Entwicklung und Design von Ferninfrarotantennen

Diplomarbeit
vorgelegt von
Steffen Groth
aus Hamburg

Institut für Angewandte Physik und
Zentrum für Mikrostrukturforschung
Universität Hamburg
September 2004

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis **III**

1 Einleitung **7**

2 Theorie **9**
2.1 Zweidimensionales Elektronengas 9
2.2 Antennen 12

3 Präparation **17**
3.1 Heterostruktur 17
3.2 Bearbeitung des Wafers 18
3.3 Präparation des Hallbars 19
3.4 Einlegieren von Kontakten 20
3.5 Aufdampfen der Antenne und der Leiterbahnen 21
3.6 Das Wedgen 22
3.7 Das Bonden 23

4 Messmethoden **25**
4.1 Magnetotransportmessung 27
4.2 Photoleitungsspektroskopie 28
4.3 Spektral integrierte Photoleitung 29
4.4 Bolometrischer Effekt 31

5 Messergebnisse **34**
5.1 Ergebnisse und Auswertung 34
5.2 Verwendete Antennentypen 37
5.3 Einfluss der Beleuchtungsrichtungen 39
5.4 Substrateinfluss 41
5.5 Einfluss der Wärmeleitfähigkeit 43
5.6 Abhängigkeit von der Ätztiefe 45
5.7 Einfluss des lateralen Abstandes 50

5.8 Vergleich ohne Antenne 50

6 Zusammenfassung und Ausblick 52

A Prozessparameter 55
A.1 Mesa 55
A.2 Einlegierkontakte 56
A.3 Leiterbahnen und Antenne 56

Literaturverzeichnis 57

Abbildungsverzeichnis

2.1 Bandstruktur der Probe 10
2.2 Shubnikov-de Haas-Oszillationen 11
2.3 Antennentypen 13
2.4 Feldüberhöhung einer Antenne 15
2.5 Abhängigkeit des Spitzenradius 16

3.1 Aufbau der Heterostruktur 18
3.2 Orientierung des Wafers 19
3.3 Der Hallbar 20
3.4 Hallbar mit Einlegierkontakten 21
3.5 Bild der Antenne 22
3.6 Fertige Probe 23
3.7 Bild der gebondeten Probe 24

4.1 Probenstab im Kryostaten 26
4.2 Magnetotransportmessung 27
4.3 Photoleitungsspektroskopie 28
4.4 Spektral integrierte Photoleitung 30
4.5 Rack mit Messgeräten 31
4.6 Der bolometrische Effekt 32

5.1 Messkurven 35
5.2 Photoleitungsspektren 37
5.3 Messkurven unterschiedlicher Antennentypen 38
5.4 Verstärkung unterschiedlicher Antennentypen 38
5.5 Messkurven der unterschiedlichen Bestrahlungsrichtungen . . . 40
5.6 Vergleich zwischen von oben und von unten bestrahlter Probe 40
5.7 Spektral integrierte Photoleitungsmessungen am 2DEG in GaAs und InAs 42
5.8 Spektral integrierte Photoleitungsmessung am ganzen und am durchtrennten GaAs-Hallbar 44

5.9 Vergleich zwischen Messungen vor und nach dem Durchtrennen eines Hallbars 44
5.10 Querschnitt durch den Hallbar und die Antenne 45
5.11 Messkurven zu unterschiedlichen Höhen zwischen Antennenebene und 2DEG an einem 50 μm breiten Hallbar 46
5.12 Signalverteilung auf dem Hallbar 47
5.13 Ätztiefenabhängigkeit der Verstärkung an 50 μm breiten Hallbars 47
5.14 Messkurven zu unterschiedlichen Höhen zwischen Antennenebene und 2DEG an einem 5 μm breiten Hallbar 49
5.15 Ätztiefenabhängigkeit der Verstärkung an 5 μm breiten Hallbars 49
5.16 Messkurven ohne Antenne 51
5.17 Referenzmessung ohne Antenne 51

Kapitel 1

Einleitung

Am Anfang des neuen Jahrhunderts befindet sich die Halbleiter-Technologie weiterhin in einem starken Wandel. Sie ist eines der Hauptgebiete heutiger Forschung und Entwicklung mit einem großen Einfluss auf zukünftige Techniken. Bereits im Jahre 1947 wurde der erste Germanium-Transistor erfunden, aber erst als im Jahre 1958 die Integrierten Schaltungen (ICs) zur Anwendung kamen, begann die Mikroelektronik stark an Bedeutung zu gewinnen. Mit der Entwicklung unipolarer Silizium-MOSFETs[1] fand eine Weiterentwicklung der bipolaren Transistoren statt. Unipolare Silizium-MOSFETs stellen in der heutigen Zeit eines der wichtigsten Schaltelemente der Mikroelektronik dar. Die Bemühungen der Halbleiterindustrie immer mehr Transistoren auf einem Chip unterzubringen, führt zu einer fortwährenden Miniaturisierung der Schaltungen. Da auch in der Mikroelektronik ein längerer Weg einen unnötigen Zeitverlust darstellt, hat dieser Prozess den positiven Nebeneffekt von schnelleren ICs. Um die Reinheit zu gewährleisten, die für die Weiterverarbeitung dieser Mikrostrukturen aus Halbleitermaterialien wie Silizium (Si), Galliumarsenid (GaAs) oder Aluminium-Galliumarsenid (AlGaAs) benötigt wird, wurden die Präparationsprozesse, wie das Auftragen von Masken und das Ätzen, in Reinsträume verlegt. In diesen Reinsträumen wird die ständig zirkulierende Luft durch aufwendige Filtersysteme gereinigt, um die Verunreinigung der Probe durch feinste Staubpartikel zu verhindern.
Die immer kleiner werdenden Strukturen sowie das "Maßschneidern" von Heterostrukturen bedeutete eine Einschränkung in der Bewegungsfreiheit der Elektronen. Das Anlegen von starken Magnetfeldern verstärkt die Einschrenkung noch weiter. 1980 führte ein solches System zur Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts an einem MOSFET durch Klaus von Klitzing [vK80]. Für diese Arbeit erhielt er 1985 den Nobelpreis.

[1] MOSFET: *metal oxide semiconductor field effect transistor* (engl.) Metalloxid-Feldeffekt-Transistor

Durch die immer weiter voranschreitende Miniaturisierung auf vielen Gebieten der Halbleitertechnologie kommt auch die Ferninfrarotspektroskopie mehr und mehr in den Bereich der Untersuchung einzelner Nanostrukturen, wie einzelner Quantenpunkte oder einzelner Quantendrähte [Kom00]. Da die Strahlungsintensität der vorhandenen breitbandigen Ferninfrarot-Strahlungsquellen, wie Quecksilber-Dampflampen, allerdings kaum ausreicht um Nanostrukturen mit kleinem Längen- zu Breitenverhältnis zu untersuchen, ist es notwendig, deren Intensität lokal im Bereich der Nanostrukturen deutlich zu erhöhen [Hu96]. In dieser Arbeit werden Ferninfrarotantennen vorgestellt, mit deren Hilfe eine Strahlungsintensitätserhöhung an einzelnen Hallbars untersucht wurde. Nach einer kurzen Einführung in die Theorie zu dieser Arbeit folgt ein Kapitel über die Präparation der verwendeten Antennen und ein Kapitel über die Messmethoden. Eine Vorstellung und Diskussion der erzielten Ergebnisse erfolgt am Ende der Arbeit.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Zweidimensionales Elektronengas

Werden in einem MBE[1]-Prozess verschiedene Halbleitermaterialien mit annähernd gleicher Gitterkonstante, wie beispielsweise GaAs und AlGaAs, auf einen Wafer aufgedampft, so ergibt sich aufgrund einer veränderten Bandlücke im AlGaAs zum GaAs eine Leitungsbanddiskontinuität: bei dem Übergang vom einen Halbleiter in den anderen macht die Leitungsbandkante einen Sprung. Durch Modulationsdotierung der AlGaAs-Schicht mit Silizium (Si) kann der Verlauf der Leitungs- und Valenzbandkante so verändert werden, dass ein Potenzialtopf senkrecht zur Wachstumsrichtung entsteht. Außerhalb dieser xy-Richtung des Potenzialtopfes ist die Bewegung der Elektronen eingeschränkt.
Da die Elektronen außerhalb dieser Ebene an der Bewegung gehindert sind, spricht man von einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG), da sich die Elektronen in dieser Ebene wie Teilchen eines Gases frei bewegen können. In Abb. 2.1 sieht man die schematische Darstellung des Bandkantenverlaufs eines dieser 2DEGs. Im oberen Bereich der Abbildung ist die Leitungsbandkante, im unteren die Valenzbandkante dargestellt. Die Fermienergie ist durch E_F gekennzeichnet. Die Bandlücke von AlGaAs durch E_{g1}, die von GaAs durch E_{g2}. Der undotierte Spacer trennt das 2DEG von der Si-dotierten Schicht. Die ungefüllten Kreise bezeichnen unbesetzte, die gefüllten besetzte Donator- bzw. Akzeptorniveaus. Das 2DEG ist als grauer Balken dargestellt. Seine Höhe symbolisiert die besetzten Zustände der Wellenfunktionen. Die Abbildung 2.1 entspricht dem Bandkantenverlauf der in dieser Arbeit verwendeten Proben. Deren zweidimensionalen Elektronensysteme wurde mit Hilfe von Ferninfrarotstrahlung (FIR-Strahlung) untersucht.

[1]MBE: *molecular beam epitaxy* (engl.) Molekularstrahlepitaxie

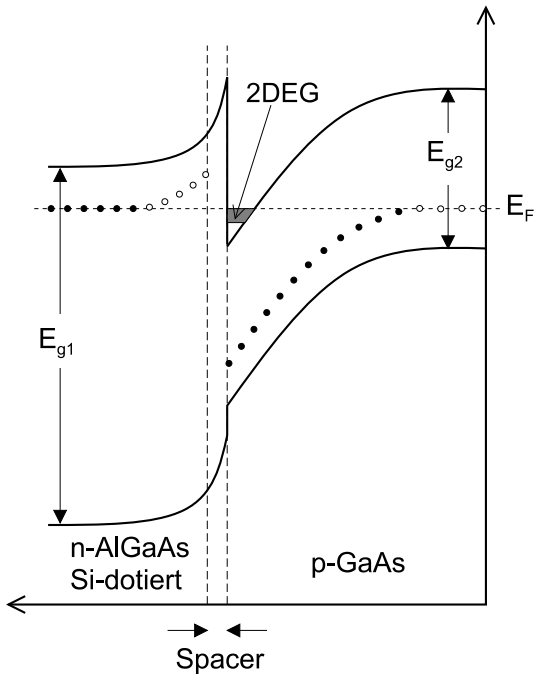

Abbildung 2.1: Schematischer Bandkantenverlauf der in dieser Arbeit verwendeten Proben. Oben ist die Leitungsbandkante, unten die Valenzbandkante dargestellt. Die Fermienergie ist durch E_F, die Bandlücke von AlGaAs durch E_{g1}, die von GaAs durch E_{g2} gekennzeichnet. Der undotierte Spacer trennt das 2DEG von den Si-Donatoren. Die ungefüllten Kreise bezeichnen unbesetzte, die gefüllten besetzte Donator- bzw. Akzeptorniveaus. Das 2DEG ist als grauer Balken dargestellt, dessen Höhe die besetzten Zustände der Wellenfunktionen symbolisiert [Gro01].

Legt man nun ein homogenes äußeres Magnetfeld in z-Richtung senkrecht zur Ebene des Elektronengases an, so werden die Elektronen im klassischen Bild auf Kreisbahnen gezwungen. Im quantenmechanischen Bild befinden sich die Elektronen in Eigenzuständen vom Landau-Potenzial. Diese Eigenzustände werden als Landau-Niveaus bezeichnet. Die Energie dieser Landau-Niveaus ist hierbei gegeben durch

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \qquad n \in 0, 1, 2, 3, ... \tag{2.1}$$

Der Index n bezieht sich hierbei auf das n-te Landau-Niveau. $\omega_c = eB/m^*$ ist die Zyklotronresonanz, m^* die effektive Masse der Elektronen. Der Füllfaktor $\nu = N_S/N_L$ beschreibt die Zahl der besetzten Landau-Niveaus. N_S ist die

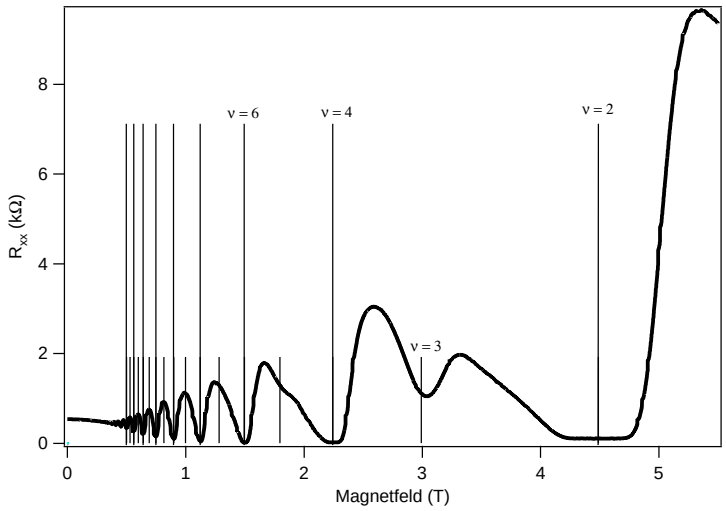

Abbildung 2.2: Eine in dieser Arbeit durchgeführte Messung einer Shubnikov-de Haas-Oszillationen an GaAs bei 1,6 K. Vollständige Trennung der Landau-Niveaus ab $B = 1$ T. Füllfaktor $\nu = 2$ bei 4,5 T, 3 bei 3 T, 4 bei 2,24 T, 6 bei 1,5 T und Füllfaktor 8 bei 1,12 T. Die geraden Füllfaktoren sind mit großen Linien, die ungeraden mit kleinen Linien gekennzeichnet. Die Ladungsträgerdichte der Probe beträgt $N_S = 2{,}2 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2.

Ladungsträgerdichte des 2DEGs. Jedes Landau-Niveau n ist folgendermaßen entartet:

$$N_{\mathrm{L}} = 2\frac{eB}{h} \tag{2.2}$$

Der Faktor zwei gilt dabei für Spin entartete Niveaus. Im Magnetfeld ist die Zustandsdichte, bei Vernachlässigung von Störungen, durch eine Summe von Deltafunktionen gegeben. Im realen System sind die Landau-Niveaus aufgrund von Streuprozessen und Kristalldefekten allerdings verbreitert [And82]. Die Zustandsdichte wird in solchen Systemen meistens als Summe von Gauß- oder Lorentz-förmigen Niveauverbreiterungen angegeben [Pot96]. Die elektronischen Transporteigenschaften im 2DEG werden stark durch die Zustandsdichte beeinflusst. Wird der Widerstand entlang der Stromflussrichtung R_{xx} gemessen, so treten sogenannte Shubnikov-de Haas-Oszillationen auf (Abb. 2.2). Diese sind periodisch in $1/B$ und dadurch zu erklären, dass die Fermienergie an die Energie der Landau-Niveaus gepinnt ist. Das kann man so verstehen, dass die Positionen der Landau-Niveaus auf der Energieskala mit wachsendem Magnetfeld zu höheren Energien verschoben werden und

dabei das Fermi-Niveau E_{F} bei einem Magnetfeld von $B = 0$ T durchlaufen. Hierbei werden die Zustände in einem Landau-Niveau gefüllt, bis dieses voll ist. Anschließend wird das nächste Landau-Niveau gefüllt. Dabei entsteht an ganzzahligen Füllfaktoren ein Sprung im Verlauf der Fermienergie. An diesen Stellen und bei genügend tiefen Temperaturen entstehen Widerstandsminima, die –sollten die Landau-Niveaus vollständig getrennt sein– Null erreichen. Dies ist in der an einer GaAs-Heterostruktur bei 1,6 K gemessenen Abb. 2.2 ab $B = 1$ T zu sehen. Gut zu erkennen sind auch der Füllfaktor $\nu = 2$ bei 4,5 T, 3 bei 3 T, 4 bei 2,24 T, 6 bei 1,5 T und Füllfaktor 8 bei 1,12 T. Die geraden Füllfaktoren sind mit großen Linien gekennzeichnet, die ungeraden mit kleinen Linien. Die Ladungsträgerdichte der Probe beträgt $N_S = 2{,}2 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2. Bestrahlt man nun ein 2DEG mit unpolarisierter Ferninfrarotstrahlung, so lassen sich Elektronen je nach Magnetfeldrichtung durch eine der beiden Polarisierungsrichtungen aus besetzten Landau-Niveaus mit dem Index n in das nächst höhere, unbesetzte oder teilweise besetzte Niveau mit dem Index $n + 1$ anregen [Abs74]. Diesen Übergang bezeichnet man als die Zyklotronresonanz. Sie hat die Übergangsenergie von

$$E_{n+1} - E_n = \hbar\omega_c. \tag{2.3}$$

2.2 Antennen

In dieser Diplomarbeit werden verschiedene Antennen-Systeme und Anordnungen auf ihre Verstärkungseigenschaften von Ferninfrarotstrahlung hin untersucht. Drei verschiedene Antennentypen sind in Abb. 2.3 gezeigt. Es handelt sich hierbei um zwei sogenannte Bow-Tie-Antennen, eine mit flacher Oberkante (A) und eine mit gewölbter Oberkante (B), jeweils mit einem Radius von 1360 μm und einem Öffnungswinkel $\alpha = 90°$, sowie um eine Logarithmisch-Periodische-Antenne (C) oder kurz eine Log-Periodische-Antenne, mit einem Radius von 1000 μm und den spezifischen Winkeln $\alpha = \beta = 45°$. Die Dimensionierung des nächst kleineren Antennenarmes der Log-Periodischen-Antenne beträgt 90 % seines größeren Nachbarn. Bei allen drei Antenne handelt es sich um breitbandige Antenne, die sich dadurch auszeichnen, dass ihre Impedanzen sowie die Abstrahl- und Empfangscharakteristiken über einen großen Frequenzbereich konstant sind. In dieser Arbeit wurde vor allem ein Augenmerk auf breitbandige Antennentypen gelegt, die einen Großteil der benötigten Frequenzen der vorhandenen Strahlungsquellen in gleicher Weise verstärken sollten. Das grundsätzliche Prinzip einer Breitbandantenne basiert auf der Skalierung. Eine breitbandige Antenne ist so aufgebaut, dass die Geometrie, mit einem Skalierungsfaktor τ multipliziert, die Antenne unverändert lässt. Dadurch bleiben sowohl die Impedanz,

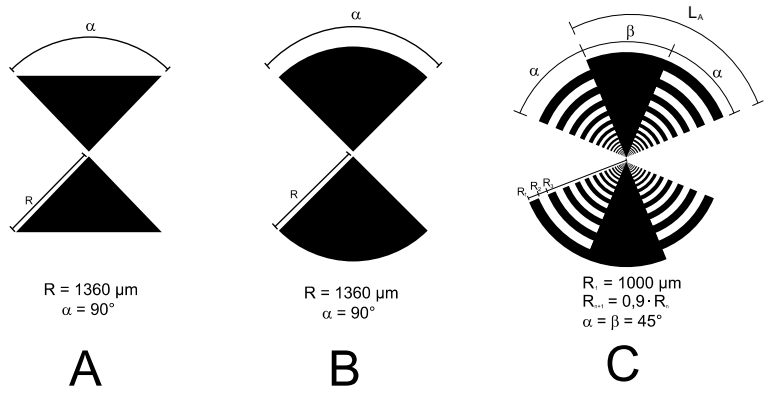

Abbildung 2.3: Gezeigt sind eine Bow-Tie-Antenne mit flacher Rückseite, einem Radius von 1360 μm und einem Öffnungswinkel $\alpha = 90°$ (A), eine Bow-Tie-Antenne mit runder Rückseite, einem Radius von 1360 μm und einem Öffnungswinkel $\alpha = 90°$ (B) und eine Logarithmisch-Periodische-Antenne (C) mit einem Radius von 1000 μm und den Winkeln $\alpha = \beta = 45°$. Die Dimensionierung des nächst kleineren Antennenarmes der Log-Periodischen-Antenne beträgt 90 % seines größeren Nachbarn.

als auch die Abstrahlcharakteristik und alle anderen Eigenschaften erhalten, wenn man die Wellenlänge der einfallenden Strahlung auch um diesen Faktor τ verändert [Rum66]. Dies folgt, wenn man die Goldantennen bei 1,6 K als idealen Leiter ansieht, unmittelbar aus den Maxwell-Gleichungen. Eine solche Geometrie weisen zum Beispiel die verwendeten Log-Periodischen-Antennen auf. Jeder Skalierungsfaktor τ überführt die Form der Antenne wieder in sich selbst. Es gibt zwei natürliche Einschränkungen für die Antenne:

1. Die Methode der Photolithographie: wie alle anderen Methoden auch, lässt sie keine beliebig kleinen Strukturen zu. Im sehr kleinen Bereich der Antenne muss also aufgrund der Möglichkeiten der Lithographie auf Breitbandigkeit verzichtet werden.

2. Eine strikte Anwendung der Konstruktionsvorschrift führt zu einer unendlich ausgedehnten Antenne. Für die größten Antennenarme auf der Außenseite der Antenne ist ein Kompromiss zu finden. Ein vorzeitiges Abbrechen der Antennenkonstruktion bei endlicher Größe darf nicht dazu führen, dass sich die Antenneneigenschaften signifikant ändern.

Die Länge L_A des Antennenarms mit dem Index n lässt sich bestimmen durch die Formel:

$$L_A = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{R_n + R_{n+1}}{2} \tag{2.4}$$

Der kleinste Arm der Antenne besitzt eine Länge von etwa 25 μm, der längste etwa 1570 μm. Jeder Arm kann dabei nur Wellenlängen aufnehmen, deren Vielfache von $\lambda/2$ seine eigene Länge sind. Dies entspricht für $\lambda/2$ bei dem kleinsten Arm einer Wellenzahl von $\bar{\nu} = 200$ cm^{-1}, für den größten einer Wellenzahl von $\bar{\nu} = 3,2$ cm^{-1}, was demnach auch der kleinsten Wellenzahl entspricht, auf die die Antenne anspricht.
Da nur bestimmte Frequenzen in die einzelnen Arme der Antenne einkoppeln können, sollte der Skalierungsfaktor τ, um eine gute Breitbandigkeit zu erreichen, nicht zu gering sein. Nach Schildheuer [Sch67] ergibt sich:

$$\tau \geq 0,7$$

Sollte der Skalierungsfaktor kleiner als 0,7 sein, so sind die Abstufungen der Armlängen L_A zu groß und die in den Lücken liegende Wellenlängen der Strahlung können nicht in gleicher Weise verstärkt werden, wie die Wellenlängen, die mit den Armlängen übereinstimmen. Eine gute Breitbandigkeit wäre nicht gegeben.
Eine weitere Herausforderung bei der Verwendung einer Log-Periodischen-Antenne ist das Impedanzverhalten, welches mit dem Faktor $1/\tau$ logarithmisch periodisch in der Frequenz ist. Eine breitbandige Antenne liegt aber nur vor, wenn die Impedanz Z innerhalb einer Periode nicht zu sehr schwankt. Eine gute Lösung für diese Herausforderung ist es, die Form der Antenne selbstkomplementär zu wählen. Hierbei hat die Form der aufgedampften Goldantenne die gleiche Form wie das frei gebliebene Stück zwischen den Antennenhälften. Würde man also die ausgesparte Fläche mit Gold füllen und gleichzeitig das vorhandene Gold entfernen, so erhielte man wieder die ursprüngliche Antenne nur um 90^0 gedreht. Für diese selbstkomplementären Antennen ist die Impedanz frequenzunabhängig und beträgt nach Rumsey [Rum66]:

$$Z_{sk} = \frac{Z_0}{2} \approx 189\ \Omega \tag{2.5}$$

mit $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi\ \Omega \approx 377\ \Omega$, der Vakuumimpedanz [Pay99]. Die strikte Anwendung dieses Prinzips der Selbstkomplementarität führt allerdings wieder zu Antennen mit unendlicher Ausdehnung.
Die bereits erwähnte Abbruchbedingung an der Antennenspitze führt zu einer weiteren Besonderheit in dem Design von Antennen. Die elektromagnetischen Wellen der Ferninfrarotstrahlung koppeln in die Antenne ein. Dies führt zu einer Umverteilung der Oberflächenladung mit einer lokalen Feldüberhöhung an ihrer Spitze. In der an einer einzelnen Bow-Tie-Antennenhälfte durchgeführten Simulation in Abb. 2.4 von Crozier *et al.* [Cro94] ist die Verteilung des instantanen Oberflächenstroms anhand der Pfeillänge im direkten Plot

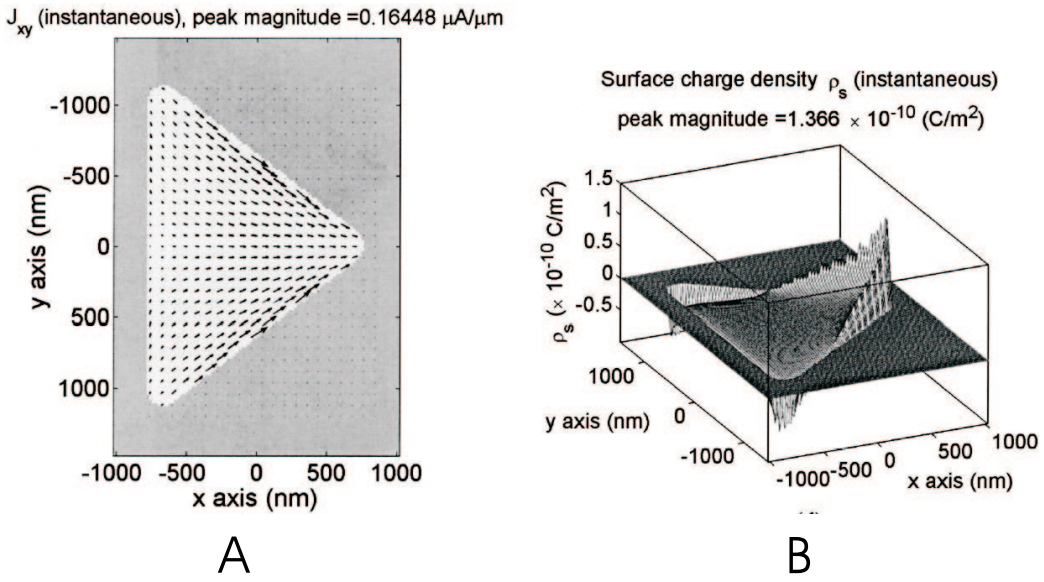

Abbildung 2.4: Eine von Crozier *et al.* [Cro94] durchgeführte Simulation der Feldüberhöhung auf der Oberfläche einer einzelnen Bow-Tie-Antennenhälfte. (A) Die Länge der Pfeile gibt den instantanen Oberflächenstrom an (direkter Plot). (B) Die instantane Oberflächenladung auf der Antenne.

(A) zu sehen. Im Bild (B) ist die instantane Oberflächenladung auf der Antenne zu erkennen. Es ist von Bedeutung, eine sehr feine kaum abgerundete Antennenspitze zu fertigen, da die Feldlinien dann in diesem Bereich eine sehr hohe Dichte und damit eine hohe Feldstärke erreichen. Die Abb. 2.5 zeigt eine durchgeführte Berechnung der Antennenverstärkung in Abhängigkeit des Spitzenradius [Cro94].
Die erste erfolgreiche Anwendung einer planaren Log-Periodischen-Antenne gelang DuHamel und Isbel im Jahre 1957 [DuH57].

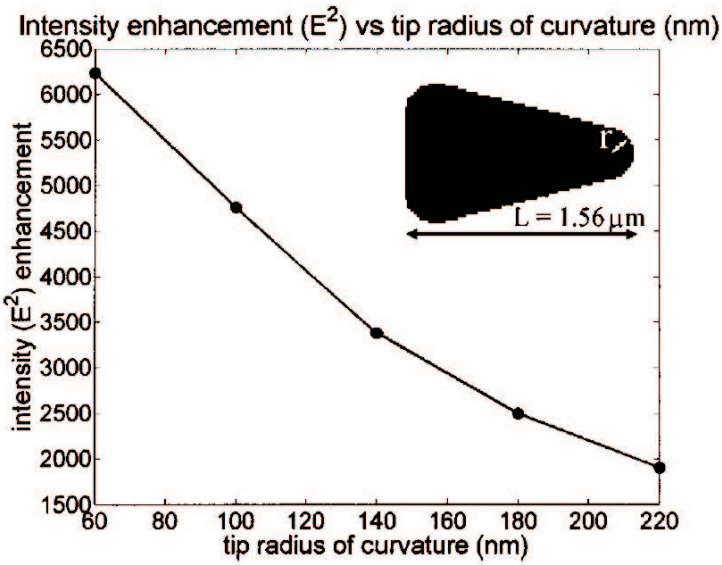

Abbildung 2.5: Eine von Crozier *et al.* [Cro94] durchgeführte Berechnung des Verstärkungsfaktors in Abhängigkeit des Spitzenradius.

Kapitel 3

Präparation

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mikrostrukturierte Hallbars aus MBE-gewachsenen Heterostrukturen hergestellt, die anschließend mit unterschiedlichen Antennen versehen wurden. Die Präparation gliedert sich dabei in zwei Haupt- und mehrere Unterschritte. Die Hauptschritte sind hierbei die Mikrostrukturierung des 2DEG und das Aufdampfen der Antenne und der Leiterbahnen. Hierbei kommt ein Ätzprozess und die Technik der UV-Photolithographie zum Einsatz. Die Präparation wird aufgrund der Temperaturstabilität und der konstanten Luftfeuchtigkeit im Reinstraum des Zentrums für Mikrostrukturforschung Hamburg, durchgeführt. Die Gefahr der Verunreinigung einzelner Prozessschritte durch feinste Staubpartikel wird dadurch ebenfalls ausgeschlossen. Die genaue Vorgehensweise bei der Herstellung der Mikrostrukturen mit allen Unterschritten wird im Folgenden erklärt.

3.1 Heterostruktur

Alle in dieser Diplomarbeit verwendeten Proben, bis auf eine, wurden aus GaAs-HEMTs[1] hergestellt. Ein InAs-HEMT wurde zu Testzwecken bearbeitet und vermessen. Alle verwendeten HEMTs wurden in der Hamburger MBE gewachsen. Die GaAs-Proben stammen aus den Wafern #1275 und #1276, die InAs-Probe hatte die Nummer #1333. Der Aufbau der verwendeten GaAs-HEMTs ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die in der MBE in Hamburg hergestellten GaAs-HEMTs werden auch für andere Anwendungen verwendet. Sie beginnen mit einem Wafer, einer Scheibe aus GaAs-Einkristall, von 2 Zoll Durchmesser. Auf diesen Einkristall wird zunächst ein Supergitter aus 50 Schichten 2,8 nm dicken AlAs und 2,8 nm dicken GaAs aufgewachsen.

[1] HEMT: *high electron mobility transistor* (engl.) Transistor mit hochbeweglichen Elektronen

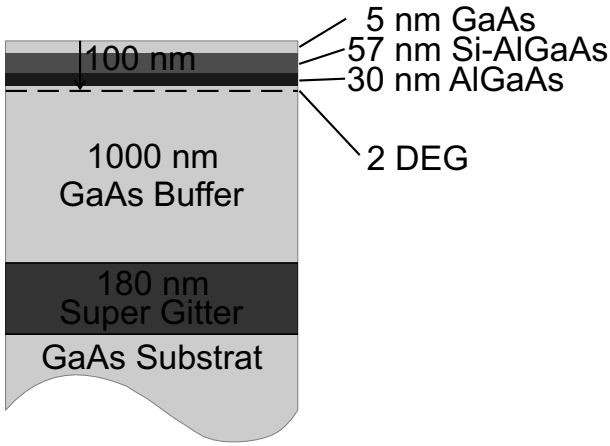

Abbildung 3.1: Aufbau eines GaAs-HEMTs. Die 57 nm Si-AlGaAs zusammen mit den 30 nm AlGaAs bilden die HEMT-Struktur. Das 2DEG befindet sich ca. 100 nm unterhalb der Oberfläche. Der 1000 nm dicke Buffer sorgt für eine saubere Oberfläche und baut Verspannungen durch das auf das Substrat gewachsene Supergitter ab.

Anschließend kommen 1000 nm GaAs als Buffer, um durch das Supergitter aufgetretene Verspannungen abzubauen und eine saubere Oberfläche für die HEMT-Struktur zu schaffen. Dies ist notwendig, um eine gute Qualität des im oberen Bereich des Buffers befindlichen 2DEG zu gewährleisten. Erst jetzt wird die Standard HEMT-Struktur, bestehend aus 30 nm AlGaAs, gefolgt von 57 nm Si-dotierten AlGaAs, aufgewachsen. Als letzter Schritt wird zum Schutz der Dotierschicht eine 5 nm dicke sogenannte Caplayer aus GaAs als Deckschicht aufgewachsen. Für die Messungen in dieser Diplomarbeit ist lediglich die Tiefe der Standard HEMT-Struktur und damit der elektronisch aktiven Schicht von Bedeutung. Sie befindet sich etwa 100 nm unter der Probenoberfläche. Eine Abbildung des Bandkantenverlaufes dieser Proben ist im Kapitel 2.1 Abb. 2.1 zu sehen.

3.2 Bearbeitung des Wafers

Erhält man aus der MBE einen Wafer, so ist er mit einem Durchmesser von 2 Zoll für die weitere Verarbeitung noch ungeeignet und der Verlust wäre viel zu groß, wenn man ihn nicht vorher noch zerkleinern würde. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Wafer entlang der $(0\bar{1}1)$- und (011)-Richtung in 6x6 mm große Stücke gebrochen. Damit man die Richtungen an dem Wa-

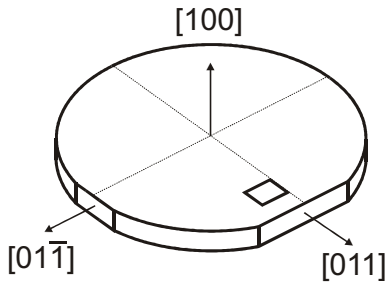

Abbildung 3.2: Die Orientierung der Kristallachsen des Wafers sind durch eine kurze und eine lange abgeflachte Seite eindeutig bestimmbar. Das Quadrat deutet die Lage eines Probenstückes an [Gro01].

fer auch identifizieren kann, ist der Wafer nicht kreisrund, sondern besitzt zwei abgeflachte Seiten. Eine lange abgeflachte Kante verläuft senkrecht zur (011)-Richtung und eine kurze abgeflachte Kante markiert die senkrecht zu ihr verlaufende (01$\bar{1}$)-Richtung. Zum besseren Verständnis ist ein Wafer mit den abgeflachten Kanten und den dazugehörigen Richtungen in Abb. 3.2 dargestellt. Nach dem Brechen werden die nun kleinen Probenstücke mit Aceton und Isopropanol gereinigt, um Verunreinigungen zu entfernt.

3.3 Präparation des Hallbars

Das 2DEG, welches sich nach dem Aufwachsen in der MBE unter der gesamten Probenoberfläche verteilt, wird nur an einigen Stellen benötigt. Hierzu wird es in den nicht benötigten Bereichen durch Ätzen entfernt. Hierfür wird zunächst eine Lackschicht auf die Probe aufgetragen. Diese wird bei 4500 Umdrehungen pro Minute aufgeschleudert und hat anschließend eine Dicke von einigen 100 nm. Die Lackschicht wird dreißig Minuten bei 90°C in einem Ofen ausgebacken, oder 180 s bei 100°C auf einer Hot-Plate getrocknet, bevor sie weiter verarbeitet wird.
Im nächsten Schritt wird mit Hilfe der UV-Photolithographie der gewünschte Hallbar mit einem Mask-Aligner in den Lack belichtet und der Lack an den Stellen, die später geätzt werden sollen, mit einem Entwickler entfernt. Vor dem Ätzen werden in einem Barrelofen eventuelle letzte Reste von Lack an unerwünschten Stellen für eine Minute mit einem Sauerstoffplasma verascht. Eine permanente Kontrolle nach jedem Arbeitsschritt unter dem Lichtmikroskop schließt Fehler in den Produktionsschritten nahezu aus.
Bei dem sogenannten nasschemischen Ätzen wird mit einer schwefelsauren wasserstoffperoxydhaltigen Lösung unterschiedlich tief in die Oberfläche ge-

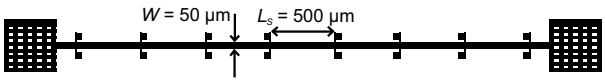

Abbildung 3.3: Art der verwendeten Hallbars. Die Quadrate an den Enden sind die Source- und Drainkontakte. Senkrecht zum Hallbar befinden sich kleinere Spannungsabgriffe, die den Hallbar in weitere Segmente aufteilen. Diese Abgriffe dienen zur Messung der Hallspannung U_H und der parallelen Spannung U_{xx}. Der Hallbar hat eine Länge von $L = 3{,}8$ mm. Die Länge der einzelnen Segmente beträgt $L_S = 500$ μm. Die Hallbars sind neben der Breite von $W = 50$ μm auch in einer Breite von 5 μm hergestellt worden.

ätzt. Bei einem Mischungsverhältnis von 600 Teilen Wasser zu acht Teilen Wasserstoffperoxyd und einem Teil Schwefelsäure ätzt diese Lösung etwa 40 nm pro Minute in die Oberfläche der Probe. Durch Veränderung der Ätzlänge kann also die Ätztiefe und damit der spätere Abstand zwischen 2DEG und Antenne eingestellt werden. Es muss jedoch immer darauf geachtet werden, dass auf jeden Fall das 2DEG an den unerwünschten Stellen entfernt wird. Dafür ist es mindestens notwendig, die Si-dotierte Schicht der HEMT-Struktur, die bis 62 nm unter der Oberfläche liegt, bis auf eine dünne Schicht wegzuätzen. Um sicher zu gehen, dass das 2DEG auf jeden Fall entfernt ist, wurde die Dotierschicht immer ganz weggeätzt.
Abb. 3.3 zeigt das typische Design eines der verwendeten Hallbars. Seine Länge beträgt $L = 3{,}8$ mm. Die großen Quadrate am Anfang und am Ende des Hallbars sind Source- und Drainkontakte. Senkrecht zum Hallbar sind einzelne Spannungsabgriffe, die den Hallbar in einzelne Segmente aufteilen, präpariert worden. Die Abgriffe dienen zur Messung der Hallspannung U_H und der parallelen Spannung U_{xx}. Sie sind sehr nah am Hallbar gehalten, um 2DEG-Effekte nur im eigentlichen Hallbar zu detektieren. Eine Kontaktierung der Spannungsabgriffe zu größeren Kontaktpads am Rand der Probe findet später mit Leiterbahnen aus Gold statt. Die Länge der einzelnen Segmente zwischen den Spannungsabgriffen beträgt $L_S = 500$ μm. Neben den Hallbars mit einer Breite von $W = 50$ μm wurden auch welche mit einer Breite von 5 μm hergestellt.

3.4 Einlegieren von Kontakten

Da GaAs an der Oberfläche eine Schottky-Barriere ausbildet, muss nach dem Ätzen der Mesa ein Kontaktmaterial von der Oberfläche in das 2DEG einlegiert werden. Als geeignetes Material dient AuGe/Ni. Hierzu wird erneut

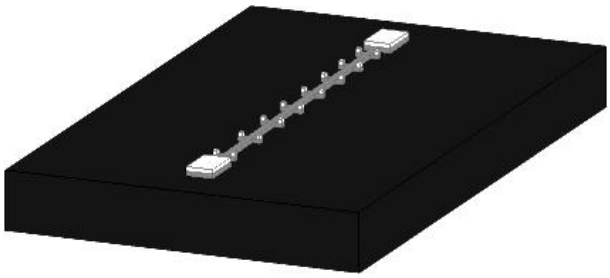

Abbildung 3.4: Der aus der Heterostruktur herausgeätzte Hallbar mit den zum Einlegieren auf den Hallbar aufgebrachten AuGe/Ni-Punkten.

eine Lackmaske auf die Probe aufgetragen, in der nur die Stellen, an denen Kontakt zur Oberfläche vorhanden sein soll, frei von Lack sind. Im nächsten Schritt wird eine Aufdampfanlage benutzt, um 25 nm AuGe, 10 nm Ni und wieder 25 nm AuGe in einer Sandwichstruktur auf die Probe aufzudampfen. Da bei diesem Prozess auf die gesamte Probe AuGe/Ni aufgedampft wird, muss anschließend die Lackmaske und das darauf befindliche AuGe/Ni in einem Lift-Off-Prozess von der Probe entfernt werden. Dabei wird die Probe erst in Aceton gekocht und im Becherglas mit warmem Aceton in ein Ultraschallbad gehalten. Im Aceton quillt der Lack auf und löst sich mit einem Teil des AuGe/Ni von der Probe. Im Ultraschallbad wird die restliche Schicht AuGe/Ni entfernt. Sind im Anschluss an diesen Prozess nur noch die Stellen mit AuGe/Ni bedeckt, an denen das 2DEG Kontakt zur Oberfläche haben soll, so wird das Material unter Argon/Wasserstoff-Atmosphäre bei 400°C für vier Minuten im Legierofen einlegiert. An einem Spitzenmessplatz kann überprüft werden, ob der Einlegierprozess erfolgreich war. Abb. 3.4 zeigt den Hall-Bar mit dem aufgebrachten einzulegierenden AuGe/Ni an den Kontaktstellen.

3.5 Aufdampfen der Antenne und der Leiterbahnen

Da die Antenne wie auch die Leiterbahnen aus dem selben Material bestehen, werden diese beiden Photolithographieschritte zu einem zusammengefasst. Hierzu wird vor dem Entwickeln der Lackschicht sowohl die Maske für die Leiterbahnen, als auch die Antenne in die Lackschicht belichtet. Als Leiter- und Antennenmaterial wird eine 40 nm dicke Goldschicht auf die Probe gedampft. Damit sich diese Goldschicht nicht von dem GaAs löst, muss vorher eine 5 nm dicke Schicht Chrom aufgedampft werden. Um die mit

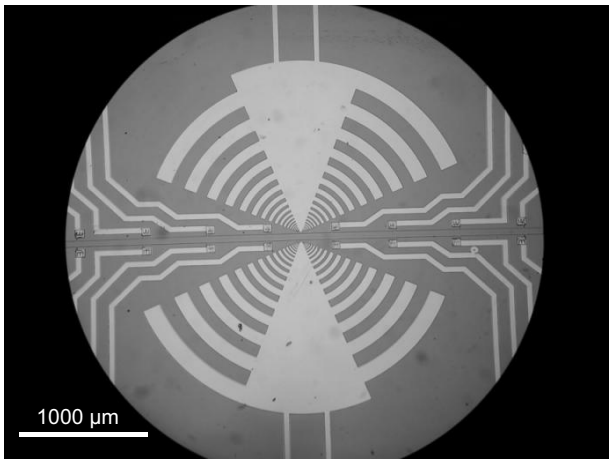

Abbildung 3.5: Die auf die Probe gedampfte Antenne und die Leiterbahnen. In der Mitte des Bildes ist der 50 μm dicke Hallbar zu sehen.

Chrom und Gold bedampfte Lackschicht von der Probe zu entfernen, wird erneut ein Lift-Off-Prozess durchgeführt. Nach dem Lift-Off-Prozess ist hierbei eine Kontrolle, ob sich auch wirklich alle unerwünschten Goldstücke von der Probe gelöst haben, besonders wichtig. Gerade in den kleinsten Armen der Logarithmisch Periodischen-Antenne gestaltete sich der Lift-Off-Prozess manchmal als eine große Herausforderung. Aber auch kurzgeschlossene oder durchtrennte Leiterbahnen können die Probe nach diesem Produktionsschritt unbrauchbar machen. Daher ist es unbedingt notwendig, den Lift-Off-Prozess unter dem Lichtmikroskop genaustens zu kontrollieren und gegebenenfalls zu wiederholen. Hierbei ist ein erneutes Entfernen der Goldschicht aussichtsreicher, wenn die Probe zu keiner Zeit des Prozesses austrocknet. In einer flachen Schale mit Wasser lässt sich die Probe gut unter dem Mikroskop betrachten. Ein mit Hilfe eines Mikroskops aufgenommenes Foto der Antenne und der Leiterbahnen an einem 50 μm breiten Hallbar ist auf Abb. 3.5 zu sehen.

3.6 Das Wedgen

Da die Probe mit Strahlung im FIR-Bereich untersucht werden soll, ist es vorteilhaft, die Oberseite und die Unterseite nicht parallel zueinander verlaufen zu lassen. Die Ein- und Austrittsreflexionen würden sich überlagern und sogenannte Fabry-Perot-Interferenzen erzeugen. Ein akzeptables Messsignal wäre unerreichbar. Um dieses zu umgehen, wird die Unterseite der

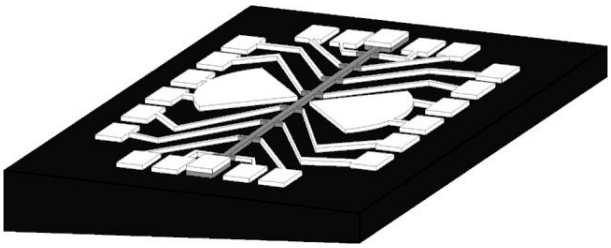

Abbildung 3.6: Schematische Struktur der auf die Probe aufgedampften Leiterbahnen und der Antenne. Die Unterseite ist zur Vermeidung von Interferenzen um 3° angeschliffen.

nun fast fertigen Probe um drei Grad angeschliffen. Dies geschieht, indem die Probe mit einem Spezialwachs auf einen um drei Grad angeschliffenen Stempel geklebt wird. Mit einer Führung wird dieser Stempel nun genau senkrecht über sehr feines (800er bis 1000er Körnung) Schleifpapier geführt. Dies wird solange wiederholt, bis die gesamte Unterseite abgeschliffen ist und kein Stückchen mehr parallel zur Oberseite verläuft. Anschließend kann das Wachs durch Erwärmung wieder weich gemacht werden und die Probe von dessen Resten in Tetrahydrofuran, Aceton und Isopropanol gereinigt werden. Mit Stickstoff wird die Probe trocken gepustet. Abb. 3.6 zeigt schematisch die fertige Probe mit der abgeschliffenen Unterseite.

3.7 Das Bonden

Als letzter Präparationsschritt vor dem Einbauen in den Probenstab und den Kryostaten wird die Probe mit Fixogum in einen durchbohrten Halter, den sogenannten Chipcarrier, eingeklebt und gebondet. Das Loch in dem Chipcarrier ist wichtig für die Spektroskopie, da der Chipcarrier undurchlässig für FIR-Strahlung ist. Beim Bonden wird ein sehr dünner Draht mittels einer feinen Nadel, der sogenannten Wedge, auf die Probe geführt und durch Anlegen einer Ultraschallfrequenz auf die Kontaktflächen geschweißt. Die Vorteile dieser Technik gegenüber anderen gängigen Kontaktiermethoden, wie dem Löten oder der Verwendung von Leitsilber, liegen in einer geringen Belastung der Probe, den sehr kleinen benötigten Kontaktflächen, der schnelleren Kontaktierung bei der Vielzahl von in dieser Arbeit benötigten Kontakten und der Tatsache, dass die Kontaktflächen wesentlich enger beieinander liegen können.
Ein durch ein Mikroskop aufgenommenes Foto der fertigen, auf einem Chipcarrier montierten Probe, ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die nach außen führ-

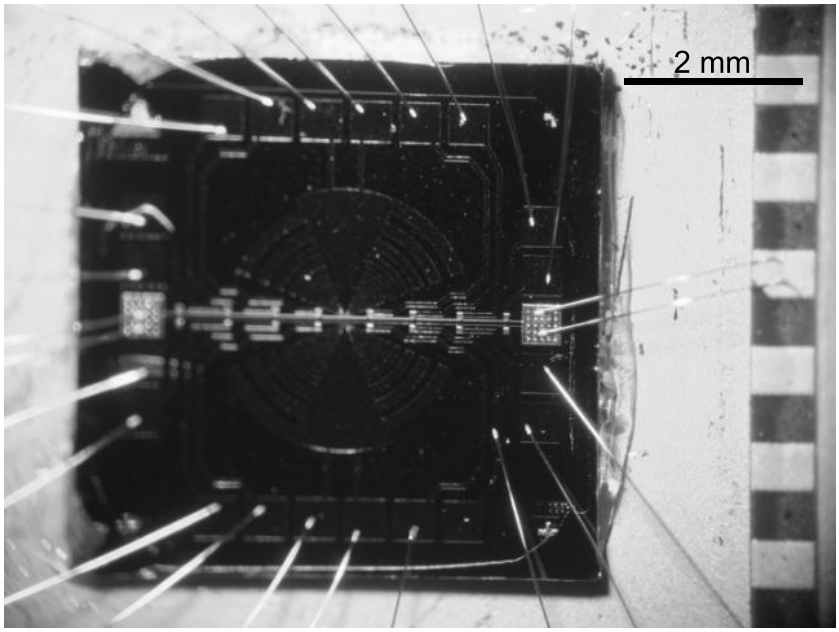

Abbildung 3.7: Durch ein Mikroskop aufgenommenes Foto der auf einen Chipcarrier geklebten Probe. Die nach außen verlaufenden Drähte sind die Bonddrähte. Am rechten Rand ist ein Teil des Chipcarriers zu sehen.

enden Drähte sind die Bonddrähte. Am rechten Rand ist eine Kante des Chipcarriers zu sehen.

Kapitel 4

Messmethoden

In dieser Diplomarbeit kommen unterschiedliche Messmethoden zum Einsatz. Ein wesentlicher Unterschied liegt hierbei zwischen zwei Messmethoden: den Transportmessungen und den optischen Messungen.
Bei den Transportmessungen wird ein elektrischer Strom über zwei Source und Drain genannte Einprägekontakte durch das 2DEG der Probe geleitet. Über zwei weitere Kontakte, die zwischen den Einprägekontakten liegen, wird der Spannungsabfall in Stromflussrichtung gemessen. Diese Messanordnung wird als Vier-Punkt-Messung bezeichnet.
Bei den optischen Messungen wird das Verhalten des 2DEG bei der Bestrahlung mit elektromagnetischen Wellen im Terahertz-Bereich untersucht. Wird ein magnetisches Feld senkrecht zur Ebene des Elektronengases angelegt, so lässt sich mit der Strahlung in diesem Energiebereich, der FIR-Strahlung, die Zyklotronresonanz der Elektronen anregen, was sich durch Absorptions- oder Transmissionsmessungen nachweisen lässt.
Man kann diese beiden Messmethoden kombinieren, indem man die Änderung des Längswiderstandes unter Veränderung der Beleuchtungsintensität misst. Der Vorteil dieser Photoleitungsmessung genannten Methode liegt darin, dass die Widerstandsänderung direkt mit der aufgenommenen Energiemenge aus der FIR-Strahlung zusammenhängt und damit der Verstärkungsfaktor der Antennen leicht zu ermitteln ist.
Um eine thermische Verbreiterung der Landau-Niveaus zu vermeiden, wird bei den Messungen ein mit flüssigem Helium gefüllter Kryostat benötigt um die Probe abzukühlen. Die einzelnen Landauniveaus liegen, wie in Gleichung (2.1) beschrieben, bei den typischerweise verwendeten Magnetfeldern um $B \approx 5$ T nur um $\Delta E_L = \hbar\omega_c \approx 10$ meV auseinander. Um die Probe in diesen Kryostaten einzubauen, wird sie nach der Präparation mit dem Chipcarrier an einem Probenstab befestigt. Ein spezieller Kryostateinsatz ermöglicht dann das Einführen des Probenstabs in den Kryostaten, so dass

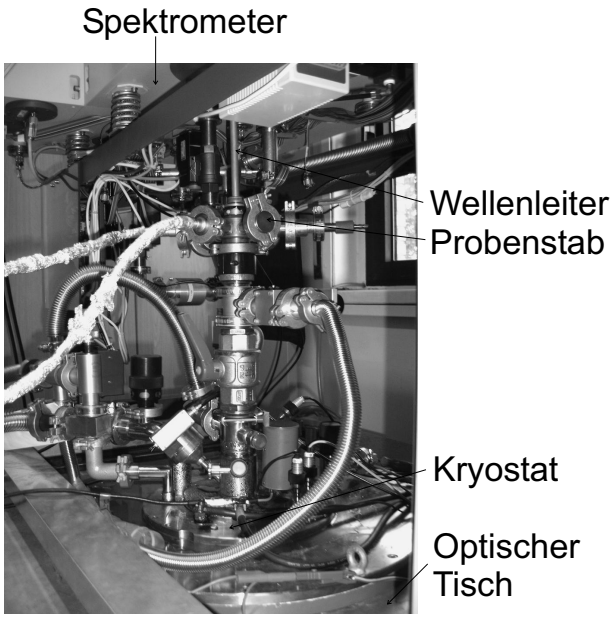

Abbildung 4.1: Im oberen Teil des Bildes ist das über den Probenstab gefahrene Spektrometer zu sehen. Darunter befindet sich ein Teil des Wellenleiters der die FIR-Strahlung durch den Probenstab auf die Probe leitet. Das obere Ende des Probenstabes ragt aus dem Kryostaten heraus, der sich im unteren Teil des Bildes befindet. Der gesamte Aufbau ist zur Abdämpfung von mechanischen Schwingungen auf einem optischen Tisch montiert.

sich die Probe genau im Zentrum einer supraleitenden Magnetspule befindet. Mit dieser Magnetspule lassen sich Magnetfelder von bis zu $B = 12$ T erreichen. Durch den speziellen Kryostateinsatz, welcher VTI[1] genannt wird, ist es möglich, im Bereich der Probe mittels eines Heizdrahts, eines Nadelventils und einer Drehschieberpumpe unterschiedliche Temperaturen einzustellen. Es lässt sich eine minimale Temperatur von $T = 1{,}6$ K erreichen. Bei dieser Temperatur treten keine thermischen Verbreiterungen der Landau-Niveaus auf und sie sind vollständig voneinander getrennt. Auch die Verbreiterung der Fermikante $\Delta E_V = k_B \cdot T$ sinkt im Vergleich zur Raumtemperatur von 25 meV auf 13,8 meV.
Von oben wird die unpolarisierte FIR-Strahlung aus dem Spektrometer in einem Wellenleiter durch den Probenstab auf die Probe geleitet. Dieser Wellenleiter verfügt an seinem Ende über einen sogenannten Winston-Konus, eine parabolisch zulaufende Spitze, die die Strahlung in einem Fokus konzen-

[1] VTI: *variable temperature insert* (engl.) Variabler Temperatureinsatz

triert. Durch Streuung im Wellenleiter ist der Fokus allerdings nicht scharf. Auch ist es aufgrund der Bonddrähte nicht möglich, die Probe genau im Fokus zu platzieren. In dieser Arbeit wurde eine neue Probenhalterung für den Probenstab entwickelt, die es erforderte, den Wellenleiter um 1 cm zu verlängern. Dies wurde auf dieser Länge durch einen Wellenleiter mit homogenem Durchmesser von 3 mm realisiert. Im Folgenden wird also davon ausgegangen, das die FIR-Strahlung annähernd parallel auf die Probe fällt. In Abb. 4.1 ist im oberen Teil des Bildes das über den Probenstab gefahrene Spektrometer zu sehen, darunter ein Teil des Wellenleiters und der obere Teil des aus dem Kryostaten herausragenden Probenstabs. Im unteren Teil des Bildes ist der Deckel des Kryostaten zu sehen. Der gesamte Messaufbau ist zur Abdämpfung von mechanischen Schwingungen auf einem optischen Tisch montiert.

4.1 Magnetotransportmessung

Um eine Magnetotransportmessung durchzuführen, wurde der Hallbar in einer Weise konstruiert, in der es sowohl möglich ist durch Source- und Drainkontakte an den Enden des Hallbars einen elektrischen Strom in das 2DEG einzuprägen, als auch zwei andere Kontakte zu nutzen, um in Stromflussrichtung den Spannungsabfall zu messen. Der über Source und Drain eingeprägte Strom wird hierbei mit dem Referenzausgang eines Lock-In-Verstärkers mo-

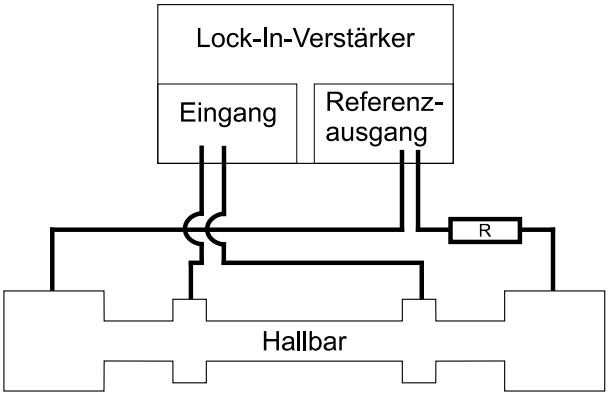

Abbildung 4.2: Der Referenzausgang eines Lock-In-Verstärkers wird genutzt, um einen modulierten Strom in die außen am Hallbar liegenden Source- und Drainkontakte einzuprägen. An zwei anderen Kontakten wird der Spannungsabfall in Stromflussrichtung als Messsignal vom Lock-In-Verstärker detektiert.

duliert. Das Messsignal, der Spannungsabfall entlang der Stromflussrichtung, als Funktion des äußeren Magnetfeldes, wird als Eingangssignal am Lock-In-Verstärker analysiert. Da durch die zur Messung genutzten Kontakte kein Strom fließt, lässt sich der Widerstand des 2DEG ermitteln, ohne dass eine Störung durch die ohmschen Kontakte stattfindet. In Abb. 4.2 ist der Messaufbau anhand einer Skizze verdeutlicht.

4.2 Photoleitungsspektroskopie

Die Photoleitungsspektroskopie ist eine spektral aufgelöste, optische Messmethode. Die FIR-Strahlung durchläuft hierbei im Spektrometer zunächst ein Michelson-Interferometer, wobei einer der Strahlen von einem sich in Strahlrichtung hin- und herbewegenden Spiegel reflektiert, und anschließend mit dem anderen Strahl zur Interferenz gebracht wird. Die interferierenden Strah-

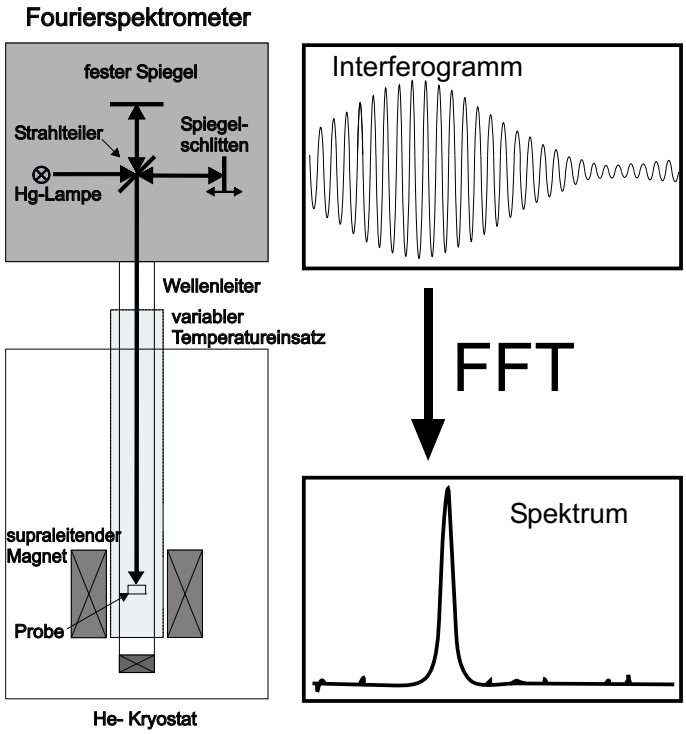

Abbildung 4.3: Der schematische Aufbau der Photoleitungsspektroskopie zeigt den Weg der FIR-Strahlung im Spektrometer bis zur Probe. Das gemessene Interferogramm wird mit einem Computer mittels Fouriertransformation in ein Spektrum umgerechnet.

len werden dann auf die Probe geleitet. Hierdurch findet eine Modulation der Strahlungsintensität auf der Probe statt. Das Interferogramm, welches als *ac*-Spannungssignal direkt an der Probe zu messen ist, wird mit Hilfe eines Computers durch Fouriertransformation gleich in ein Spektrum umgerechnet. Das Prinzip der Photoleitungsspektroskopie ist in Abb. 4.3 veranschaulicht.

Der Source- und Drainstrom wird bei den optischen Messmethoden über eine Batterie mit einem hohen Vorwiderstand eingeprägt. Die Batterie hat im Vergleich zu einem Netzteil den Vorteil, dass die in der Messung störenden periodischen Signale, wie eventuell die Einkopplung der 50 Hz-Periode des Stromnetzes, reduziert werden.

4.3 Spektral integrierte Photoleitung

Die Modulation der Strahlung bei der spektral integrierten Photoleitung erfolgt nicht, wie bei der spektral aufgelösten Photoleitung, über die Intensität zweier interferierender Strahlen, sondern über einen Chopper. Dieser Chopper ist eine runde Scheibe, in der sich in regelmäßigen Abständen rechteckige Löcher befinden. Der Abstand der Löcher voneinander ist dabei identisch zur Länge der Löcher selbst. Diese Scheibe befindet sich im Strahlengang der FIR-Strahlung und rotiert. Bestrahlung und Ausblendung der Strahlung wiederholen sich periodisch und lassen sich mittels eines Steuermotors bis zu einer Modulationsfrequenz von 70 Hz genau einstellen.

Durch die Absorption der Strahlung im 2DEG ändert sich bei dieser Messmethode die *ac*-Komponente des Widerstandes. Diese wird mit einem auf die Frequenz des Choppers getriggerten Lock-In-Verstärker gemessen.

Die Abb. 4.4 zeigt den Aufbau zur spektral integrierten Photoleitungsmessung. Die FIR-Strahlung trifft auf den Chopper und wird in einzelne "Strahlungspakete" geteilt. Diese treffen periodisch auf die Probe die hauptsächlich, wie abgebildet, von der Rückseite bestrahlt wird. Das über zwei Messkontakte abgenomme Signal wird mit einem Lock-In-Verstärker, welcher auf die Frequenz des Choppers getriggert ist, gemessen. Senkrecht zum 2DEG wird ein äußeres Magnetfeld angelegt.

Ein Bild des Racks, mit den für die Messungen benötigten Geräten, ist in Abb. 4.5 zu sehen. Von oben nach unten sind zu erkennen: die Box mit den Kontakten zur Probe, ein Lock-In-Verstärker, die Heliumstandanzeige, ein Oszilloskop –links daneben die Batteriebox–, die Temperaturkontrolle des VTI und das Magnetnetzteil. Am unteren Bildrand befindet sich ein rauscharmer Vorverstärker, im Hintergrund das Spektrometer, der Probenstab und der Kryostat auf dem optischen Tisch.

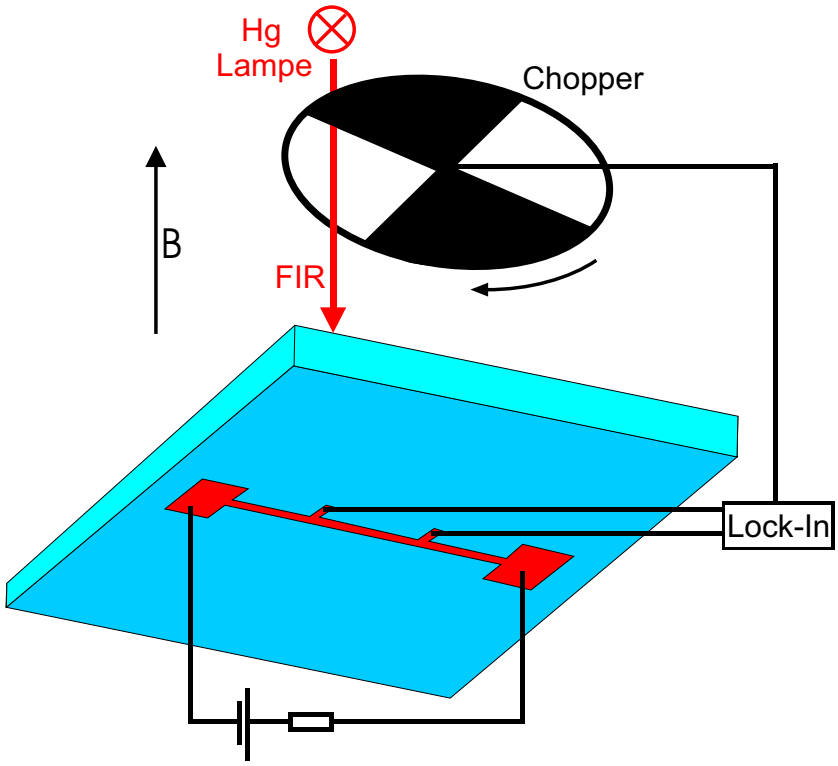

Abbildung 4.4: Der schematische Aufbau der spektral integrierten Photoleitung zeigt den Weg der FIR-Strahlung durch den Chopper bis zur Probe, die hauptsächlich, wie abgebildet, von der Rückseite bestrahlt wird. Mit einem Lock-In-Verstärker, der auf die Frequenz des Choppers getriggert ist, wird über ein Segment des Hallbars gemessen. Ein Gleichstrom aus einer Batterie wird über einen geeigneten Widerstand an den Enden des Hallbars eingeprägt. Ein magnetisches Feld ist senkrecht zum 2DEG angelegt.

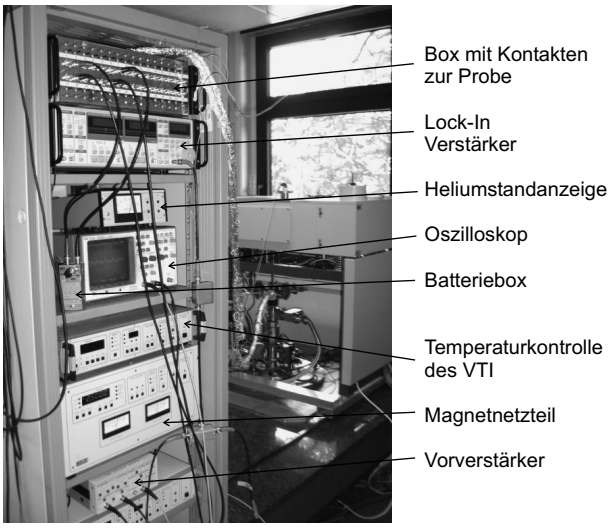

Abbildung 4.5: Von oben nach unten: Box mit den Kontakten zur Probe, Lock-In-Verstärker, Heliumstandanzeige, Oszilloskop (links daneben: Batteriebox), Temperaturkontrolle des VTI, Magnetnetzteil und Vorverstärker. Im Hintergrund: Spektrometer, Probenstab, Kryostat, alles auf einem optischen Tisch

4.4 Bolometrischer Effekt

Die Photoleitfähigkeit beruht bei den Messungen in dieser Arbeit auf dem sogenannten bolometrischen Effekt [Nep79]. Dies wurde in unserer Arbeitsgruppe mit temperaturabhängigen Messungen überprüft und bestätigt und ist auf die Messungen in dieser Arbeit übertragbar.
Bei dem bolometrischen Effekt wird vom Elektronengas ein Photon der FIR-Strahlung absorbiert und dessen Energie im System deponiert (Abb. 4.6). Die aufgenommene Energie kann über zwei verschiedene Prozesse abgegeben werden:

1. über Wechselwirkung mit dem Kristallgitter der Heterostruktur

2. über Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf das 2DEG

Da die Elektron-Elektron-Wechselwirkung als wesentlich schneller angenommen wird, überträgt sich die Energie über das ganze 2DEG. Die Elektronen befinden sich in einem Zustand höherer Energie. Dies entspricht einer Temperaturerhöhung ΔT. Nach der Zeit τ_e, die als die Zeitkonstante eines exponentiellen Abfallens auf die ursprüngliche Temperatur definiert ist, hat

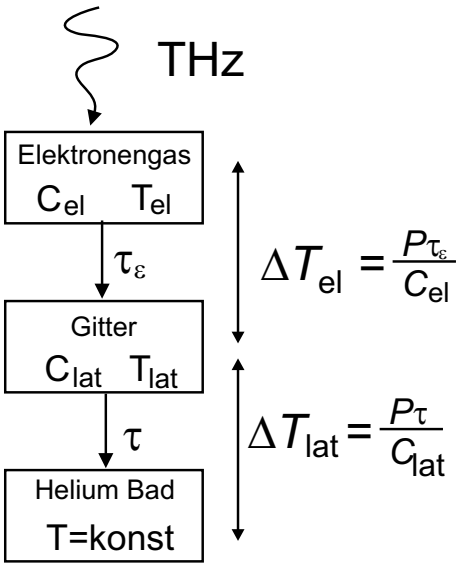

Abbildung 4.6: Schema des bolometrischen Effekts nach Neppl *et al.* [Nep79]. Ein Photon trifft auf das 2DEG mit der Wärmekapazität C_{el} und erwärmt es auf die Temperatur T_{el}. Die Elektronen geben die aufgenommene Energie nach der Zeit τ_e an das Kristallgitter der Heterostruktur mit der Wärmekapazität C_{lat} ab. Das Gitter steht im Kontakt zum Helium-Bad und gibt die Energie nach der Zeit τ_0 an dieses ab.

das Elektronengas seine Energie durch Wechselwirkung an das Kristallgitter abgegeben und befindet sich wieder im niedrigeren Energiezustand. Das Gitter selber ist im Kontakt mit dem Helium-Bad und gibt die aufgenommene Energie nach einer Zeit τ_0 an dieses ab. Durch die Erwärmung des 2DEG und der daraus resultierenden Änderung des longitudinalen Widerstandes R_{xx} kann bei modulierter Strahlungsintensität und Einprägen eines Gleichstroms in das 2DEG eine Veränderung ΔR_{xx} des Widerstandes gemessen werden. Ein großer Vorteil ist, das diese Widerstandsänderung direkt als Messsignal genutzt werden kann. Sie ist durch die Gleichung:

$$\Delta R_{xx} = \frac{\partial R_{xx}}{\partial T} \cdot \frac{P(\omega)\tau_e}{C_e} = \frac{L}{W}\frac{\partial \rho_{xx}}{\partial T} \cdot \frac{P(\omega)\tau_e}{C_e} \tag{4.1}$$

gegeben. $P(\omega)$ ist dabei die frequenzabhängige Leistung der absorbierten elektromagnetischen Strahlung und L und W die Länge und Breite des Hallbars. C_e ist die Wärmekapazität des Elektronengases. Sie kann für tiefe Temperaturen durch

$$C_e = \pi^2 k_B^2 T \cdot A \cdot \mathcal{D}(E_\mathrm{F}, B)/3 \tag{4.2}$$

angenähert werden [Wan92]. Hierbei ist $A = L \cdot W$ die Fläche des Hallbars und $\mathcal{D}(E_\mathrm{F}, B)$ die zweidimensionale Zustandsdichte des Elektronengases. Bei konstanter Temperatur hängt das Messsignal hauptsächlich von $\frac{\partial \rho_{xx}}{\partial T}$ und $\mathcal{D}(E_\mathrm{F}, B)$ ab.

Kapitel 5

Messergebnisse

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Ferninfrarotspektroskopie-Messungen zur Ermittlung des Verstärkungseffektes von Ferninfrarotantennen durchgeführt. Dazu wurden Untersuchungen an Hallbarsegmenten im Einflussbereich einer Antenne gemacht und deren Ergebnisse mit Messungen an nicht im Einflussbereich der Antenne liegenden Segmenten des selben Hallbars verglichen. Die Messungen und deren Ergebnisse werden in diesem Kapitel vorgestellt und diskutiert.

5.1 Ergebnisse und Auswertung

Wie im Kapitel 4 beschrieben, wurden mehrere Messmethoden verwendet, um die Ergebnisse dieser Arbeit zu erlangen. In diesem Kapitel werden die Art der Messkurven und die Auswertung erläutert. In Abb. 5.1 ist die typische Form der Shubnikov-de Haas-Oszillationen von Transportmessungen mit 4-Punkt-Geometrie (A) und die Form von spektral integrierten Photoleitungsmessungen (B) am 2DEG in GaAs gezeigt. Die Messwerte wurden bei einer Temperatur von $T = 1{,}6$ K aufgenommen. Ein schematischer Hallbar gibt die Messpositionen an. Bei den Magnetfeldern, an denen die spektral integrierten Photoleitungsmessung das höchste Signal erreicht, liegen die auf- oder absteigenden Flanken der Shubnikov-de Haas-Oszillation der zugehörigen Transportmessung. Durch Linien ist deren Lage verdeutlicht. Dies liegt daran, dass die Fermienergie an die Landau-Niveaus gepinnt ist. Das höchste Signal ergibt sich dabei wenn die letzten und die ersten Zustände auf den Landau-Niveaus gefüllt werden. Bei Magnetfeldern unter 1 T und über 5,5 T ist kein Signal in den spektral integrierten Photoleitungsmessungen mehr zu erkennen. Im mittleren Segment des Hallbars (schwarze durchgezogene Kurve) besitzt die Probe eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 2,1 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2 und ei-

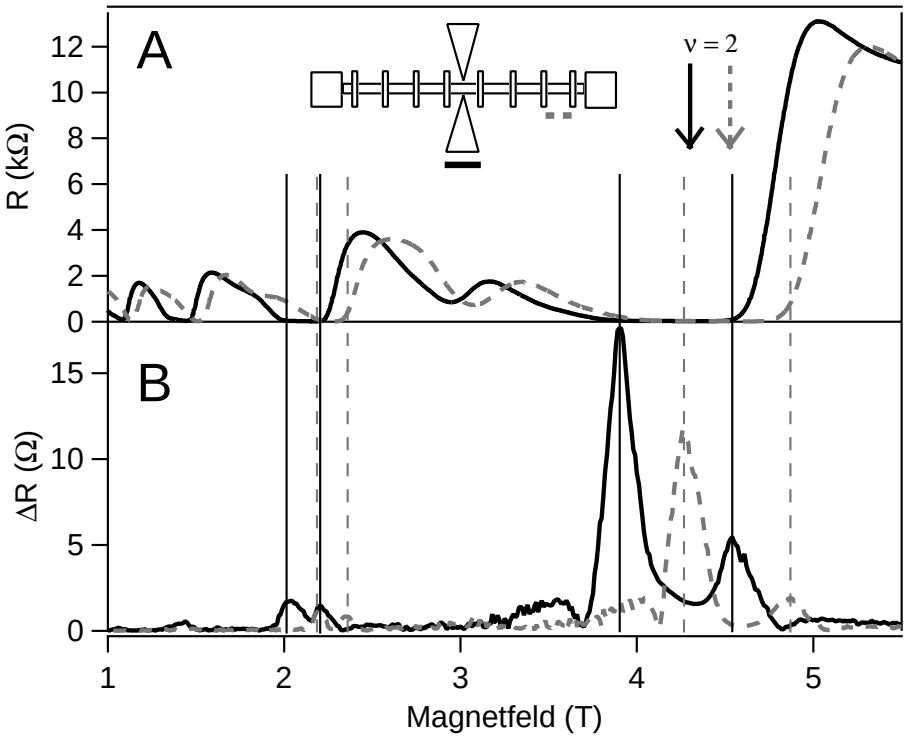

Abbildung 5.1: Typische Messkurven von Transportmessungen mit 4-Punkt-Geometrie (A) und spektral integrierten Photoleitungsmessungen (B) am 2DEG in GaAs bei 1,6 K. Für größere und kleinere Magnetfelder ist kein Signal mehr in den spektral integrierten Photoleitungsmessungen zu sehen. Bei den Magnetfeldern, bei denen die großen Signale der Photoleitungsmessungen auftreten, liegen die Flanken der Shubnikov-de Haas-Oszillationen der zugehörigen Transportmessung. Deren Lage ist in der Abbildung durch Linien verdeutlicht. Am oberen Rand ist schematisch die Messposition am Hallbar markiert. Im mittleren Segment des Hallbars (schwarze durchgezogene Kurve) besitzt die Probe eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 2,1 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2 und eine Beweglichkeit von $\mu = 37500$ cm^2/Vs. Im Hallbarsegment am Rand des Hallbars (graue gestrichelte Kurve) beträgt $N_S = 2,2 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2 und $\mu = 44400$ cm^2/Vs. Die Transportmessung wurde mit einem Strom von $I = 10$ nA durchgeführt, die photomodulierte Transportmessung mit einem Strom von $I = 4{,}5$ μA. Die Pfeile markieren die Lage des Füllfaktors $\nu = 2$ für beide Graphen.

ne Beweglichkeit von $\mu = 37500$ cm^2/Vs. Zum Hallbarsegment am Rand hin (graue gestrichelte Kurve) steigt die Ladungsträgerdichte auf $N_S = 2,2 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2 und $\mu = 44400$ cm^2/Vs. Die Pfeile markieren die Lage des Füllfaktors $\nu = 2$ für beide Graphen. Die Transportmessung wurde mit einem Strom von $I = 10$ nA durchgeführt. Für die photomodulierte Transportmessung ergibt sich nach einigen Versuchsmessungen mit unterschiedlichen Strömen das höchste Signal bei einem Strom von $I = 4{,}5$ μA. Die Form der Kurve und der Verstärkungseffekt der Antenne blieb bei unterschiedlichen Strömen gleich, nur die Höhe des Signals variierte.
Aus der Position der Minima im Signal der Transportmessung lässt sich in einem geeigneten Bereich, in dem die Oszillationen als sinusförmig angesehen werden können, durch Fouriertransformation die Ladungsträgerdichte des Elektronengases errechnen. Diese lag bei der vermessenen Probe aus InAs (#1333) bei $4 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2, bei den vermessenen Proben aus GaAs (#1276) zwischen $2,1 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2 und $2,4 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2. Hierbei traten sogar auf demselben Hallbar Schwankungen von bis zu $0,2 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2 zwischen den einzelnen Segmenten auf. Die daraus resultierende Verschiebung der Minima in der Shubnikov-de Haas-Oszillation führt zu einer Verschiebung der Maxima in der spektral integrierten Photoleitungsmessung. Eine Auswertung erfolgte daher nicht über einen Vergleich der Messsignale an einem bestimmten Magnetfeld B, sondern an der Position des höchsten Messsignals. Die Verstärkung wurde dabei errechnet, indem jeweils die maximalen Signale der Messungen über die unverstärkten Hallbarsegmente gemittelt und mit dem gemittelten maximalen Signalen der Messungen an den von der Antenne verstärkten Positionen verglichen wurden. Dies wurde für jeden Hallbar einzeln durchgeführt.
Die an einem 2DEG in GaAs bei 1,6 K und einem Strom von $I = 4{,}5$ μA an einer Bow-Tie-Antenne gemessenen Photoleitungsspektren sind in Abb. 5.2 gezeigt. Zu sehen ist wie sich die Zyklotronresonanz, welche die Einhüllende ist, mit steigendem Magnetfeld zu größeren Wellenzahlen hin verschiebt. Die Zwischenresonanzen lassen sich auf den Einfluss der Antenne zurückführen. Sie liegen ca. 3 cm^{-1} Wellenzahlen auseinander, was einer geometrischen Dimension von etwa 3,3 mm entspricht. Die einzige Dimension der Antenne die dieser Größe annähernd entspricht, ist mit 2,8 mm ihr Durchmesser über beide Antennenhälften. Der Durchmesser hat allerdings keinen Einfluss auf die Zwischenresonanzen. Eine Erklärung für die Zwischenresonanzen konnte trotz vorangegangenen ausgiebigen Messungen in der Arbeitsgruppe nicht gefunden werden. Da sich die Signalmaxima durch die unterschiedliche Ladungsträgerdichte bei verschiedenen Magnetfeldern befinden, ist die Technik der Photoleitungsspektroskopie zur Ermittlung des Verstärkungsfaktors einer Antenne nicht gut geeignet. Man müsste hierbei mit einer sehr kleinen

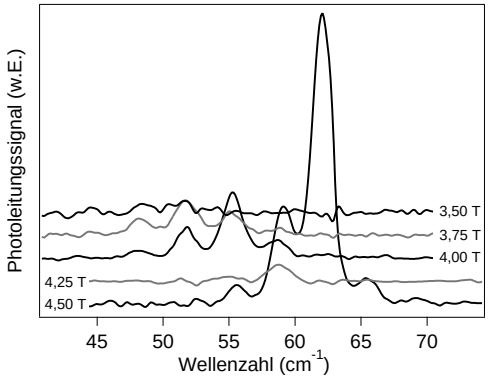

Abbildung 5.2: Photoleitungsspektren eines 2DEG in GaAs für verschiedene Magnetfelder bei einer Temperatur von $T = 1{,}6$ K und einem Strom von $I = 4{,}5$ μA an einer Bow-Tie-Antenne gemessen. Bei der Einhüllenden handelt es sich um die Zyklotronresonanz. Sie verschiebt sich mit steigenden Magnetfeldern zu größeren Wellenzahlen. Gemessen wurde über das von der Antenne verstärkte Segment. Bei den Zwischenresonanzen handelt es sich um Antenneneigenschaften, die nicht geklärt werden konnten, obwohl dazu in der Arbeitsgruppe schon ausgiebige Messungen durchgeführt wurden.

Schrittweite über einen breiten Bereich des Magnetfeldes messen.

5.2 Verwendete Antennentypen

Während der Diplomarbeit wurden drei verschiedene Antennendesigns untersucht. Dazu wurden zunächst identische 50 μm breite und 150 nm tief geätzte Hallbars hergestellt und mit den unterschiedlichen breitbandigen Antennentypen bedampft. Die unterschiedlichen Antennentypen waren die im Kapitel 2.2 Abb. 2.3 vorgestellten Bow-Tie-Antennen und die Logarithmisch-Periodische-Antenne. Geht man davon aus, die Antenne könne die gesamte auf sie treffende FIR-Strahlung an ihrer Spitze konzentrieren, so ergibt sich eine theoretische Verstärkung Θ von:

$$\Theta = \frac{A_A + A_H}{A_H} \tag{5.1}$$

mit $A_A = \pi R^2/2$ der Fläche der Antenne und $A_H = L_S \cdot W$ die Fläche des Hallbarsegments. Theoretisch ergibt sich demnach eine maximale Verstärkung von $\Theta \approx 117$.

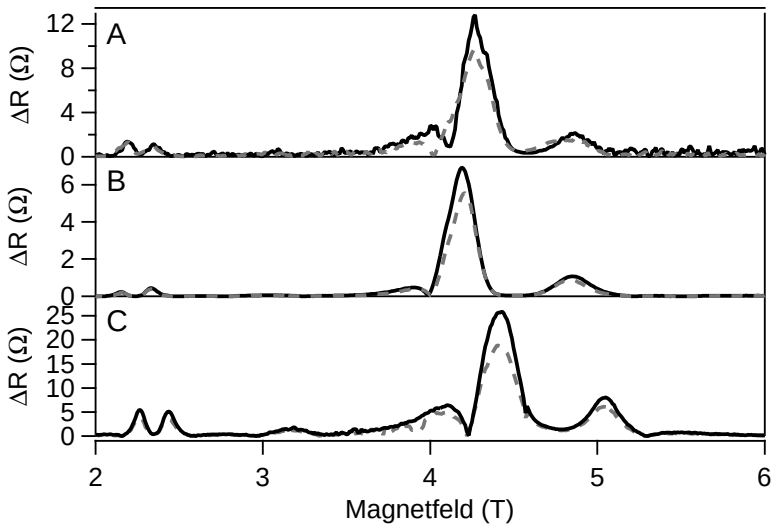

Abbildung 5.3: Beispiele der an unterschiedlichen Antennen (an identischen Hallbars auf verschiedenen Proben) gewonnenen Messkurven. Gemessen wurde bei einem Strom von $I = 4{,}5\ \mu$A. In (A) ist das Signal einer Bow-Tie-Antenne mit glatter Rückseite zu sehen, in (B) das Signal einer Bow-Tie-Antenne mit gewölbter Rückseite und in (C) das Signal einer Log-Periodischen-Antenne. Die schwarzen durchgezogenen Kurven sind jeweils über das Hallbarsegment im Einflussbereich der Antenne gemessen, die grauen gestrichelten Kurven außerhalb.

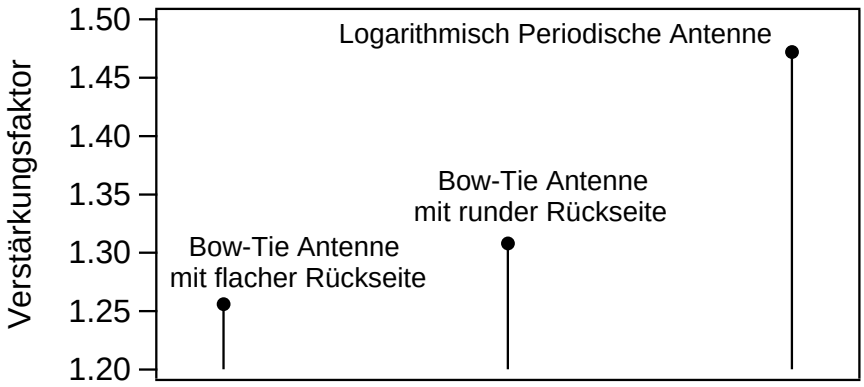

Abbildung 5.4: Verstärkung der unterschiedlichen Antennentypen

Auch wenn der theoretische Wert nicht erreicht werden konnte, ging aus den durch spektral integrierte Photoleitungsmessungen ermittelten Daten hervor, dass die Logarithmisch-Periodische-Antenne von den untersuchten Antennentypen den höchsten Verstärkungsfaktor hat. In Abb. 5.3 sind beispielhaft einige Messkurven unterschiedlicher Antennen an identischen Hallbars auf verschiedenen Proben gezeigt. Bei dem Graphen (A) handelt es sich um das Messsignal einer Bow-Tie-Antenne mit glatter Rückseite, im Teil (B) um das Signal einer Bow-Tie-Antenne mit gewölbter Rückseite und im Teil (C) ist die Kurve für eine Logarithmisch-Periodische-Antenne zu sehen. Die Messungen wurden bei einem Strom von $I = 4{,}5\ \mu$A durchgeführt. Die schwarzen durchgezogenen Kurven geben das Signal über dem von der Antenne verstärkten Hallbarteil wieder, die grauen gestrichelten Kurven wurden an Segmenten außerhalb ihres Einflussbereiches gemessen. In Abb. 5.4 sind die Verstärkungsfaktoren aus allen durchgeführten Messungen gegeneinander aufgetragen. Hierzu wurden alle maximalen Messsignale an den Segmenten die nicht im Einflussbereich der Antenne sind gemittelt, und mit dem gemittelten maximalen Messsignal der Messung am Hallbarsegment im Einflussbereich der Antenne verglichen. Zur Untersuchung weiterer Optimierungseigenschaften von Ferninfrarotantennen wurde die am besten verstärkende Antenne gewählt.

5.3 Einfluss der Beleuchtungsrichtungen

Wir konnten während der Arbeit an Antennen nachweisen, dass ein wesentlicher Einfluss auf die Verstärkungseigenschaften der Antennen durch die Richtung der einfallenden Strahlung besteht. Hierfür wurde ein neuer Probenhalter für den Chipcarrier gebaut, der es ermöglichte, die Probe so in den Probenstab einzubauen, dass sie im Versuchsaufbau durch das Substrat mit FIR-Strahlung bestrahlt werden konnte. Dadurch konnte die Antennenverstärkung um fast ein Drittel gesteigert werden. In der Abb. 5.5 sind beispielhaft einige der Messkurven aufgetragen. Im Teil (A) sind Messkurven bei einer Bestrahlung von hinten zu sehen, im Teil (B) ist die Probe von der Vorderseite bestrahlt worden. Die schwarzen durchgezogenen Kurven geben das von der Antenne verstärkte Signal wieder, die grauen gestrichelten Kurven sind Referenzmessungen an nicht verstärkten Segmenten. Gemessen wurde bei einem Strom von $I = 4{,}5\ \mu$A. Die Abb. 5.6 veranschaulicht die aus allen Messungen ermittelten reinen Verstärkungsfaktoren der Antenne bei Bestrahlung von hinten und von vorn.
Die größere Verstärkung bei Bestrahlung von der Rückseite ist darauf zurückzuführen, dass der optische Brechungsindex von GaAs größer ist, als der

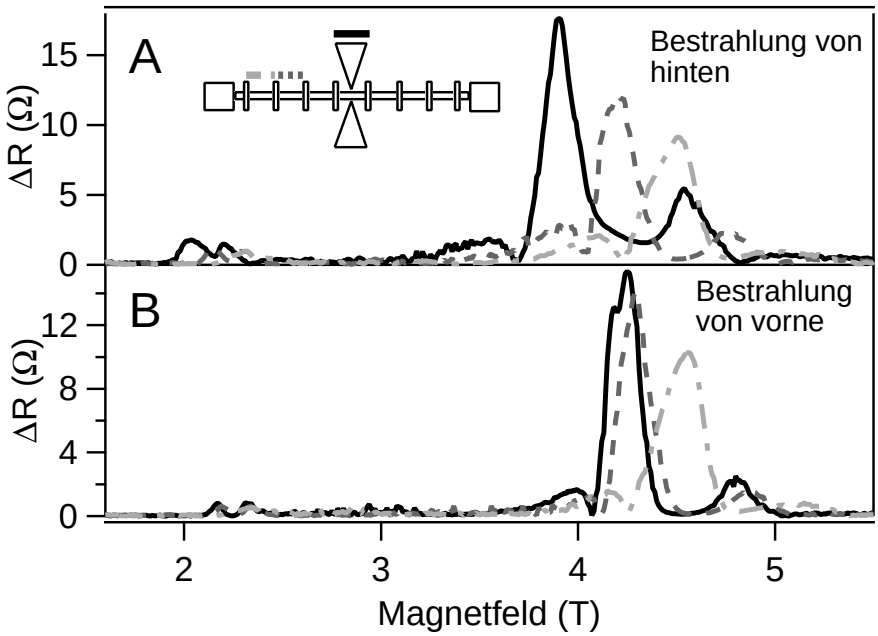

Abbildung 5.5: Beispielhafte Messkurven der Messungen zu unterschiedlichen Bestrahlungsrichtungen. Graph (A) zeigt das Messsignal der von hinten bestrahlten Probe. In Graph (B) wurde sie von der Vorderseite aus bestrahlt. Die schwarzen durchgezogenen Kurven geben jeweils das Signal am verstärkten Hallbarsegment wieder, die grauen gestrichelten Kurven wurden davon entfernt aufgenommen. Gemessen wurde bei einem Strom von $I = 4{,}5\ \mu$A.

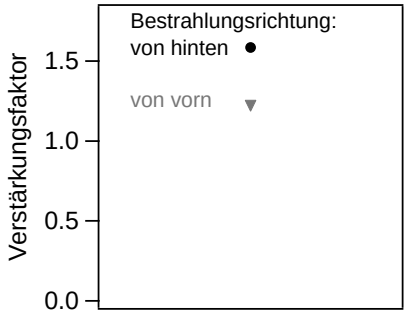

Abbildung 5.6: Die Verstärkung der Antenne bei Bestrahlung von hinten und vorn.

Brechungsindex des Vakuum. Trifft die elektromagnetische Welle aus dem GaAs-Substrat auf die Antenne, kann sie besser in die Antenne einkoppeln als aus dem Vakuum und damit für eine stärkere Feldüberhöhung an deren Spitze sorgen [Kom03] [Ald99].
Das Verhältnis Γ zwischen der von der Antenne in die Medien abgestrahlten Leistungen Φ verhält sich nach Alda *et al.* [Ald99] wie folgt:

$$\Gamma = \frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{5.2}$$

Mit einer spezifischen Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r \approx 13$ von GaAs und einer von $\epsilon_1 = 1$ des Vakuums, ergibt sich theoretisch –im Vergleich zur Einstrahlrichtung von der Vorderseite– ein um $\Gamma = 46,9$ fach verstärktes Signal. Diesen Wert konnten wir allerdings nicht erreichen.
Die absolute Feldstärke wird bei rückwärtiger Bestrahlung zwar durch Reflexionsverluste an der Unterseite des Substrats insgesamt etwas herabgesetzt, was an den nicht im Einflussbereich der Antenne liegenden Hallbarsegmenten ersichtlich ist. Allerdings übertrifft die Feldstärke im Einflussbereich der Antenne –bei Bestrahlung von der Rückseite durch die bessere Verstärkung– immer noch die Feldstärke bei Bestrahlung von der Vorderseite.
Die aus diesen Messungen erlangten Erkenntnisse wurden für die weiteren Untersuchungen während dieser Arbeit genutzt. Alle weiteren Messungen wurden unter rückwärtiger Beleuchtung der Probe durchgeführt.

5.4 Substrateinfluss

Wie in Kapitel 3.1 bereits beschrieben, wurde auch eine InAs-Probe verwendet, um die Verstärkungseigenschaften von FIR-Antennen zu untersuchen. In diesem Kapitel werden die beiden unterschiedlichen Halbleitermaterialen in ihren Eigenschaften bei der Verwendung von Ferninfrarotantennen verglichen. Die spezifische Dielektrizitätskonstante von InAs ist mit $\epsilon_r \approx 15$ etwas höher als die von GaAs und nach Gleichung 5.2 sollte die Verstärkung der Antenne auf der InAs-Heterostroktur um einen Faktor $\Gamma = 1,24$ größer sein. Aus den Messungen am 2DEG in GaAs und InAs (Abb. 5.7) ist ersichtlich, dass das verwendete Halbleitermaterial keinen Einfluss auf die Wirkungsweise der Antenne hat. In beiden Abbildungen ist das Messsignal einer spektral integrierten Photoleitungsmessung am 2DEG, einmal in GaAs (A) und einmal in InAs (B), zu sehen. Die schwarzen durchgezogenen Kurven sind in der Mitte des Hallbars, an dem von der Antenne verstärkten Segment aufgenommen, die grauen gestrichelten Kurven am direkt daneben liegenden Segment. In der rechten oberen Ecke der Abbildung ist schematisch der Hallbar und

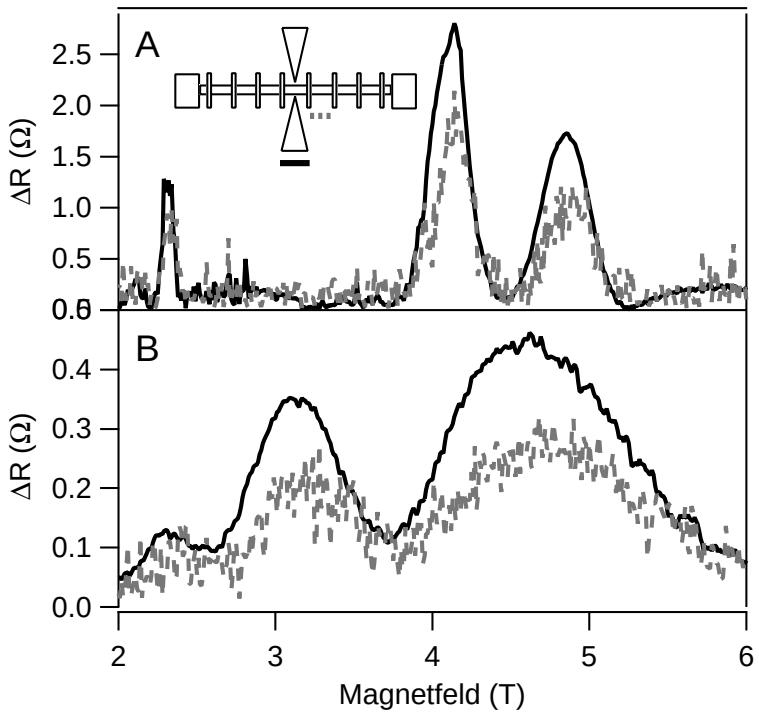

Abbildung 5.7: Das Messsignal von spektral integrierten Photoleitungsmessungen am 2DEG in GaAs (A) und InAs (B). Die schwarzen durchgezogenen Kurven wurden über das von der Antenne verstärkte Hallbarsegment in der Mitte des Hallbars gemessen, die grauen gestrichelten Kurven an danebenliegenden Segmenten. Gemessen wurde bei einem Strom von $I = 4{,}5\ \mu$A. Das Rauschen in den grauen gestrichelten Kurven ist auf eine defekte Eingangsstufe eines Lock-In-Verstärkers zurückzuführen. Der skizzierte Hallbar gibt die Positionen der Hallbarsegmente an, über die die Messsignale aufgenommen wurden.

die Antenne gezeigt. Der graue gestrichelte und der schwarze durchgezogene Balken markieren die Segmente des Hallbar, über die die Messungen stattfanden. Gemessen wurde bei einem Strom von $I = 4{,}5\ \mu$A. Das Rauschen in den grauen gestichelten Kurven ist auf eine defekte Eingangsstufe eines Lock-In-Verstärkers zurückzuführen.

Die Dielektrizitätskonstanten von InAs und GaAs liegen zu dicht beieinander, um einen Unterschied in der Antennenverstärkung zu erkennen. Die unterschiedlichen effektiven Massen m^* der Elektronen im GaAs und InAs haben sowieso keinen Einfluss auf die Verstärkungseigenschaften der Antenne.

5.5 Einfluss der Wärmeleitfähigkeit

Im Kapitel 4.4 wird beschrieben, dass die Widerstandsänderung des zweidimensionalen Elektronengases bei Erwärmung als Detektor für die Messungen genutzt wird. Durch die Feldüberhöhung der Antenne wird das Elektronengas im Bereich des stärksten Feldes an den Antennenspitzen stärker erwärmt. Es konnte bisher nicht ausgeschlossen werden, dass im Bereich der Antenne eine starke Verstärkung vorliegt, diese Wärme aber durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung in das gesamte 2DEG verteilt wird. In diesem Fall wäre der tatsächliche Verstärkungseffekt wesentlich höher, als der von uns gemessene. Um dies auszuschließen wurde eine bereits analysierte Probe mit einer feinen Spitze so durchtrennt, dass zwei nicht im thermischen Kontakt stehende Hallbars entstanden. An dieser Probe wurden dann erneut Messungen durchgeführt. In der Abb. 5.8 sieht man die beiden Messkurven, die am ganzen (A) und am durchtrennten (B) Hallbar aufgenommen wurden. Beide Messungen zeigen das Messsignal einer spektral integrierten Photoleitungsmessung. Die schwarzen durchgezogenen Kurven stellen die Messungen über den von der Antenne verstärkten Hallbarteil dar und die grauen gestrichelten Kurven das Signal am Rand des Hallbars. Zur Veranschaulichung ist ein schematischer Hallbar mit den durch Balken markierten Segmenten, über die gemessen wurde, eingefügt. Die Querstriche an dem Hallbar im Abbildungsteil (B) markieren die Stellen, an denen der Hallbar für diese Messungen durchtrennt wurde. Die mit 1 und 3 markierten Kontakte wurden als Source-, die mit 2 und 4 markierten als Drainkontakte, genutzt. Der Messstrom betrug $I = 4{,}5\ \mu$A. Sollte das Aufheizen des Elektronengases an den Einprägestellen noch einen Einfluss auf die Messungen haben, so konnte auch dieser Effekt durch die identischen Abstände der Source- und Drainkontakte zum Messsegment ausgeschaltet werden. Im Vergleich zum undurchtrennten Hallbar sieht man am durchtrennten, dass das Signal am Segment, welches zwischen den Antennenhälften liegt, nahezu unverändert geblieben ist, während das Signal am Rand des Hallbars deutlich kleiner ist. Bei direktem thermischen Kontakt der Hallbarsegmente sorgt die Antenne also für eine Verstärkung auf allen Teilen des Hallbars.

In Abb. 5.9 sind die beiden Verstärkungsfaktoren gegeneinander aufgetragen. Der dunkle Punkt gibt die Verstärkung des durchtrennten, das helle Quadrat die Verstärkung des undurchtrennten Hallbars, wieder.

Es ist aus den Messungen zu erkennen, dass tatsächlich eine etwa 25 % höhere Verstärkung im Einflussbereich der Antenne vorliegt, als dies aus den Messungen an undurchtrennten Hallbars hervorgegangen ist.

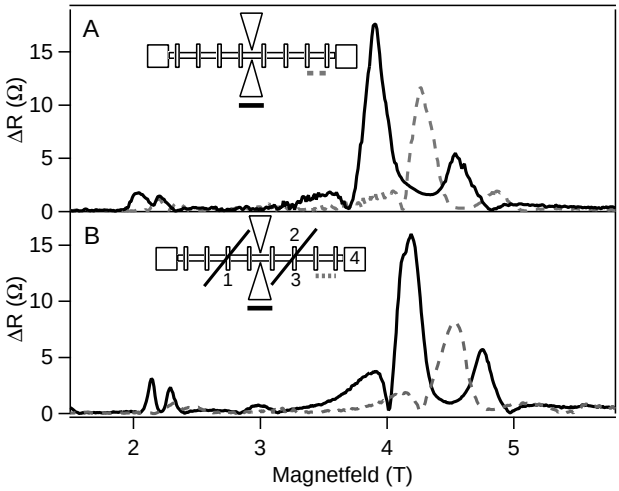

Abbildung 5.8: Messsignal einer spektral integrierten Photoleitungsmessung an einem ganzen (A) und am selben durchtrennten GaAs-Hallbar (B). Die schwarzen durchgezogenen Kurven wurden über das von der Antenne verstärkte Hallbarsegment in der Mitte des Hallbars gemessen, die grauen gestrichelten Kurven am Segment am Ende des Hallbars. Die Abbildung in der linken oberen Ecke der Graphik zeigt schematisch den Hallbar und die Balken markieren die Segmente über die gemessen wurde. Die Querstriche symbolisieren die Durchtrennungslinien. Die Kontakte 1 und 3 wurden als Source-, die Kontakte 2 und 4 als Drain des durchtrennten Hallbars, genutzt. Der Source-Drain Strom betrug $I = 4{,}5\ \mu$A.

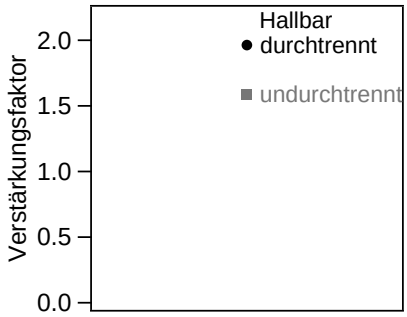

Abbildung 5.9: Die beiden Verstärkungsfaktoren vor und nach dem Durchtrennen des Hallbars gegeneinander aufgetragen.

5.6 Abhängigkeit von der Ätztiefe

Der Hauptteil dieser Diplomarbeit galt der Untersuchung der Abhängigkeit der Antennenverstärkung als Funktion des vertikalen Höhenunterschiedes zwischen dem zweidimensionalen Elektronengas und der Antennenebene.
Durch Variieren der Zeit bei dem im Kapitel 3.3 vorgestellten Ätzverfahren kann die Höhe des Hallbars und damit die Höhe des 2DEG über der Antennenebene eingestellt werden. Mit Hilfe eines AFM[1] konnte anschließend die genaue Ätztiefe ermittelt werden. Die Abb. 5.10 gibt einen Querschnitt durch den Hallbar und die Antenne wieder. Die Antenne ist 40 nm dick aufgedampft. Das 2DEG befindet sich etwa 100 nm unter der Probenoberfläche. Die Größe h gibt den Höhenunterschied zwischen der Antennenebene und dem 2DEG an und variiert in den Messungen von 40 nm über dem 2DEG bis 450 nm darunter. Höhen, bei denen sich die Antennenebenen oberhalb des 2DEG befinden, werden hierbei durch negative Zahlen angegeben. Die Größe l bezeichnet den lateralen Abstand zwischen der Hallbarkante und der Antennenspitze. W ist die Breite des Hallbars.
Die Messungen zur Abhängigkeit vom Höhenunterschied wurden sowohl an $W = 50\ \mu$m als auch an $W = 5\ \mu$m breiten Hallbars durchgeführt. In der Abb. 5.11 sind als Beispiel einige Ergebnisse der mit spektral integrierter Photoleitungsmessung an Proben mit 50 μm breiten Hallbars –mit unterschiedlichen Höhen zwischen Antennenebene und 2DEG– gezeigt. A: -40 nm über dem

[1] AFM: *atomic force microscope* (engl.) Rasterkraftmikroskop

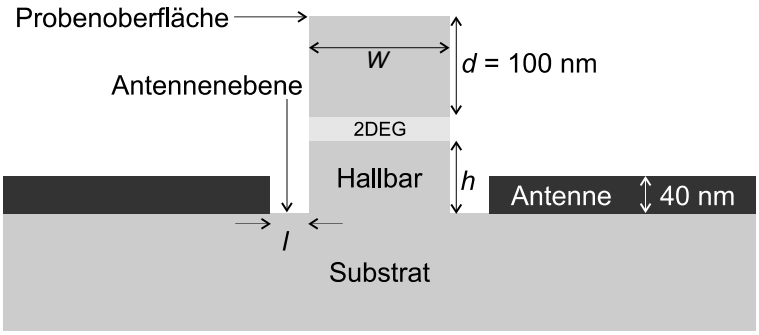

Abbildung 5.10: Querschnitt durch den Hallbar und die Antenne. Die Antenne hat eine Höhe von 40 nm. Das 2DEG befindet sich etwa 100 nm unter der Probenoberfläche. Die Größe h gibt den Höhenunterschied zwischen der Antennenebene zum 2DEG an, l ist der laterale Abstand zwischen Hallbarkante und Antennenspitze. W ist die Breite des Hallbars.

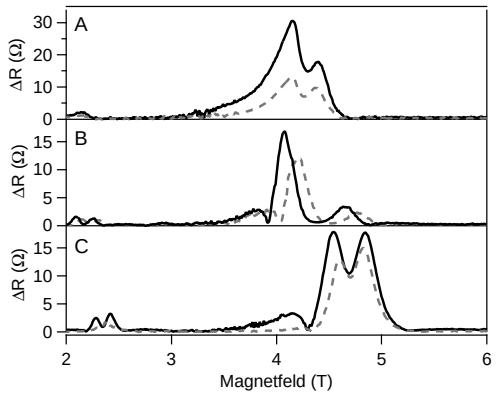

Abbildung 5.11: Beispiele von Messkurven spektral integrierter Photoleitungsmessungen an Proben mit 50 μm breiten Hallbars mit unterschiedlichen Höhen zwischen Antennenebene und 2DEG. A: -40 nm über dem 2DEG, B: -10 nm über dem 2DEG und C: 550 nm unter dem 2DEG. Die schwarzen durchgezogenen Kurven wurden im Einflussbereich der Antenne aufgenommen, die grauen gestrichelten außerhalb. Gemessen wurde jeweils mit einem Strom von $I = 4{,}5$ μA.

2DEG, B: -10 nm über dem 2DEG und C: 550 nm unter dem 2DEG. Gemessen wurde jeweils mit einem Strom von $I = 4{,}5$ μA. Die schwarzen durchgezogenen Kurven wurden im Einflussbereich der Antenne, die grauen gestrichelten außerhalb deren Einflussbereiches aufgenommen. Alle Messungen für eine Hallbar wurden zusammengefasst und in einem Diagramm aufgetragen, in dem die mittlere maximale Signalhöhe an jedem Hallbarsegment abgelesen werden kann. Dies ist in Abb. 5.12 beispielhaft für einen Höhenunterschied zwischen der Antennenebene und dem 2DEG von -40 nm gezeigt. Die Antenne befindet sich also über dem 2DEG. In der linken oberen Ecke sind an einem schematischen Hallbar die Positionen der Hallbarsegmente gezeigt, über die gemessen wurde. Das X und das Quadrat markieren die Seite des Hallbars. Alle diese Ergebnisse wurden anschließend wieder gemittelt zum Verstärkungsfaktor für einen Höhenunterschied zwischen dem Elektronengas und der Antennenebene. Die Abb. 5.13 gibt das Ergebnis der Messungen an den 50 μm breiten Hallbars wieder. Es ist die maximale Verstärkung gegen den Höhenunterschied zwischen Antennenebene und 2DEG aufgetragen. Der graue Balken an der Position Null symbolisiert hierbei das 2DEG, die schwarzen Striche geben die Lage der Antennenebene und ihre Länge die Verstärkung der Antenne an. Durch den durchgezogenen schwarzen Strich ist die Probenoberfläche symbolisiert.

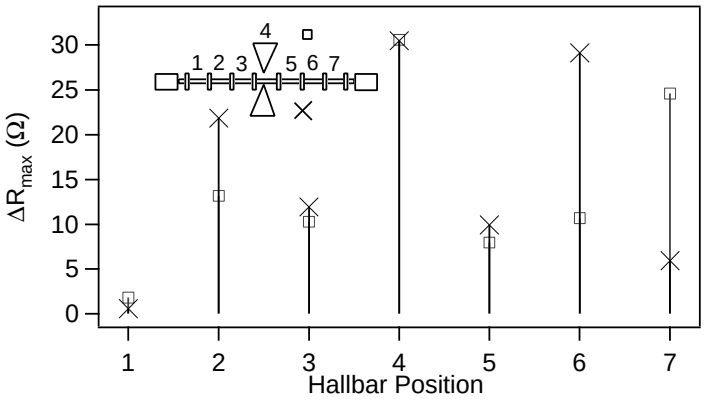

Abbildung 5.12: Abhängigkeit der gemittelten maximalen Messwerte von der Hallbarposition. Beispielhaft gezeigt an der Messung für einen Höhenunterschied von -40 nm zwischen der Antennenebene und dem 2DEG. In der linken oberen Ecke sind an einem schematischen Hallbar die Positionen der Hallbarsegmente gezeigt. Das X und das Quadrat geben die Seite an, auf der das Signal gemessen wurde.

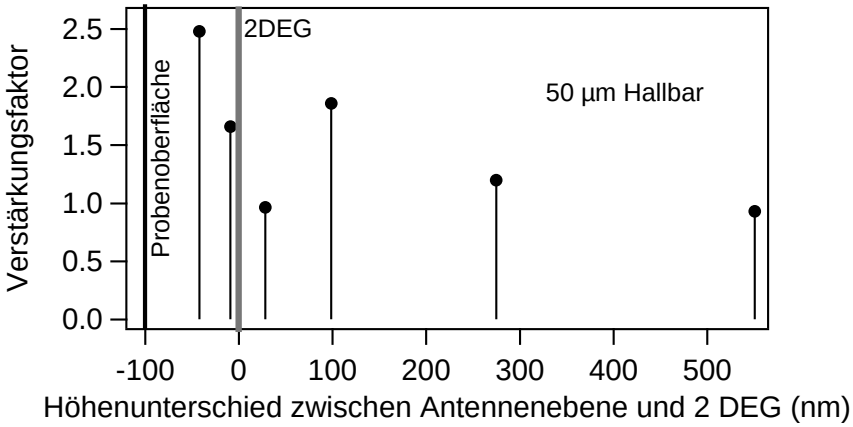

Abbildung 5.13: An 50 μm breiten Hallbars gemessene Abhängigkeit der Verstärkung vom Höhenunterschied zwischen Antennenebene und 2DEG. Die Lage des 2DEG ist durch den grauen Balken an der Position Null, die der Antennenebenen durch die schwarzen Balken, markiert. Ihre Länge gibt den Verstärkungsfaktor wieder. Negative Abstände bedeuten eine Lage der Antenne aus Strahlrichtung hinter dem 2DEG. Durch den durchgezogenen schwarzen Strich ist die Probenoberfläche symbolisiert.

Mit den Messungen konnte gezeigt werden, dass der maximale gemessene Verstärkungsfaktor von 2,5 auftritt, wenn sich die Antennenebene -40 nm über dem 2DEG befindet. Wird die Probe mit einer Antennenebene zwischen -40 nm über und 30 nm unter dem 2DEG gefertigt, so fällt der Verstärkungsfaktor von -40 nm bis 30 nm mit steigender Höhe drastisch ab, bis die Verstärkung bei 30 nm ein Zwischenminimum erreicht, in dem überhaupt nicht verstärkt wird. In einem Höhenunterschied zwischen 30 nm und 100 nm steigt die Verstärkung wieder an, bis sie um die 100 nm ein Zwischenmaximum erreicht. Bei Höhenunterschieden über 100 nm fällt der Verstärkungsfaktor leicht ab, bis er bei etwa 450 nm Höhenunterschied den Faktor 1 erreicht, also keine Verstärkung mehr auftritt. Der Verlauf der Verstärkung in Abhängigkeit zum Höhenunterschied, und besonders das Zwischenmaximum bei einer Höhe von 100 nm zwischen Antennenebene und Elektronengas könnte dadurch zu erklären sein, dass die Abstrahlcharakteristik der Antenne nicht homogen ist, sondern das Feld im räumlichen Verlauf Maxima und Minima aufweist [Vol00] [Com87].
Die Messergebnisse der mit spektral integrierter Photoleitung an 5 μm breiten Hallbars mit unterschiedlichen Höhenunterschieden zwischen Antennenebene und 2DEG durchgeführten Messungen, sind in Abb. 5.14 dargestellt. Teil A ist an einer Antenne aufgenommen, deren Ebene sich -10 nm über dem 2DEG befand. Es wurde mit einem Strom von $I = 90$ nA gemessen. Bei Teil B befand sich die Antenneneben 100 nm unterhalb des 2DEG. Es wurde ein Strom von $I = 4{,}5$ μA eingeprägt. Auch diese Messergebnisse wurden für jeden Hallbar einzeln zusammengestellt und zu einem Verstärkungsfaktor für jede Höhe gemittelt.
Die Messungen an den 5 μm breiten Hallbars bestätigen die Theorie der Abstrahlcharakteristik der Antenne. In Abb. 5.15 sind die Ergebnisse dieser Messungen gezeigt. Sie zeigt die Maximalverstärkung der Antenne an dünneren Hallbars in Abhängigkeit des Höhenunterschiedes zum 2DEG. Die Lage des 2DEG an der Position Null ist durch den grauen Balken markiert. Durch den durchgezogenen schwarzen Strich ist die Probenoberfläche symbolisiert. Auch hieran kann man sehen, dass ein Zwischenmaximum bei der Antennenverstärkung auftritt. Es ist mit einer Verstärkung von 3,4 sogar noch höher als die Maximalverstärkung am 50 μm breiten Hallbar. Da nicht alle Proben unter dem AFM auf ihre tatsächliche Höhe hin untersucht wurden, sondern nur einige Proben zur Ermittlung der Ätzrate pro Zeit, beruht die Tatsache, dass das Zwischenmaximum zu einem geringeren Höhenunterschied verschoben ist anscheinend darauf, dass bei der Präparation der dünneren Hallbars etwas unterschiedlich in die Heterostruktur geätzt wurde. Dies kann an einem geringfügig anderen Verhältnis der Komponenten der Säure liegen. Die Tendenz des Zwischenmaximums ist jedoch unverkennbar.

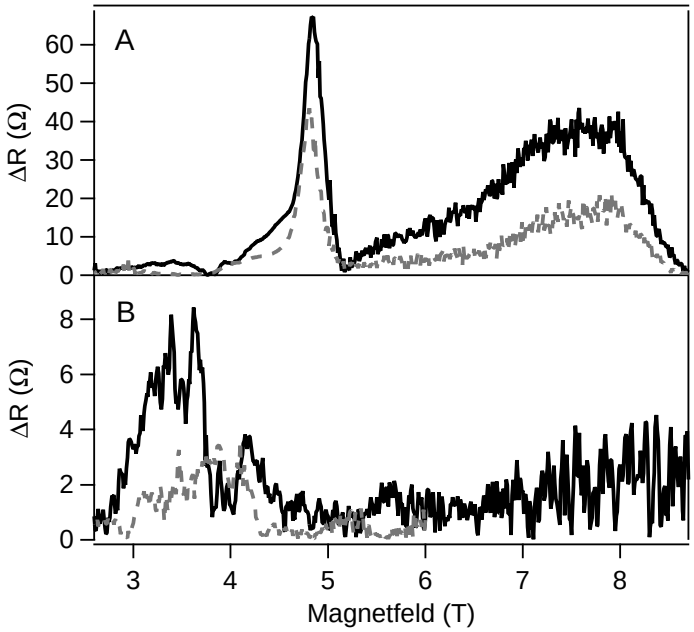

Abbildung 5.14: Beispiele von Messwerten spektral integrierter Photoleitungsmessungen an Proben mit 5 μm breiten Hallbars und unterschiedlichen Höhen zwischen Antennenebene und 2DEG. A: -10 nm über dem 2DEG gemessen bei einem Strom von I = 90 nA, B: 100 nm unter dem 2 DEG gemessen mit einem Strom von I = 4,5 μA.

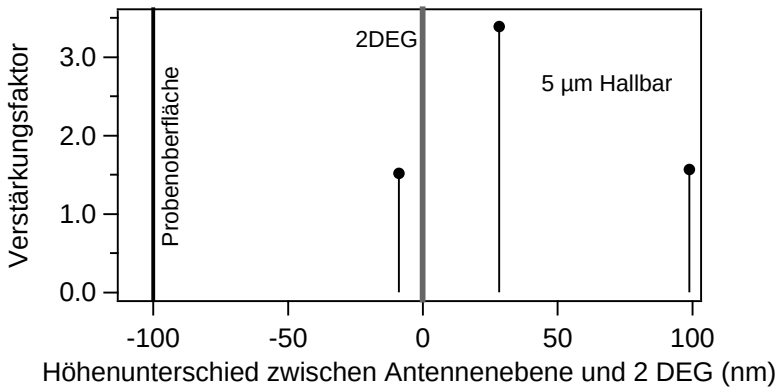

Abbildung 5.15: An 5 μm breiten Hallbars gemessene Abhängigkeit der Verstärkung vom Höhenunterschied zwischen Antennenebene und 2DEG. Der graue Balken zeigt die Lage des 2DEG. Durch den durchgezogenen schwarzen Strich ist die Probenoberfläche symbolisiert.

5.7 Einfluss des lateralen Abstandes

Bei Proben mit einem 50 μm breiten Hallbar besteht, abgesehen von der Breite des Hallbars, ein weiterer großer Unterschied zu den Proben mit einem 5 μm breiten Hallbar. Dies ist der laterale Abstand l zwischen der Antennenspitze und der seitlichen Kante des Hallbars. Während dieser Abstand bei den Antennenmasken für den 50 μm Hallbar auf jeder Seite 5 μm beträgt, sind die Spitzen bei dem 5 μm breiten Hallbar nur 0,5 μm entfernt. Der aus den beiden im letzten Kapitel gezeigten Grafiken (Abb. 5.13 und Abb. 5.15) hervorgehende größere Verstärkungsfaktor für den 5 μm breiten Hallbar ist in erster Linie auf den geringeren Abstand von den Antennenspitzen zum Hallbar zurückzuführen. Es ist also nicht nur vorteilhaft, die Antennespitzen wie in Kapitel 2.2 beschrieben so scharf wie möglich zu gestalten, sondern sie auch in lateraler Richtung so nah wie möglich in den Bereich der Nanostruktur zu bringen.

5.8 Vergleich ohne Antenne

Um auszuschließen, dass die erhöhte Signalstärke in der Mitte der Probe nicht von der Antenne verursacht wird, sondern eventuell von der Strahlungsverteilung der auf die Probe treffenden FIR-Strahlung, wurde eine Probe angefertigt, auf der sich ausschließlich ein Hallbar mit den Leiterbahnen und keine Antenne befand. Die Messkurven die mit spektral integrierter Photoleitung an dieser Probe aufgenommen wurden, sind in Abb. 5.16 gezeigt. Die Abb. 5.17 zeigt das ermittelte maximale Messsignal an den unterschiedlichen Positionen des Hallbars. In der rechten oberen Ecke sind an einem schematischen Hallbar die Positionen markiert. Das Ergebnis dieser Messung ist tatsächlich ein erhöhtes Signal in der Mitte des Hallbars (Position 4). Allerdings gibt es ein noch weitaus höheres Signal an der Position 2. Bei allen Messungen bei denen eine Antenne auf der Probe vorhanden war, war immer das Signal am Hallbarsegment, welches sich im Einflussbereich der Antenne befand, das größte Signal. Eine inhomogene Strahlungsverteilung in der Art, dass sie in der Mitte –wie bei den Messungen mit Antennen– immer die höchste Intensität hat, lässt sich aber durch das Signal an Position 2 ausschließen. Auch eine Wirkung der Kontaktpads als Antenne kann ausgeschlossen werden, da die Signale an den Hallbarsegmenten am Rand der Probe sehr klein sind. Dies ist auch zu erwarten, da die Kontaktpads bereits außerhalb des FIR-Strahls liegen.

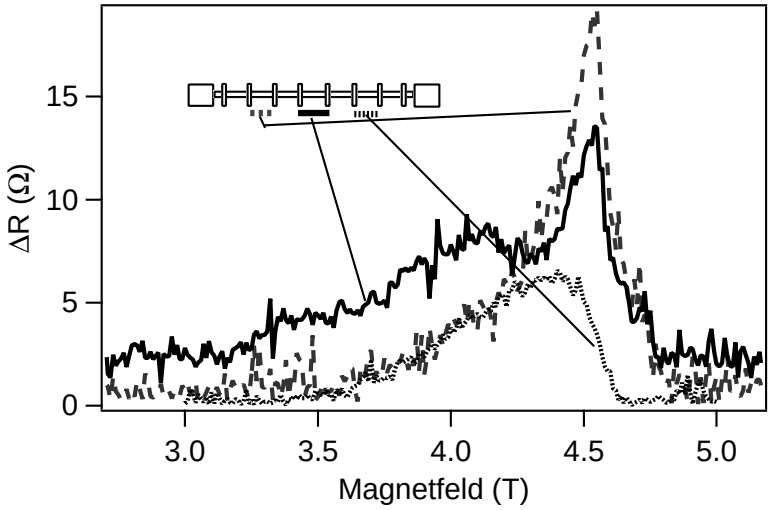

Abbildung 5.16: Beispiele von Messkurven spektral integrierter Photoleitungsmessungen an einer Probe mit 50 μm breitem Hallbar ohne Antenne. Die Skizze des Hallbars zeigt die Segmente über die gemessen wurde.

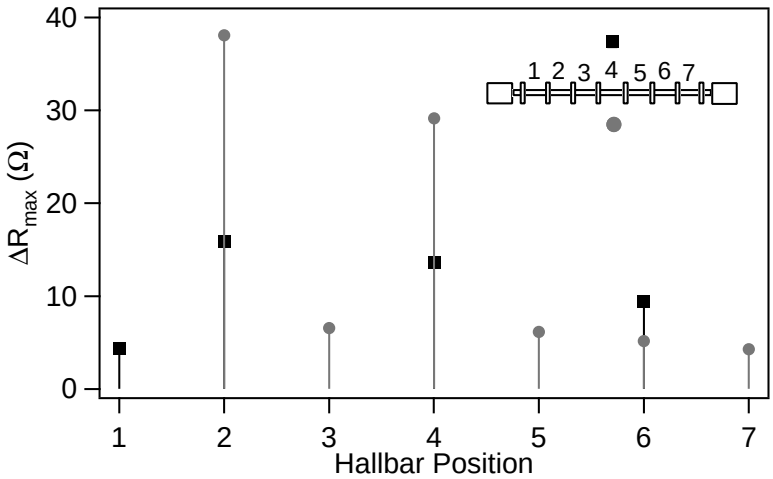

Abbildung 5.17: Die am Ende mit Kreisen markierten Balken stehen für Messwerte auf der einen, die mit Quadraten markierten Balken für die auf der anderen Seite des Hallbars aufgenommenen Messwerte. Sie zeigen die maximalen Messwerte an den unterschiedlichen Hallbarsegmenten. In der rechten oberen Ecke sind an einem schematischen Hallbar die Positionen der Hallbarsegmente gezeigt. Durch den Kreis und das Quadrat sind die Seiten der Messungen verdeutlicht.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Verstärkungseigenschaften von Ferninfrarotantennen untersucht.
Hierzu wurden zunächst einige Optimierungsmessungen durchgeführt, um dann ein besonderes Augenmerk auf die Abhängigkeit der Verstärkung vom vertikalen Abstand der Antenne zum zweidimensionalen Elektronensystem zu richten.
Zunächst konnte gezeigt werden, dass eine Logarithmisch-Periodische-Antenne in unserem Anforderungsbereich die höchste Signalverstärkung hervorruft. Sie hatte eine bis zu 20 % größere Signalverstärkung als die anderen Antennentypen. Dieses Ergebnis führte zu einer weiteren Untersuchung dieser Log-Periodischen-Antennen. Ein Vergleich von identischen Antennen auf einer GaAs- und auf einer InAs-Heterostruktur konnte zeigen, dass das Substrat keinen erkennbaren Einfluss auf die Verstärkungseigenschaften hat.
Eine von uns aufgestellte Theorie, dass die Antenne das 2DEG in deren Spitzenbereich zwar stärker erwärmt und somit das Signal verstärkt, diese Erwärmung aber durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf den gesamten Hallbar, also auch auf die Referenzsegmente übertragen wird, wurde an einem Hallbar untersucht. Eine Messung am ganzen Hallbar sollte hierbei als Vergleich zu einer Messung am später durchtrennten Hallbar dienen. Die Theorie ließ sich durch diese Messungen bestätigen. Die wahre Verstärkung ist mindestens 25 % höher als die an den undurchtrennten Hallbars gemessenen Verstärkungen.
Anhand dieser Optimierungsmessungen folgte die Analyse der Signalverstärkung in Abhängigkeit des Abstandes zwischen Antenne und 2DEG. Bei diesen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass die Antenne eine richtungsabhängige Feldverteilung besitzt. Insbesondere ist die Verstärkung in dem Bereich besonders gut, in dem sie sich aus der Einstrahlrichtung betrachtet noch hinter dem 2DEG befindet. Es ist nicht auszuschließen, dass

die Verstärkung noch steigt, wenn es einem gelingt, die Antenne bis zu einer gewissen Grenze noch weiter hinter das 2DEG zu bringen. Dies liegt an der Charakteristik der Antenne, die das Feld primär in den Bereich abstrahlt, in dem die Dielektrizitätskonstante ϵ am größten ist. Die größte gemessene Verstärkung war ein Faktor von $\Theta_{max} = 3{,}4$.
Ein weiterer für die Zukunft interessanter Punkt ist der laterale Abstand der Antennenspitze zur Hallbarflanke. Erste von uns durchgeführte Messungen scheinen zu bestätigen, dass ein geringerer Abstand hier zu Steigerungen im Verstärkungsfaktor führen kann. Zu bedenken ist hierbei allerdings, dass diese Messungen an einem schmaleren Hallbar durchgeführt worden sind, so dass ein direkter Vergleich nicht möglich ist.
Eine weitere Herausforderung, die während dieser Arbeit technisch nicht realisierbar war, ist eine Verkleinerung der Hallbarsegmente, gerade im Bereich der Antennenspitzen. Da während dieser Arbeit das von der Antenne verstärkte Signal über ein Hallbarsegment von 500 μm Länge gemittelt wurde, die Feldüberhöhung der Antenne aber nur in einem kleinen Bereich um die Antennenspitze herum wirkt, können in kleineren Bereichen um die Antenne durchaus höhere Verstärkungsfaktoren erreicht werden.
Um die bessere Einkopplung der elektromagnetischen Welle aus einem optisch dichteren Medium auch von der Vorderseite der Probe gewährleisten zu können, könnte auch eine Linse aus Silizium zu Einsatz kommen, die direkt über der Antenne auf die Probe aufgebracht wird. Eine solche Anordnung wurde von Rutledge *et al.* [Rut83] und von Grossman [Gro95] beschrieben. Aber auch bei einer Beleuchtung von der Rückseite kann eine solche Linse Vorteile bringen [Yng01].
Auch wurden in dieser Arbeit ausschließlich Antennen untersucht, die ein Gap, also eine Lücke, zwischen ihren Antennenhälften haben. Man kann sie aber auch mit einem als Gate nutzbaren Steg zwischen ihren Hälften bauen, um damit gezielt das 2DEG im Bereich der Antenne zu verändern. Oder man formt die Antennenspitzen als ineinandergreifende Kämme, um im Bereich der maximalen Verstärkung das 2DEG in eine Mäanderform zu zwingen und so das Längen-zu-Breiten-Verhältnis stark zu erhöhen. Eine solche Arbeit wurde bereits von Kawaguchi *et al.* [Kaw02] durchgeführt. Eine Veränderung des seitlichen Abstands der Antennenhälften zueinander und dessen Einfluss auf die Feldüberhöhung in den Spitzen ist ein weiterer interessanter Punkt in der Forschung. Hierzu wurden bereits Messungen durchgeführt [Cai97].
Eine weitere interessante Möglichkeit zur Verstärkung der Strahlungsintensität könnte ein parabolisch geformter Spiegel sein, der im Strahlengang hinter der Probe angebracht ist und in dessen Fokus sich die Mikrostruktur befindet. Dabei wird davon ausgegangen, dass der einfallende Strahl annähernd parallel ist. Eine erste in der Gruppe durchgeführte Messung mit einer ein-

fachen Versuchsanordnung verlief bereits sehr vielversprechend. Hier stehen auf jeden Fall noch weitere Messungen aus.

Anhang A

Prozessparameter

In diesem Anhang sind Prozessparameter der Präparation aufgeführt.

A.1 Mesa

Photolack:	Shipley S1813 unverdünnt
Belacken:	4500 rpm, Rampe 255, 60 Sekunden
Ausbacken:	Ofen: 30 Minuten, 90°C
	Hot-Plate: 3 Minuten, 100°C
Belichten:	6 Sekunden 55 mW/cm^2
Entwickler:	Microposit MF 319 metallionenfrei
Entwickeln:	60 Sekunden
Ätzlösung:	600 ml H_2O, 8 ml H_2O_2, 1 ml H_2SO_4
Ätzdauer:	unterschiedlich
Ätzrate:	ca. 40 nm/min

A.2 Einlegierkontakte

Photolack:	Shipley S1813 unverdünnt
Belacken:	4500 rpm, Rampe 255, 60 Sekunden
Ausbacken:	Ofen: 30 Minuten, 90°C
	Hot-Plate: 3 Minuten, 100°C
Belichten:	6 Sekunden 55 mW/cm^2
Entwickler:	Microposit MF 319 metallionenfrei
Entwickeln:	60 Sekunden
Aufdampfen:	20 nm AuGe, 10 nm Ni, 20 nm AuGe
Lift-off:	einige Minuten in heißem Aceton quellen lassen,
	3 mal 8s im Ultraschallbad reinigen.
	Bei Bedarf wiederholen.
Einlegieren:	4 Minuten, 400°C unter Ar/H_2 Atmosphäre

A.3 Leiterbahnen und Antenne

Photolack:	Shipley S1813 pur
Belacken:	4500 rpm, Rampe 255, 60 Sekunden
Ausbacken:	Ofen: 30 Minuten, 90°C
	Hot-Plate: 3 Minuten, 100°C
Belichten:	6 Sekunden 55 mW/cm^2
Entwickler:	Microposit MF 319 metallionenfrei
Aufdampfen:	5 nm Chrom, 40 nm Gold
Lift-off:	einige Minuten in heißem Aceton quellen lassen,
	3 mal 8s im Ultraschallbad reinigen.
	Bei Bedarf wiederholen.

Literaturverzeichnis

[Abs74] G. Abstreiter, P. Kneschaurek, J. P. Kotthaus und J. F. Koch. *Cyclotron Resonance of Electrons in an Inversion Layer on Si.* Phys. Rev. Lett. **32**, 104–107 (1974).

[Ald99] J. Alda, Ch. Fumeaux, M. A. Gritz und D. Spencer. *Responsivity of infrared antenna-coupled microbolometers for air-side and substrate-side illumination.* Infrared physics & technologie : an international research **41**, 9 (1999).

[And82] T. Ando, A. B. Fowler und F. Stern. *Electronic properties of two-dimensional systems.* Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).

[Cai97] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer und J. Federici. *Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas.* Appl. Phys. Lett. **71**, 2076 (1997).

[Com87] R. C. Compton, R. C. McPhedran, Z. Popović, G. M. Rebeiz, P. P. Tong und D. B. Rutledge. *Bow-Tie Antennas on a Dielectric Half-space: Theory and Experiment.* IEEE Transactions on Antennas and Propagation (1987).

[Cro94] K. B. Crozier, A. Sundaramuthy, G. S. Kino und C. F. Quate. *Optical antennas: Resonators for local field enhancement.* J. Appl. Phys. **94**, 4632 (1994).

[DuH57] R. H. DuHamel und D. E. Isbell. *Broadband logarithmically periodic antenna structures.* IRE Nat. Conv. Record **1**, 119 (1957).

[Gro95] E. N. Grossman. *Lithographic Antennas for Submillimeter and Infrared Frequencies.* S. 102–107. IEEE 1995 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1995.

[Gro01] S. Groth. *Mikromechanische Cantilever-Magnetometrie an chemisch hergestelltem Zinkoxid.* Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2001.

[Hu96] Q. Hu, S. Verghese, R. A. Wyss, Th. Schäpers, J. del Alamo, S. Feng, K. Yakubo, M. J. Rooks, M. R. Melloch und A. Förster. *High-frequency ($f \sim 1$ THz) studies of quantum-effect devices.* Semicond. Sci. Technol. **11**, 1888–1894 (1996).

[Kaw02] Y. Kawaguchi, K. Hirakawa und S. Komiyama. *High-sensitivity quantum Hall far-infrared photodetector integrated with log-periodic antenna.* Appl. Phys. Lett. **80**, 3418 (2002).

[Kom00] S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuwa und H. Hirai. *A single-photon detector in the far-infrared range.* Nature **403**, 405–407 (2000).

[Kom03] S. Komiyama. *Mündliche Mitteilung*, 2003.

[Nep79] F. Neppl, J.P. Kotthaus und J.F. Koch. *Mechanism of intersubband resonant photoresponse.* Phys. Rev. B **19**, 5240 (1979).

[Pay99] J. Payne, D. Emerson und A. Vaccari. *Calibration: Hardware Schemes.* MMA Project Book, Chapter 3 Section 2, 1999.

[Pot96] A. Potts, R. Shepherd, W. G. Herrenden-Harker, M. Elliott, C. L. Jones, A. Usher, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie, E. H. Linfield und M. Grimshaw. *Magnetization studies of Landau level broadening in two-dimensional electron systems.* J. Phys.: Condens. Matter **8**, 5189 (1996).

[Rum66] V. H. Rumsey. *Frequency Independent Antennas.* Academic Press, 1966.

[Rut83] D. B. Rutledge, D. P. Neikiry und D. P. Kasilingam. *Infrared and millimeter waves.* Academic Press, 1983.

[Sch67] F. Schildheuer. *Impedanzverhalten logarithmisch-periodischer Antennen mit linearer Polarisation.* Dissertation, Technische Hochschule Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1967.

[vK80] K. von Klitzing, G. Dorda und M. Pepper. *New method for high- accuracy determination of the fine structure constant based on quantized Hall resistance.* Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).

[Vol00] M. Volk. *Ferninfrarot-Spektroskopie mit Josephson-Kontakten aus $YBa_2Cu_3O_7$.* Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2000.

[Wan92] J. K. Wang, D. C. Tsui, M. Santos und M. Shayegan. *Heat-capacity study of two-dimensional electrons in $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ multiple-quantum-well structures in high magnetic fields: Spin-split Landau levels.* Phys. Rev. B **45**, 4384 (1992).

[Yng01] K. S. Yngvesson, C. F. Musante, M. Ji, F. Rodriguez, Y. Zhuang, E. Gerecht, m. Coulombe, J. Dickinson, T. Goyette, J. Waldman, C. K. Walker, A. Stark und A. Lane. *TERAHERTZ RECEIVER WITH NbN HEB DEVICES (TREND) - A LOW-NOISE RECEIVER USED INSTRUMENT FOR AST/RO AT THE SOUTH POLE.* San Diego2001. Twelvth Intern. Symp. Space THz Technology.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein spezieller Dank gilt:

- Prof. Dr. Detlef Heitmann für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Forschungsgruppe anfertigen zu können
- Prof. Dr. Ulrich Merkt für die Übernahme des Zweitgutachtens
- Dr. Can-Ming Hu für die sehr gute Betreuung sowie für viele Tipps und Ideen
- Carsten Zehnder und André Wirthmann für die hervorragende Betreuung und Vorarbeiten, die diese Diplomarbeit erst ermöglichten
- dem Hamburger MBE-Team für die gewachsenen Heterostrukturen
- Dr. Karsten Bittkau für große Hilfe, vor allem bei allen Herausforderungen die die Computer mit sich brachten
- Dr. Steffen Holland für Tipps und gute Ideen, sowie sehr gutes Korrekturlesen
- Wolfgang Hatje und Klaus Ahrens für den ständigen Nachschub an flüssigem Helium
- Dipl. Ing. Thomas Finger für die Instandhaltung und Betreuung des Reinraums
- den Mitarbeitern der Feinmechanischen- und der Elektronikwerkstatt
- allen, die zu einer sehr angenehmen Arbeitsatmosphäre in den FIR-Laboratorien beigetragen haben: Dr. Karsten Bittkau, Dr. Steffen Holland, Dr. Yongsheng Gui, Carsten Zehnder, André Wirthmann, Lars Böttger, Christian Menk, Kevin Rachor und Nikolai Mecking

- allen, die eine angenehme Arbeitsatmosphäre im Büro verbreiteten: Dr. Tobias Kipp, Dr. Lars Karsten, Dr. Heiko Rolff, Daniel Ravlic, Michael Berginski und Jan Podbielski
- Dr. Partik Schröter, Dr. Lars Karsten, Fabian Wilde und Nicolas Hoyer für die Betreuung des Gruppennetzwerkes
- allen Mitgliedern der Gruppen H, W und N für Gespräche, Anregungen, Tipps und das freundliche Arbeitsklima
- Olaf, Knud und Dennis für die gute Zeit in Studium
- allen meinen Freunden, besonders Norina, Frank, Wulf, Alex, Jörn, Carsten, Carsten, Tobias, Fabian und Markus für ihre Freundschaft und Aufmunterung
- AEGEE-Hamburg für anderes Arbeiten an der Universität und grenzüberschreitende Erfahrungen
- dem TTT für viel Schweiß und Spaß und Schmerz beim Sport
- der Feuerwehr Garstedt dafür, dass sie während dieser Arbeit die meisten Feuer ohne mich gelöscht hat
- meiner Oma dafür, dass sie meine Oma ist
- meinem Vater und Mechthild dafür, dass sie wirklich immer da sind
- meiner Mutter und Michael für grenzenlose Unterstützung, Vertrauen und Verständnis
- meinem Bruder für einfach alles und noch viel mehr

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Hamburg, 21. **September** 2004

Steffen Groth