elektronengas räumlich durch eine als „Spacer“ bezeichnete undotierte AlGaAs-Schicht von den ionisierten Donatoren getrennt. Diese Modulationsdotierung wurde erstmals von Dingle *et al.* beschrieben [19].

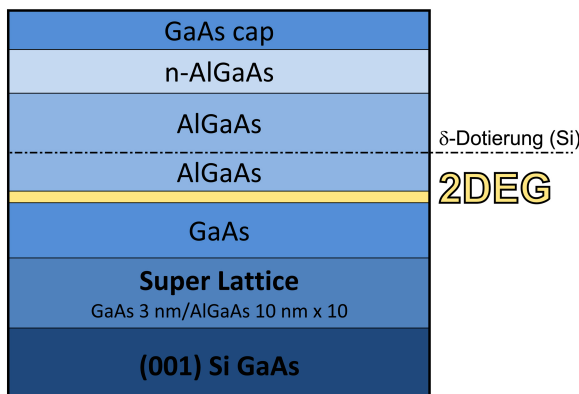


Abb. 1.7: Gen221-Wafer
(Ausgangsmaterial der Sensorherstellung)

Das zur Sensorherstellung verwendete „high-mobility“-Material (Waferbezeichnung: Gen221; Hergestellt in der Gruppe Prof. Dr. Hideo Ohno, Tohoku Univ., Sendai, Japan) ist schematisch in Abbildung 1.7 gezeigt. Auf einem GaAs-Substrat wird in einer MBE-Anlage ein sogenanntes Übergitter (superlattice) hergestellt. Das Übergitter besteht aus abwechselnd aufgewachsenen dünnen Schichten von GaAs und AlGaAs und verhindert die Diffusion von Verunreinigungen und Defekten aus dem GaAs-Substrat. Direkt darüber befindet sich die GaAs-Schicht, an deren Grenzfläche zur undotierten AlGaAs-Spacer-schicht ($WSP = 40 \text{ nm}$) sich das 2DEG ausbildet. Über dem mit Si- δ -dotierten AlGaAs beginnt das n-dotierte AlGaAs-Material. Die Oberfläche des Wafers wird durch eine 10 nm starke GaAs-Deckschicht gebildet. Das zweidimensionale Elektronengas liegt bei dem in dieser Arbeit eingesetzten Wafer 150 nm unterhalb der Oberfläche.

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, lässt sich der elektronische Transport in der leitenden Schicht durch einige wichtige experimentell zugängliche Größen charakterisieren.

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, lässt sich der elektronische Transport in der leitenden Schicht durch einige wichtige experimentell zugängliche Größen charakterisieren.

1.4 Transporteigenschaften

1.4.1 Drude-Modell für metallischen Transport

Die im folgenden Abschnitt dargestellten Zusammenhänge finden sich in zahlreichen Lehrbüchern der Festkörperphysik (in [20] und [21]), sowie in den Arbeiten [2] und [3]. Hier sollen insbesondere die für den experimentellen Teil der Arbeit relevanten Zusammenhänge zusammengefasst dargestellt werden.

Der elektrische Transport ohne bzw. in kleinen äußeren Magnetfeldern lässt sich bereits im sogenannten Drude-Modell (Arbeiten von P. Drude aus dem Jahre 1900, z.B. [22]) verstehen. In diesem Modell werden die den Strom leitenden quasifreien Elektronen als geladene Teilchen mit der Ladung (e) behandelt, die den klassischen Bewegungsgleichungen folgen. Sie bilden ein Elektronengas und können bei ihrer Bewegung im Gitterpotential (berücksichtigt durch die effektive Masse) mit Störstellen und Defekten kollidieren. Zur Beschreibung dieses Streuprozesses wird die Zeit (τ), die im Mittel zwischen zwei Streuprozessen vergeht, durch die die Teilchen in andere Geschwindigkeitszustände gestreut werden, eingeführt. Legt man ein elektrisches Feld an, so werden die Elektronen aufgrund ihrer Ladung in entgegengesetzter Richtung zum Feld beschleunigt, während die Streuvorgänge eine Art Reibungskraft darstellen. Es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, in dem die Rate des Impulsgewinns der Elektronen durch das elektrische Feld genauso groß ist wie die Rate, mit der sie den Impuls durch Streuprozesse wieder verlieren.

$$\left[\frac{d\vec{p}}{dt} \right]_{\text{Streuung}} = \left[\frac{d\vec{p}}{dt} \right]_{\text{E-Feld}} \quad (1.3)$$

$$\frac{m^* \vec{v}_d}{\tau} = \vec{E} e \quad (1.4)$$

$$\mu = \left| \frac{\vec{v}_d}{\vec{E}} \right| = \frac{|e| \tau}{m^*} \quad (1.5)$$

Aus Formel 1.3 ergibt sich die konstante Driftgeschwindigkeit (v_d) der Elektronen in einem elektrischen Feld und die Definition der Mobilität (μ). Bewegen sich geladene Teilchen mit einer definierten Geschwindigkeit, so fließt ein Strom. Die Stromdichte (in 3D: fließende Ladung pro Zeit- und Flächeneinheit mit der Einheit $\frac{A}{m^2}$ und in 2D: fließende Ladung pro Zeit- und Länge, Einheit: $\frac{A}{m}$) verhält sich im Drude-Modell proportional zum elektrischen Feld, wie man es nach dem ohmschen Gesetz $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ erwarten würde. Als Proportionalitätskonstante ergibt sich die Drude-Leitfähigkeit (σ_D).

$$\vec{j} = ne\vec{v}_d = \underbrace{\frac{ne^2\tau}{m^*}}_{\sigma_D} \vec{E} \quad (1.6)$$

$$\sigma_D = \frac{ne^2\tau}{m^*} = |e|n\mu \quad (1.7)$$

Während die vorherige Betrachtung sowohl in zweidimensionalen als auch in dreidimensionalen Systemen gültig ist, beziehen sich die im Folgenden beschriebenen Zusammenhänge auf den Transport in einer zweidimensionalen leitfähigen Schicht. Daraus folgt, dass die Stromdichte pro Einheitslänge und die Ladungsträgerdichte pro Fläche definiert sind.

Wird die elektrisch leitende Schicht senkrecht von einem Magnetfeld \vec{B} durchdrungen, was bei der Nutzung als Hall-Sensor normalerweise der Fall ist, muss die rechte Seite von Gleichung 1.3 aufgrund der veränderten Ausgangssituation modifiziert werden. Die Elektronen werden nun durch die Lorentzkraft senkrecht zum Feld und senkrecht zur Stromrichtung abgelenkt, d.h., sie bewegen sich nicht mehr nur in Richtung der angelegten Spannung. Ausgehend von Gleichung 1.8 erfolgt die Betrachtung analog unter Berücksichtigung des zusätzlichen Magnetfelds.

$$\left[\frac{d\vec{p}}{dt} \right]_{\text{Streuung}} = \left[\frac{d\vec{p}}{dt} \right]_{\text{E- und B-Feld}} \quad (1.8)$$

$$\frac{m^*\vec{v}_d}{\tau} = e \left(\vec{E} + \vec{v}_d \times \vec{B} \right) \quad (1.9)$$

Für ein zweidimensionales Elektronengas lässt sich der Zusammenhang zwischen Stromdichte und E -Feld sehr kompakt darstellen, wenn man den spezifischen Widerstandstensor ($\underline{\rho}$) einführt (hier eine 2x2 Matrix). Damit erhält man aus Gleichung (1.8) den folgenden Zusammenhang:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \sigma_D^{-1} \begin{bmatrix} 1 & -\mu B \\ \mu B & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

$$\rho_{xx} = \sigma_D^{-1} = \frac{1}{|e|n\mu}$$

$$\rho_{yx} = -\rho_{xy} = \frac{\mu B}{\sigma_D} = \frac{B}{|e|n}$$

Man erkennt, dass der Längs-Widerstand konstant ist, während der Hall-Widerstand senkrecht zum angelegten Strom linear mit dem Magnetfeld wächst. Im Experiment

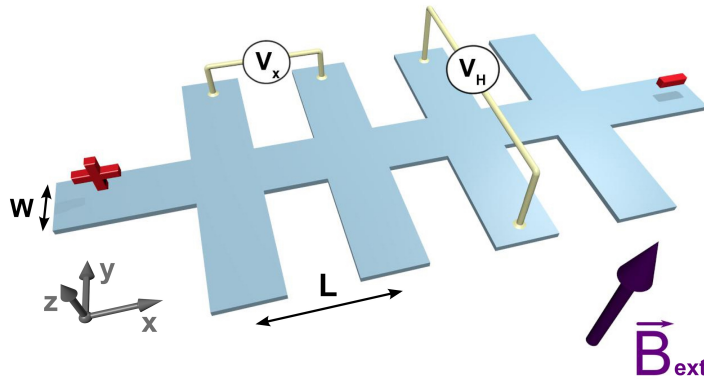


Abb. 1.8: Hall-Geometrie zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte und Mobilität.

wird in einer wohldefinierten Hall-Kreuz Struktur wie in Abbildung 1.8 gemessen. Dabei wird der Strom entlang einer Richtung angelegt und es gilt $\vec{j} = (j_x, 0)$.

Mit dieser Annahme reduziert sich die Formel (1.10) auf die folgenden zwei Gleichungen:

$$E_x = \rho_{xx} j_x = \frac{1}{|e|n\mu} j_x \quad (1.11)$$

$$E_y = \rho_{yx} j_x = \frac{B}{|e|n} j_x \quad (1.12)$$

Aufgrund der bekannten Geometrie können die Gleichungen (1.11) mit den Zusammenhängen ($I = j_x W$, $V_x = E_x L$ und $V_H = E_y W$) umgeformt werden. Damit ist eine direkte experimentelle Bestimmung der Ladungsträgerdichte und Mobilität möglich (vgl. Kapitel 4.3).

$$V_H = \frac{B}{|e|n} I \quad (1.13)$$

$$n = \frac{B}{|e|} \frac{I}{V_H} \quad (1.14)$$

$$V_x = \frac{1}{|e|n\mu} \frac{L}{W} I \quad (1.15)$$

$$\mu = \frac{1}{|e|n} \cdot \frac{L}{W} \cdot \frac{I}{V_x} \quad (1.16)$$

1.4.2 Höhere magnetische Felder

In zweidimensionalen Elektronengasen treten allerdings eine Reihe neuartiger Phänomene auf, die sich nicht mit dem einfachen Drude-Transportmodell und dem ohmschen Gesetz beschreiben lassen.

Beim Anlegen eines magnetischen Felds senkrecht zu einem zweidimensionalen Elektronengas erwartet man klassisch eine Elektronenbewegung auf einer Kreisbahn mit dem Zyklotronradius. Eine vereinfachte quantenmechanische Betrachtung aber zeigt, dass der Umfang des vollzogenen Kreises nicht beliebige Werte annehmen kann, und nur diskrete kinetische Energien auftreten. Das magnetische Feld sorgt dafür, dass alle Zustände in einem gewissen Energiebereich auf einem sogenannten Landauniveau gruppiert werden und demzufolge in der Zustandsdichte bei diesen Energien scharfe Peaks auftreten. Dieser Effekt führt zu interessanten Phänomenen bei den Transporteigenschaften in hohen Feldern und tiefen Temperaturen. So wurde in ähnlichen Systemen erstmals der Quanten-Hall-Effekt beobachtet [16]. Mit den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Strukturen konnten ebenfalls Shubnikov-de-Haas-Oszillationen und erste Quanten-Hall-Plateaus beobachtet werden. Da in diesem Regime die Transporteigenschaften ein relativ kompliziertes Verhalten zeigen, ist der Bereich für den Einsatz als Streufeld-Sensor ungeeignet. Da dieses Verhalten erst bei stärkeren externen Feldern in Erscheinung tritt, muss es ein Kriterium für den Einfluss der Landauniveaus auf den Widerstand geben.

Die Quanteneffekte werden sichtbar, wenn Elektronen den Zyklotronradius mehrfach ungestreut durchlaufen können, bzw. wenn $B \gg \mu^{-1}$ gilt. D.h., dass für Proben extrem hoher Mobilität kleine Felder bereits ausreichen um deutliche Quanteneffekte sichtbar werden zu lassen. Da die Felder bei der Mikro-Hall-Magnetometrie im allgemeinen klein sind, befindet man sich entfernt von diesem Regime, und der Hall-Effekt verhält sich linear (Details siehe [21]). Die Physik in strukturierten Elektronengassystemen ist derart reichhaltig, dass in diesem Abschnitt nur der für die Mikro-Hall-Magnetometrie besonders relevante Teil beleuchtet werden kann.

1.4.3 Charakteristische Längen und Transportregime

Aus der Ladungsträgerdichte und Mobilität lassen sich einige charakteristische Längen berechnen, die eine weitere Einordnung der beobachteten Transportphänomene ermöglichen. Diese Größen bestimmen letztendlich das Transportregime und somit auch das Verhalten des Hall-Sensors, wenn ein Streufeld auf ihn einwirkt.

Die mittlere freie Weglänge ($l = v_F \tau = \frac{\hbar}{e} \mu \sqrt{2\pi n}$) beschreibt dabei die Strecke, die ein Elektron im Mittel in einem Material zurücklegen kann, bevor es durch Streu-

prozesse seinen ursprünglichen Impuls verliert. Die Streuung an Phononen, Defekten oder Verunreinigungen bildet die Grundlage des mikroskopischen Verständnisses des Probenwiderstands.

Die Fermiwellenlänge ist eine weitere charakteristische Länge, die sich direkt über die Formel $\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n}}$ aus der Ladungsträgerdichte ergibt. Für die in dieser Arbeit verwendeten AlGaAs/GaAs-2DEGs beträgt die Ladungsträgerdichte etwa $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (siehe Kapitel 4.3), woraus sich eine Fermiwellenlänge von ca. 55 nm ergibt. Im Allgemeinen beträgt die Fermiwellenlänge in Metallen mit einer hohen Ladungsträgerdichte (in der Größenordnung von $n_{3D} \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) nur einige Ångström. In Halbleiterstrukturen mit geringen Abmessungen kann die Fermiwellenlänge dagegen in den Bereich der Abmessungen der Strukturen kommen (typische Werte: $n_{3D} \approx 10^{15} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_F \approx 10 - 100 \text{ nm}$) [23]. Zur Beschreibung des Transports kann in diesem Fall eine quantenmechanische Beschreibung unter Berücksichtigung der Wellennatur der Elektronen notwendig werden [2].

Die Phasenkohärenzlänge (L_φ) beschreibt einen Bereich, in dem die Phase der Ladungsträger erhalten ist und quantenmechanische Interferenzeffekte auftreten können ([2], ausführlicher in [21]).

Sind in einem Material die Fermi-Wellenlänge und Kohärenzlänge kleiner als die Abmessungen der Struktur ($\lambda_F, L_\varphi \ll L, W$), lassen sie sich durch das Verhältnis von der mittleren freien Weglänge zu den Abmessungen der Struktur die folgenden drei Transportregime unterscheiden (siehe Abb. 1.9):

Sind die Probenabmessungen wesentlich größer als die mittlere freie Weglänge ($l \ll L, W$), erfolgt der Transport diffusiv und ist durch die Streuung der Ladungsträger im Material bestimmt (Abb. 1.9 a). Der Transport lässt sich mit dem ohmschen Gesetz (bzw. dem Drude-Modell) beschreiben. Verkleinert man nun die Abmessungen der Struktur, gewinnt die Streuung der Ladungsträger an Grenzflächen zunehmend an Bedeutung, während der Einfluss der Streuung an Defekten und Phononen abnimmt. Dies ist der Bereich des quasi-ballistischen Regimes ($W < l < L$, Abb. 1.9 b). Darunter beginnt der Bereich des ballistischen Transportregimes ($L, W \ll l$, Abb. 1.9 c), in dem der Transport nicht mehr durch die Streuung an Verunreinigungen und Defekten bestimmt wird. Das Modell eines materialspezifischen Widerstands (spezifischer Widerstand) versagt aus diesem Grund ebenso wie das Drude-Modell.

In Kapitel 4.3 werden die Werte für die Ladungsträgerdichte und Mobilität der verwendeten Mikro-Hall-Sensoren berechnet. Aus den experimentell bestimmten Werten ergibt sich eine mittlere freie Weglänge von etwa $l \approx 5,64 \mu\text{m}$ (Sensor Gen221_2 bei $T = 15 \text{ K}$ mit geerdetem Gate). Bei sehr tiefen Temperaturen und einer positiven Gate-Spannung kommt die mittlere freie Weglänge in den Bereich der Strukturgröße

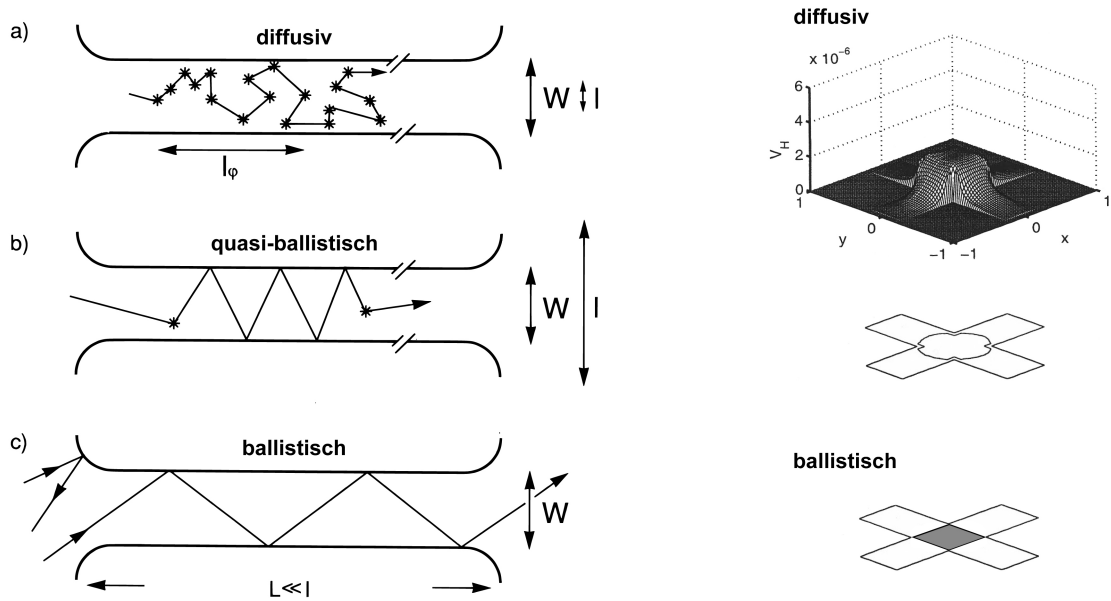


Abb. 1.9: Links: a) Diffusiver Transport ($l \ll L, W$) b) quasi-ballistischer Transport ($W < l < L$) c) ballistischer Transport ($L, W \ll l$), aus [24]. **Rechts:** Darstellung der Antwortfunktion im diffusiven Regime (3D Ansicht und Querschnitt bei der halben Peak-Höhe), mit deutlicher Ausbreitung in die Strom- und Spannungskontakte (nach [25]), und im ballistischen Regime, in dem ein Magnetfeld in allen Bereichen des Kreuzes den gleichen Beitrag zur Hall-Spannung liefert (nach [2]).

von $10 \mu\text{m}$ ($l \approx 9, 64 \mu\text{m}$ für den Sensor Gen221_2 bei $T = 3, 6 \text{ K}$ und $V_{Gate} = 200 \text{ mV}$). Die Messungen an EuB_6 wurden zwischen 5 und 50 K mit geerdetem Gate durchgeführt. Der Sensor war demnach im diffusiven Transportregime.

Eine Berücksichtigung des Transportregimes bei der Arbeit mit Mikro-Hall-Sensoren ist notwendig, da das von der Probe erzeugte Streufeld oft inhomogen im Bereich des Hallkreuzes ist und die Größe des sensitiven Bereichs des Kreuzes vom Verhalten der Elektronen im entsprechenden Transportregime abhängt.

Im ballistischen Regime ist die gemessene Hall-Spannung bei kleinen magnetischen Feldstärken im Allgemeinen durch das mittlere Feld im Bereich der Hall-Kreuze gegeben (Modellrechnungen z.B. Li *et al.* [26, 27], vgl. Abb. 1.9). Abweichungen vom klassischen Hall-Effekt können durch einen Faktor α berücksichtigt werden ($V_H = \alpha \frac{I \langle B_z \rangle}{ne}$). Eine genauere Beschreibung des Korrektur-Faktors im ballistischen und quasiballistischen Regime (der unter anderem von der Probengeometrie abhängt) findet sich in [28].

Im Gegensatz zum ballistischen Regime breiten sich die sensitiven Bereiche im diffusiven Regime bis in die Arme der Struktur aus, sodass Streufelder in diesem Bereich

ebenfalls zur Hall-Spannung beitragen. Der sensitive Bereich des Sensors hat dadurch in etwa die doppelte Fläche des eigentlichen Kreuzes, wobei verschiedene Bereiche des Hall-Kreuzes unterschiedlich stark auf das Magnetfeld reagieren. Die Magnetfeldmitteilung ist nicht mehr gleichmäßig und es muss eine Antwortfunktion berücksichtigt werden (Abb. 1.9). Einige Modellrechnungen beleuchten den Einfluss einer beliebigen inhomogenen Magnetfeldverteilung im Kreuzungsbereich einer zweidimensionalen Hallsonde. Im Allgemeinen weicht die Antwortfunktion für ein symmetrisches Kreuz bei schwachen, nicht zu inhomogenen, Feldern nicht sehr von einer homogenen Verteilung im Kreuzbereich ab [25, 29, 30].

Die Berücksichtigung dieser Zusammenhänge ist insbesondere bei der Wahl einer zur Probe passenden Strukturgröße, z.B. zur Messung der Hysterese einzelner magnetischer Nanopartikel, wichtig. Im Rahmen dieser Arbeit sollte zunächst der Herstellungsprozess an Hall-Strukturen nicht zu kleiner Abmessungen (symmetrische Hallkreuze mit $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ siehe Kapitel 3 Abb. 3.4) erprobt werden. Diese Größe von Hallkreuzen lässt sich, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt wird, mittels optischer Lithografie herstellen und ermöglicht, sensitive Streufeld-Messungen an nicht zu kleinen Proben durchzuführen.

Zusammenfassung

Um die Mikro-Hall-Magnetometrie in unserer Arbeitsgruppe langfristig weiter nutzen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Herstellungsprozess der Sensoren etabliert. Für den Herstellungsprozess mittels optischer Lithografie und nasschemischer Ätzung wurden geeignete Parameter gefunden, die es ermöglichen, Sensoren mit einer Strukturgröße von $10\ \mu\text{m}$ zuverlässig herzustellen. Da die Kontaktierung des $150\ \text{nm}$ unter der Oberfläche liegenden zweidimensionalen Elektronengases mittels In/Sn sehr erfolgreich war, konnte nach ersten Funktionstests bei Raumtemperatur eine umfassende Charakterisierung der hergestellten Sensoren durch AC- und DC-Widerstandsmessungen im Kryostaten erfolgen. Simultane Messungen des Magnetwiderstands und des Halleffekts erlaubten die Bestimmung der Ladungsträgerdichte und Mobilität der Sensoren in Abhängigkeit von der Temperatur und der angelegten Gate-Spannung. Die charakterisierten Sensoren konnten anschließend für magnetische Streufeld-Messungen an einer makroskopischen Probe eingesetzt werden.

Das ferromagnetische Semimetall EuB_6 zeigt zwei aufeinanderfolgende magnetische Übergänge bei $T_{c1} \approx 16,1\ \text{K}$ und $T_{c2} \approx 13\ \text{K}$, deren Ursprung und deren Zusammenhang mit dem auftretenden CMR-Effekt noch nicht geklärt ist. Neben den bereits in der Arbeitsgruppe durchgeführten Transportmessungen [62] sollten mithilfe der Mikro-Hall-Sensoren Einblicke in die magnetischen Eigenschaften des Materials gewonnen werden. Ferner sollte untersucht werden, wie mit den Sensoren die magnetischen Eigenschaften einer makroskopischen Probe gemessen werden können. Dazu wurde eine stabförmige, einkristalline Probe ausgewählt und so auf dem Sensor platziert, dass zwei Kreuze unter der Probe, ein Kreuz an der Probenkante und zwei nicht von der Probe bedeckte Kreuze gleichzeitig gemessen werden konnten.

Abkühlmessungen ohne externes Magnetfeld zeigten, dass bei T_{c1} eine spontane Magnetisierung der Probe einsetzt, während bei T_{c2} keine Veränderung des Gesamtstreu-felds der Probe sichtbar ist. Durch temperaturabhängige Messungen in konstanten Magnetfeldern konnte verfolgt werden, wie der Übergang bei T_{c2} in externen Magnetfeldern stärker ausgeprägt wird, während der Übergang bei T_{c1} und eine weitere Anomalie bei $T_{c3} \approx 8,5\ \text{K}$ unterdrückt werden. Die temperaturabhängigen Messungen sind sehr systematisch und erlauben eine zuverlässige Bestimmung der Übergangstemperaturen. Die magnetfeldabhängigen Messungen zeigten in guter Übereinstimmung

mit der Literatur im Rahmen der Auflösung keine Hysterese und ermöglichten den direkten Vergleich der gemessenen Hall-Spannung mit bereits veröffentlichten Magnetisierungsdaten von Zhang *et al.* [49].

Es konnte gezeigt werden, dass die Messung des lokalen Streufelds unterhalb einer makroskopischen Probe Informationen liefert, die im Gesamtstreufeld nicht zu erkennen sind. So tritt in den magnetfeldabhängigen Messungen ein charakteristisches Maximum unterhalb des ersten Übergangs bei T_{c1} auf, das mit der entstehenden magnetischen Ordnung in Zusammenhang gebracht werden kann. Die lokale Erhöhung des Streufelds tritt, wie der Übergang bei T_{c1} , nur in kleinen externen Magnetfeldern auf, bleibt aber bemerkenswerterweise auch bei Temperaturen unterhalb von T_{c2} erhalten. Neben dem Auftreten dieses charakteristischen Maximums in den Magnetfeld-Sweeps unterhalb von T_{c1} wird der Übergang selbst in externen Magnetfeldern zu höheren Temperaturen verschoben. Dieses Verhalten kann als weiterer Hinweis für das Auftreten des Übergangs bei Erreichen einer kritischen Polaronengröße, die vom Magnetfeld abhängt, gedeutet werden. Die Abhängigkeit des Messsignals von der Vorgeschichte der Probe kann mit der Entstehung von magnetischen Domänen unterhalb von T_{c2} in Verbindung gebracht werden und stützt die These, dass es sich bei dem zweiten Übergang um einen ferromagnetischen Volumenübergang handelt.

Um auf die Probleme, die bei einer quantitativen Analyse von Streufelddaten einer makroskopischen Probe auftreten können, aufmerksam zu werden, wurden erste semi-quantitative Streufeld-Berechnungen durchgeführt.

Bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern ist der magnetische Zustand der Probe wohldefiniert und der experimentell bestimmte Hall-Widerstand ist in bemerkenswert guter Übereinstimmung mit den berechneten Hall-Widerständen. Die größten Fehlerquellen liegen in der nicht genau bekannten Geometrie der Probe und der Position relativ zu den Kreuzen, sowie in der vereinfachten Mittelung des Streufeldes im Sensorbereich ohne Berücksichtigung des diffusiven Transportregimes des Sensor-materials.

Parallel zu der Arbeit an den Sensoren und den magnetischen Messungen wurde gemeinsam mit Dr. Jens Brandenburg ein neuer ^3He -Kryostat in Betrieb genommen. Während der Arbeit am Kryostaten konnten die hergestellten Sensoren bereits erfolgreich für erste Testmessungen eingesetzt werden. Die Messungen zeigen, dass dieser Messaufbau in Zukunft den Einsatzbereich der Mikro-Hall-Magnetometrie erweitern wird.

Wie im folgenden Ausblick der Arbeit erwähnt wird, wurden bereits erste Vorarbeiten zur Herstellung planarer Kontakte durchgeführt.

Ausblick

Nach der erfolgreichen Herstellung und Charakterisierung von $10\ \mu\text{m}$ großen Mikro-Hall-Sensoren sind die Grundlagen für eine weitergehende Optimierung des Herstellungsprozesses gelegt. Dazu gehört die Herstellung von Sensoren mit kleineren Strukturgrößen, die eine Untersuchung von magnetischen Mikro- und Nanostrukturen erlauben. In ähnlicher Weise wie die $10\ \mu\text{m}$ Strukturen könnten in einem ersten Schritt Strukturgrößen bis $3\ \mu\text{m}$ noch mittels optischer Lithografie hergestellt werden, um in einem nächsten Schritt Strukturen im Submikrometerbereich mittels Elektronenstrahlithografie herzustellen.

Neben der Miniaturisierung könnten die Sensoren durch die Verwendung planarer Kontakte, basierend auf eindiffundierten Au/Ge/Ni-Filmen (z.B. nach [63, 64, 65]) anstelle der In/Sn-Kontakte, weiter verbessert werden. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits der zusätzlich benötigte Lithografieschritt, das Aufdampfen der AuGe-Legierung auf die Kontaktbereiche sowie der anschließende Lift-off-Prozess, erfolgreich erprobt. Nach der Kalibrierung des e^- -flux Elektronenstrahlverdampfers steht in Zukunft eine Möglichkeit zur Herstellung des zusätzlich benötigten Nickelfilms zur Verfügung und somit einer erfolgreichen Umsetzung der planaren Kontakte nichts mehr im Wege.

Durch die planare Geometrie wird ein einfacheres Aufbringen von Proben im FEBID-Prozess (Focused Electron Beam-Induced Deposition) möglich, was die geplante Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Michael Huth z.B. zur Untersuchung von CoPt-Strukturen vereinfachen wird. Eine planare Kontaktgeometrie ermöglicht es auch, weitere Lithografieschritte auf den fertig gestellten Sensoren durchzuführen. Dadurch könnten ferromagnetische Metallfilme mit bekannter Geometrie aufgebracht werden, die eine weiterführende Kalibrierung der Sensoren durch Streufeld-Berechnungen und unabhängige Magnetisierungsmessungen ermöglichen.

Die Messungen an EuB_6 zeigten, dass durch Streufeld-Messungen unterhalb der Probe Einsichten in die lokalen magnetischen Eigenschaften gewonnen werden können. In Zukunft könnte durch die Untersuchung von magnetischen Domänen bzw. Domänenwänden ein weiteres Anwendungsgebiet der Mikro-Hall-Magnetometrie erschlossen werden. Da es in der Arbeitsgruppe weitreichende Erfahrungen im Bereich der Fluktuationsspektroskopie gibt, könnten in Zukunft magnetische Fluktuationssmessungen

(flux noise) mit den Sensoren durchgeführt werden, um die Dynamik von magnetischen Prozessen zu erfassen. Solche Messungen könnten an der EuB_6 -Probe getestet werden, sobald eine Charakterisierung des Rauschverhaltens der Sensoren ohne Probe vorliegt. Anschließend ist geplant, die untersuchte EuB_6 -Probe vom Sensor zu entfernen, ihre Abmessungen genauer zu bestimmen und sie in einem SQUID-Magnetometer zu charakterisieren. Mit den erhaltenen Magnetisierungsdaten könnten die gemessenen Hall-Spannungen skaliert und in die entsprechende Magnetisierung umgerechnet werden. Eine weiterführende Analyse der umfangreichen Messdaten wird im Rahmen eines Modells, das zwei unterschiedliche magnetische Phasen oder variable Clustergrößen berücksichtigt, angestrebt.

Mit der Inbetriebnahme des neuen Kryostaten wurde das Tor zur Etablierung einer Reihe neuer Messtechniken weit aufgestoßen. Neben dem drehbaren Probenhalter steht nun eine zusätzliche Spule sowohl zur Erzeugung kleiner konstanter Magnetfelder als auch zur Erzeugung magnetischer Wechselfelder (z.B. für Suszeptibilitätsmessungen) zur Verfügung. Durch die zusätzlichen Kontakte am Probenhalter können eine Vielzahl von Messaufbauten realisiert werden. Es könnten makroskopische Proben auf dem Sensor kontaktiert werden, sodass Transportmessungen durchgeführt werden könnten, während mit den Sensoren gleichzeitig die magnetischen Eigenschaften der Probe gemessen werden (z.B. gleichzeitige Messung des Probenwiderstands und des Meißner-Ochsenfeld-Effekts am supraleitenden Übergang). Weiterhin besteht nun die Möglichkeit, auf einfache Weise eine Tieftemperaturleuchtdiode zu betreiben, um den Einfluss von Licht auf das Sensormaterial zu untersuchen.