UNIVERSITÄT HAMBURG
DEPARTMENT PHYSIK

Ferninfrarotspektroskopie an mittels lokaler anodischer Oxidation mit einem Rasterkraftmikroskop hergestellten niedrig-dimensionalen Elektronensystemen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Steffen Groth
aus Hamburg

Hamburg
2008

Gutachter der Dissertation:	Professor Dr. D. Heitmann Professor Dr. U. Merkt
Gutachter der Disputation:	Professor Dr. D. Heitmann Professor Dr. W. Hansen
Datum der Disputation:	23. Mai 2008
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. T. Kipp
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Professor Dr. J. Bartels
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:	Professor Dr. A. Frühwald

Abstract

In this thesis low dimensional electron systems, like quantum dots, quantum point contacts and meandering miniature conducting stripes are investigated. Starting from modulation doped GaAs/AlGaAs heterostructures the recently introduced technique of local anodic oxidation with an atomic force microscope is used to analyze and manipulate structures in the submicrometer regime. Magnetotransport, spectrally integrated, microwave and photoconductivity measurements are performed with these samples.

First the parameters for the local anodic oxidation are optimized to find the best. For these investigations different parameters as the speed of the atomic force microscope tip, the tip-probe voltage and the tip pressure on the sample were varied. By selectively etching the oxide with HCl a connection between the height of the prepared oxide and its depth is found.

The samples are fabricated with different geometries and designs. For comparison meandering conducting stripes, separated into several resonators by quantum point contacts are prepared by local anodic oxidation with the atomic force microscope and by electron beam lithography in a scanning electron microscope.

Measurements on a quantum point contact in a ^{3}He system with temperatures down to 300 mK show quantized transport.

Meandering conductive stripes with lateral width down to 150 nm and length up to 170 μm are prepared with local anodic oxidation. These conductive stripes were investigated by magnetotransport- and photoconductivity measurements. These measurements show the characteristic behavior of an one dimensional electron system.

Photoconductivity measurements on the meandering conducting stripes with resonators demonstrate a shift of the photoconductivity resonances to higher energies in contrast to the cyclotron resonance frequency of the two dimensional electron system. Calculations illustrate the origin of these resonances. By applying modulated radiation in the microwave regime, measurements on these conducting stripes show oscillations of the resistance at small magnetic fields. They are periodic in $\frac{1}{B}$. These oscillations neither appear in magnetotransport nor in photomodulated transport measurements. They are microwave detected oscillations in a local defined area of the two dimensional electron system.

Inhaltsangabe

In dieser Arbeit werden niedrig dimensionale Elektronensysteme wie Einzel-Quanten-Punkte, Quanten-Punkt-Kontakte und mäanderförmige Miniaturleiterstreifen hergestellt und untersucht. Beginnend mit modulationsdotierten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen wird mit einem Rasterkraftmikroskop die Technik der lokalen anodischen Oxidation genutzt, um die Proben im Submikrometerbereich zu strukturieren. Diese Strukturen werden mittels Magnetotransportmessungen, Ferninfrarotspektroskopie und Mikrowellenmessungen analysiert.

Zunächst werden die Oxidationsparameter, wie die Schreibgeschwindigkeit, der Spitzendruck und die Proben-Spitzen-Spannung bei der lokalen anodischen Oxidation optimiert. Durch selektives Ätzen wird ein Zusammenhang zwischen Oxidhöhe und Oxidtiefe analysiert.

Die Strukturen werden in verschiedenen Geometrien und Designs gefertigt. Ein mäanderförmiger Miniaturleiterstreifen, der durch Quanten-Punkt-Kontakte in einzelne Resonatoren unterteilt ist, wird zum Vergleich der Präparationsmethoden mit Hilfe der lokalen anodischen Oxidation und mit Elektronenstrahllithographie am Rasterelektronenmikroskop hergestellt.

Bei Messungen an einem Quanten-Punkt-Kontakt in einem ^{3}He-System bei einer Temperatur von 300 mK wird quantisierte Leitfähigkeit nachgewiesen.

Mäanderförmige Miniaturleiterstreifen mit einer Breite herunter bis 150 nm und einer Länge von bis zu 170 μm zeigen in Magnetotransport- und Photoleitungsspektroskopiemessungen das Verhalten eines eindimensionalen Leiterstreifens.

An Miniaturleiterstreifen mit Resonatoren durchgeführte Photoleitungsspektroskopiemessungen zeigen eine Verschiebung ihrer Resonanz aus der Photoleitungsspektroskopie zu höheren Energien im Vergleich zu der Zyklotronresonanzfrequenz des zweidimensionalen Elektronensystems. Unterschiedliche Theorien zu der Entstehung der Resonanz werden in dieser Arbeit präsentiert. Unter modulierter Bestrahlung im Mikrowellenbereich ergeben sich Oszillationen bei niedrigen Magnetfeldern, die periodisch in $\frac{1}{B}$ sind. Diese Oszillationen treten weder in Transport- noch in Photoleitungsmessungen auf. Hierbei handelt es sich um eine durch die Mikrowellenstrahlung detektierte Shubnikov-de Haas-Oszillation in einem lokal definierten Bereich des zweidimensionalen Elektronensystems.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretischer Hintergrund **3**
2.1 Zweidimensionale Elektronensysteme 3
2.2 Plasmonen 8
2.3 Eindimensionale Elektronensysteme 9
2.4 Nulldimensionale Elektronensysteme 9
2.5 Quasi nulldimensionale Elektronensysteme 13
2.6 Quanten-Punkt-Kontakte 15
2.7 Einzel-Quanten-Punkte 18

3 Rasterkraftmikroskopie **23**
3.1 Funktionsweise 23
3.2 Arbeitsweise 25

4 Probenpräparation **31**
4.1 Heterostruktur 31
4.2 Bearbeitung des Wafers 32
4.3 Präparation der Mesa 33
4.4 Einlegieren von Kontakten 35
4.5 Lokale anodische Oxidation 35
4.6 Elektronen-Strahl-Lithographie 40
4.7 Wedgen 41
4.8 Bonden 42

5 Messmethoden **43**
5.1 ^{3}He-System 45
5.2 Magnetotransportmessung 45
5.3 Photoleitungsspektroskopie 47
5.4 Spektral integrierte Photoleitung 49
5.5 Mikrowellen-Messung 52
5.6 Bolometrischer Effekt 52

6 Ergebnisse **55**
6.1 Ergebnisse und Auswertung 55
6.2 Optimierung der AFM-Präparation 55
6.3 Messungen an einem Quanten-Punkt-Kontakt 58
6.4 Einzelquantenpunkte als Einzel-Elektronen-Transistoren 61
6.5 Mäanderförmige Miniaturleiterstreifen und Quantenpunktleiter . . . 64
6.6 Untersuchungen an mäanderförmigen Miniaturleiterstreifen 66
6.6.1 Magnetotransport und photomodulierter Transport 69
6.6.2 Photoleitungsspektroskopie 69
6.7 Untersuchungen an mäanderförmigen Quantenpunktleitern 73
6.7.1 Magnetotransport und photomodulierter Transport 73
6.7.2 Photoleitungsspektroskopie 76
6.7.3 Mikrowellenmodulierte Photospannungsmessungen 82
6.8 REM präparierte Quantenpunktleiter 88

7 Zusammenfassung und Ausblick **93**

A Prozessparameter **97**
A.1 Erzeugung der Mesastruktur 97
A.2 Einlegierkontakte 97
A.3 REM erste Schicht 98
A.4 REM zweite Schicht 98

Literaturverzeichnis **99**

Abbildungsverzeichnis

2.1 Aufbau eines Shallow-HEMTs 4
2.2 Bandkantenverlauf der Probe 5
2.3 Shubnikov-de Haas-Oszillationen 7
2.4 Zustandsdichte eindimensionaler Subbänder 10
2.5 Abweichung der Magnetoplasmonfrequenz von der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES 11
2.6 Resonanzen in einem Quantenpunkt 11
2.7 Abweichung der beiden Punktmoden von der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES 12
2.8 Magnetoplasmonenfrequenz eines ellipsenförmigen 2DES 14
2.9 Magnetoplasmonenfrequenz eines rechteckigen 2DES 15
2.10 Quanten-Punkt-Kontakt 16
2.11 Leitfähigkeit eines QPCs bei angelegter Gatespannung 17
2.12 Einzel-Quanten-Punkt 19
2.13 Coulomb-Blockade 20
2.14 Coulomb-Blockade-Peaks 21
2.15 Photonendetektion mit einem QP 21
2.16 Leitfähigkeit eines Quantenpunktes mit und ohne FIR-Strahlung . . 22

3.1 Rasterkraftmikroskop 24
3.2 AFM-Spitze über der Probe 25
3.3 Siliziumspitze 26
3.4 AFM im Tapping-Modus 27
3.5 Geometrie einer AFM-Spitze 28
3.6 Eigenschaften der Geometrie einer AFM-Spitze 29

4.1 Orientierungen des Wafers 32
4.2 Die Vorstruktur 34
4.3 Die Struktur der Probe 36
4.4 Schematische Darstellung der lokalen anodischen Oxidation 37
4.5 Beispiel oxidierter Linien 38
4.6 Auftretender Shift bei der lokalen anodischen Oxidation 39

4.7 AFM-Bild einer Mittels REM präparierten Nanostruktur 41
4.8 Gebondete Probe 42

5.1 Probenstab im Kryostaten 44
5.2 ^{3}He-System 46
5.3 Magnetotransportmessung 47
5.4 Michelson-Interferometer 48
5.5 Photoleitungsspektroskopie 50
5.6 Spektral integrierte Photoleitung 51
5.7 Der bolometrische Effekt 53

6.1 Bestimmung der optimalen Oxidationsparameter 57
6.2 Bestimmung der Tiefe der Oxidlinien 58
6.3 Quanten-Punkt-Kontakt 59
6.4 Quantisierter Transport in einem Quanten-Punkt-Kontakt 60
6.5 Einzel-Elektronen-Transistor 62
6.6 Zwei Einzel-Elektronen-Transistoren in einer Struktur 63
6.7 Mäanderförmiger Miniaturleiterstreifen 65
6.8 Mäanderförmiger Quantenpunktleiter 67
6.9 Mittels Lithographie am REM präparierter Quantenpunktleiter . . 68
6.10 Abweichende Oszillationsperioden bei einem Miniaturleiterstreifen . 70
6.11 Photomodulierter Transport an einem Miniaturleiterstreifen 71
6.12 Photoleitungsspektrum an einem Miniaturleiterstreifen 72
6.13 Plasmonmode eines Miniaturleiterstreifens verglichen mit der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES 73
6.14 $1/B$ Transportabhängigkeit eines Quantenpunktleiters 74
6.15 Photomodulierter Transport an einem Quantenpunktleiter 75
6.16 Photoleitungsspektrum eines Quantenpunktleiters 76
6.17 Plasmonmode eines Quantenpunktleiters verglichen mit der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES 78
6.18 Quantenpunktmode eines Quantenpunktleiters verglichen mit der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES 79
6.19 Rechteckmode eines Quantenpunktleiters verglichen mit der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES 80
6.20 Ellipsenmode eines Quantenpunktleiters verglichen mit der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES 81
6.21 Magnetotransport- und mikrowellenmoduliertes Photospannungssignal eines Quantenpunktleiters 83
6.22 $1/B$ Abhängigkeit der mikrowelleninduzierten Photospannungsmessung 84

6.23 Grauskalenplot der Mikrowellenfrequenz von Photospannungsmessungen gegen das Magnetfeld 85
6.24 Schwebung bei einer Frequenz von $f = 90$ GHz 86
6.25 Fouriertransformation der Photospannungsmessung bei 90 GHz . . 87
6.26 Mikrowelleninduzierte Photospannung und Lage der MIROs 89
6.27 Gateabhängige Magnetotransportmessungen an einem mit dem REM präparierten Quantenpunktleiter 90
6.28 Photomodulierte Transportmessung eines mit dem REM präparierten Quantenpunktleiters 91
6.29 Photomodulierte Transportmessung eines mit dem REM präparierten Quantenpunktleiters bei einer Gatespannung von $U = 120$ mV . . . 92

1 Einleitung

In den vergangenen 60 Jahren hat die Erforschung von Halbleiter-Technologien einen gewaltigen Fortschritt und Wandel in der Elektronik bewirkt. Bei diesem Wandel ist auch am Anfang des neuen Jahrhunderts noch kein Ende absehbar. Nach wie vor ist die Halbleiter-Technologie eines der Hauptgebiete der Forschung und Entwicklung mit einem großen Einfluss auf zukünftige Technologien.

Bereits im Jahre 1947 wurde der erste Germanium-Transistor erfunden. Aber erst mit der Anwendung von Integrierten Schaltungen (ICs[1]) im Jahre 1958 gewann die Mikroelektronik stark an Bedeutung. Mit der Entwicklung unipolarer Silizium-MOSFETs[2] fand eine Weiterentwicklung der bipolaren Transistoren statt. Unipolare Silizium-MOSFETs stellen in der heutigen Zeit eines der wichtigsten Schaltelemente der Mikroelektronik dar. Der Zwang der Halbleiterindustrie immer mehr Transistoren pro Fläche auf einem Chip unterzubringen, führt zu einer fortwährenden Miniaturisierung der Schaltungen [Moo65]. Da auch in der Mikroelektronik kürzere Wege kürzere Laufzeiten bedeuten, erhöhen sich gleichzeitig die Schaltgeschwindigkeiten der ICs. Heutzutage sind Bauelemente mit lateralen Strukturbreiten im Submikrometerbereich und Schaltgeschwindigkeiten im GHz-Bereich in vielen elektronischen Geräten eingebaut. Die Erschließung niedrigerer Dimensionen und höherer Schaltgeschwindigkeiten ist weiterhin eines der Hauptziele der Halbleiterentwicklung.

Um die notwendige Reinheit zur Präparation von Mikrostrukturen aus Halbleitermaterialien wie Silizium (Si), Galliumarsenid (GaAs) oder Aluminium-Galliumarsenid (AlGaAs) in solchen Größenordnungen gewährleisten zu können, werden die Strukturierungsprozesse in Reinsträume verlegt.

Die immer kleiner werdenden elektronischen Strukturen sowie das "Maßschneidern" von Heterostrukturen bedeutete eine Einschränkung in der Bewegungsfreiheit der Elektronen. Das Anlegen von Magnetfeldern schränkt die Bewegungsfreiheit der Elektronen weiter ein. Im Jahre 1980 führte ein solches System zur Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts an einem MOSFET durch Klaus von Klitzing [vK80]. Für seine Arbeit erhielt er 1985 den Nobelpreis für Physik.

Ein mächtiges Werkzeug zur Untersuchung von Strukturen im Bereich einzelner

[1] IC: *Integrated Circuit* (engl.) integrierte Schaltung

[2] MOSFET: *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor* (engl.) Metalloxid-Feldeffekt-Transistor

Atome stellt das Rastertunnelmikroskop dar. Es wurde 1982 von Binnig, Rohrer, Gerber und Weibel entwickelt [Bin82]. Diese Entwicklung wurde vier Jahre später mit dem Nobelpreis honoriert. Seit 1986 können mit der Erfindung des Rasterkraftmikroskops durch Binnig, Quate und Gerber [Bin86] auch nichtleitende Materialien untersucht werden.

Im Zuge der Miniaturisierung der Halbleitertechnologie kommt auch die Ferninfrarotspektroskopie mehr und mehr in den Bereich der Untersuchung einzelner Nanostrukturen, wie einzelner Quantenpunkte oder einzelner Quantendrähte. Hierbei konnten im Jahr 2000 von Komiyama *et al.* [Kom00] einzelne Photonen gemessen werden.

In der hier präsentierten Arbeit werden mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops und eines Rasterelektronenmikroskops Strukturen im Nanometerbereich, wie Einzel-Elektronen-Transistoren und Quantenpunktleiter, hergestellt und mittels verschiedener Messverfahren untersucht.

Nach einer kurzen Einführung in den theoretischen Hintergrund zu dieser Arbeit folgt ein Kapitel über das verwendete Rasterkraftmikroskop, ein Kapitel über die Präparationsmethoden, die in dieser Arbeit verwendet werden und ein Kapitel über die Messmethoden. Eine detaillierte Vorstellung und Diskussion der erzielten Ergebnisse sowie ein Ausblick werden am Ende der Arbeit gegeben.

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Zweidimensionale Elektronensysteme

In dieser Arbeit werden nanostrukturierte elektronische Systeme untersucht, die ausgehend von modulationsdotiertem Aluminium-Galliumarsenid (AlGaAs) / Galliumarsenid (GaAs)-Heterostrukturen hergestellt werden. Eine solche Heterostruktur ist in Abb. 2.1 dargestellt. Mit Hilfe einer MBE[1]-Anlage wird AlGaAs epitaktisch auf GaAs-Schichten aufgewachsen. An der Grenzfläche stellt sich ein Sprung in der Leitungsband- und Valenzbandkante ein. Wird das AlGaAs mit Silizium (Si) dotiert, so werden Elektronen im GaAs transferiert. Sie erzeugen dort in selbstkonsistenter Weise ein Einschlusspotenzial in Wachstumsrichtung z. Es kommt zu einer Einschränkung der Elektronenbewegung in dieser Richtung. Die Elektronen können sich nur noch in der xy-Ebene frei bewegen. Daher wird von einem zweidimensionalen Elektronensystem (2DES) gesprochen. Aufgrund der Impulsquantisierung in Wachstumsrichtung bilden sich sogenannte zweidimensionale (2D-) Subbänder aus. Wenn der Einschluss in z-Richtung erfolgt, ergibt sich für das m-te 2D-Subband eine Elektronenenergie von:

$$E_m(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2) + E_0(m) \tag{2.1}$$

Wobei k_x und k_y die Wellenvektoren in x- und y-Richtung der sich frei bewegenden Elektronen bezeichnen. $E(m)$ ist das quantisierte Energieniveau und m^* die durch die Bandstruktur bedingte reduzierte Elektronenmasse. In den Heterostrukturen dieser Arbeit wird nur das energetisch niedrigste Subband mit $m = 1$ besetzt.

In Abb. 2.2 ist der schematische Verlauf der Valenz- und Leitungsbandkanten eines 2DES in Wachstumsrichtung dargestellt. Im oberen Bereich der Abbildung ist die Leitungsbandkante, im unteren die Valenzbandkante dargestellt. Die Fermi-Energie ist durch E_F, die Bandlücke von AlGaAs durch E_{g1} und die Bandlücke von GaAs ist durch E_{g2} gekennzeichnet. Der undotierte Spacer trennt das 2DES von der Si-dotierten Schicht. Die ungefüllten Kreise symbolisieren unbesetzte, die gefüllten besetzte Donator- bzw. Akzeptorniveaus. Das 2DES ist als grauer Balken dargestellt. Bis zur Fermi-Energie sind alle Zustände gefüllt.

[1] MBE: *Molecular Beam Epitaxy* (engl.) Molekularstrahlepitaxie

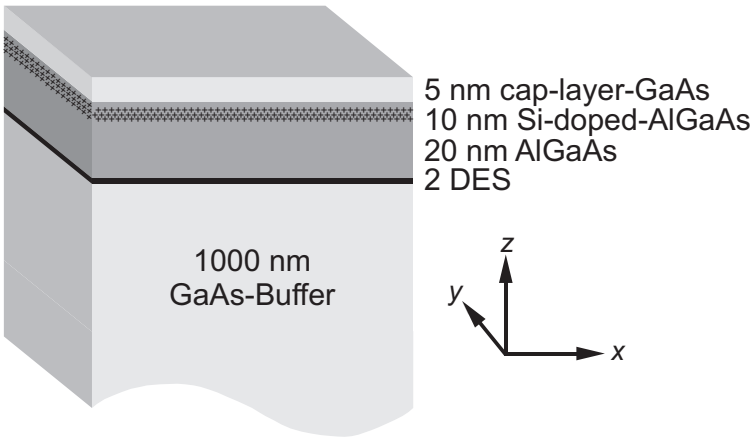

Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines MBE-gewachsenen GaAs-Shallow-HEMTs. Das 2DES befindet sich nur 35 nm unter der Waferoberfläche. Der 1000 nm dicke Buffer sorgt beim Aufwachsen für eine saubere Oberfläche und baut Verspannungen des Substrats ab.

Durch den Einschluss in z-Richtung entsteht ein Subband für jede Quantisierungsenergie in z-Richtung. Die Anzahl der Elektronenzustände pro Energieintervall wird als 2D-Zustandsdichte (DOS[2]) bezeichnet. Im 2DES hat jedes Subband die konstante Zustandsdichte

$$D_{2D}(E) = g_s \frac{m^*}{2\pi\hbar} \quad , \tag{2.2}$$

wobei $g_s = 2$ der Spin-Entartungsfaktor ist [And82].

Die Abbildung 2.2 stellt den Bandkantenverlauf der in dieser Arbeit verwendeten Proben dar.

Das Besondere an der Struktur in Abbildung 2.1 ist der sehr geringe Abstand zwischen der Waferoberfläche und dem 2DES. Eine solche MBE-Struktur wird Shallow-HEMT[3] genannt und ist in dieser Arbeit für die weitere Präparation von nanostrukturierten 2DES von besonderer Bedeutung.

Wird ein homogenes äußeres Magnetfeld $\vec{B}$ senkrecht zur Ebene des Elektronengases angelegt, werden die Elektronen klassisch vereinfacht betrachtet auf Kreisbahnen gezwungen. Quantenmechanisch betrachtet befinden sich die Elektronen in Eigenzuständen. Diese Eigenzustände werden als Landau-Niveaus bezeichnet [Lan30]. Die Energie dieser Landau-Niveaus ist hierbei gegeben durch:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_{CR} \qquad n \,\epsilon\, 0, 1, 2, 3, \ldots \; . \tag{2.3}$$

[2]DOS: *Density Of States* (engl.) Zustandsdichte

[3]HEMT: *High Electron Mobility Transistor* (engl.) Transistor mit hochbeweglichen Elektronen

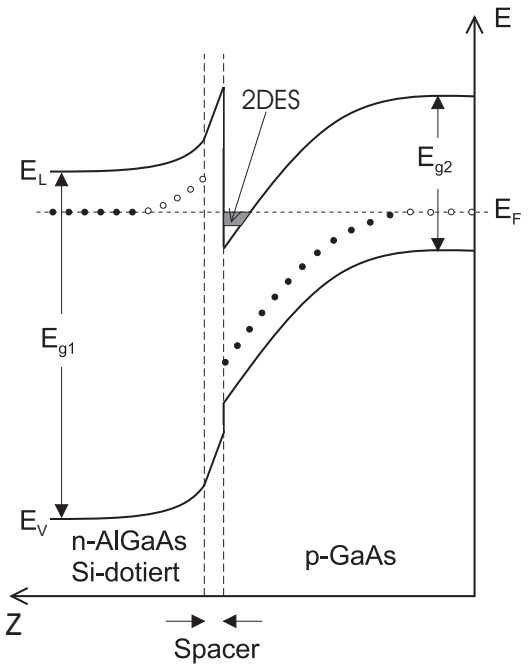

Abbildung 2.2: Schematischer Bandkantenverlauf der in dieser Arbeit verwendeten Proben. E_L ist die Leitungsbandkante, E_V die Valenzbandkante. Die Fermi-Energie ist durch E_F, die Bandlücke von AlGaAs durch E_{g1}, die von GaAs durch E_{g2} gekennzeichnet. Der undotierte Spacer trennt das 2DES von den Si-Donatoren. Die ungefüllten Kreise symbolisieren unbesetzte, die gefüllten besetzte Donator- bzw. Akzeptorniveaus. Das 2DES ist als grauer Balken dargestellt. Alle Zustände bis zur Fermi-Energie sind gefüllt.

Der Index n bezieht sich hierbei auf das n-te Landau-Niveau. Die Zyklotronresonanzfrequenz ist definiert durch $\omega_{CR} = eB/m^*$. Der Füllfaktor $\nu = N_S/N_L$ beschreibt die Zahl der besetzten Landau-Niveaus. N_S ist die Ladungsträgerdichte des 2DES. Jedes Landau-Niveau n ist folgendermaßen entartet:

$$N_{\mathrm{L}} = \frac{eB}{h} \quad . \tag{2.4}$$

Sollen spinentartete Niveaus betrachtet werden, wird der rechte Term in der Formel um einen Faktor zwei ergänzt. Im Magnetfeld ist die Zustandsdichte im idealen Fall auf der Energieskala durch eine Summe von Deltafunktionen gegeben.

Im realen System sind die Landau-Niveaus aufgrund von Streuprozessen und Kristalldefekten allerdings verbreitert [And82]. Üblicherweise wird die Zustandsdichte in solchen Systemen als Summe von Gauß- oder Lorentz-förmigen Niveauverbreiterungen angegeben [Pot96]. Die elektronischen Transporteigenschaften im 2DES werden maßgeblich durch die Zustandsdichte beeinflusst. Wird der Widerstand entlang der Stromflussrichtung R_{xx} gemessen, treten sogenannte Shubnikov-de Haas-Oszillationen auf. Diese sind periodisch in $1/B$ und dadurch zu erklären, dass die Fermi-Energie an die Energie der Landau-Niveaus gepinnt ist. Die Positionen der Landau-Niveaus werden auf der Energieskala mit wachsendem Magnetfeld zu höheren Energien verschoben. Hierbei durchlaufen sie ganzzahlige Füllfaktoren des ursprünglichen Fermi-Niveaus E_{F} vom Magnetfeld $B = 0$ T. Dabei werden die Zustände in dem jeweiligen Landau-Niveau gefüllt, bis dieses voll ist. Anschließend wird das nächste Landau-Niveau gefüllt. Dies führt bei ganzzahligen Füllfaktoren zu einem Sprung im Verlauf der Fermi-Energie. An diesen Stellen und bei genügend tiefen Temperaturen entstehen Widerstandsminima. Sind die Landau-Niveaus energetisch vollständig getrennt, sinkt der Widerstand auf Null.

Zur Veranschaulichung dieser Shubnikov-de Haas-Oszillationen ist im Vorgriff auf den Experimentalteil in der Abbildung 2.3 eine an einem GaAs-Quantenpunktleiter aufgenommene Magnetotransportmessung bei einer Temperatur von $T = 300$ mK dargestellt. Der longitudinale Widerstand erreicht hier nicht Null. An dieser Probe tritt keine vollständige Trennung der Landau-Niveaus auf. Die Füllfaktoren sind dennoch sehr gut zu erkennen. Füllfaktor $\nu = 3$ liegt bei 6,2 T, $\nu = 4$ bei 4,7 T, $\nu = 5$ bei 3,7 T, $\nu = 6$ bei 3,1 T und Füllfaktor $\nu = 8$ bei 2,3 T. Die geraden Füllfaktoren sind mit langen Balken gekennzeichnet, die ungeraden mit kurzen Balken. Aus der Periodizität der Shubnikov-de Haas-Oszillationen ergibt sich eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 4{,}5 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2.

Bei einer Bestrahlung des 2DES mit Ferninfrarotstrahlung werden bei definierter Magnetfeldrichtung Elektronen aus besetzten Landau-Niveaus mit dem Index n in das nächst höhere, unbesetzte oder teilweise besetzte Niveau mit dem Index $n + 1$ angeregt [Abs74]. Dabei gelten Auswahlregeln für links- bzw. rechtszirkular polarisierte Strahlung. Dieser Übergang wird als die Zyklotronresonanz bezeichnet.

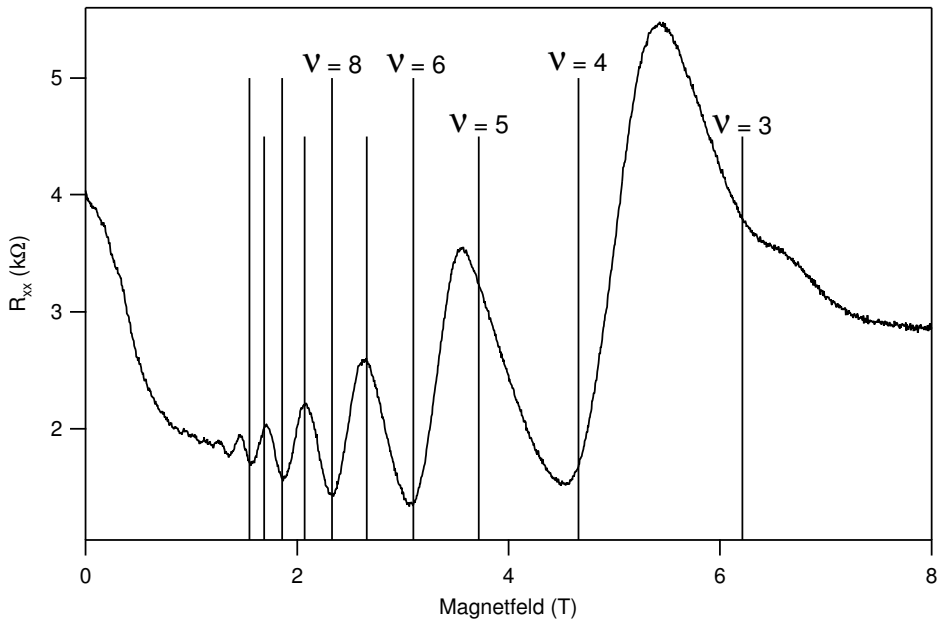

Abbildung 2.3: Eine in dieser Arbeit durchgeführte Messung einer Shubnikov-de Haas-Oszillationen an einem GaAs-Quantenpunktleiter bei einer Temperatur von 300 mK. Die berechneten Füllfaktoren befinden sich bei folgenden Magnetfeldern: $\nu = 3$ bei 6,2 T, $\nu = 4$ bei 4,7 T, $\nu = 5$ bei 3,7 T, $\nu = 6$ bei 3,1 T und $\nu = 8$ bei 2,3 T. Die geraden Füllfaktoren sind mit langen Balken, die ungeraden mit kurzen Balken gekennzeichnet. Die Ladungsträgerdichte der Probe beträgt $N_S = 4{,}5 \cdot 10^{11}$ Elektronen/cm^2. Zu höheren Magnetfeldern weichen die Oszillationen geringfügig von den Füllfaktoren ab. Dies kann an den später erläuterten eindimensionalen Effekten liegen.

Die Zyklotronresonanz hat eine Übergangsenergie von:

$$E_{n+1} - E_n = \hbar\omega_{CR} \quad . \tag{2.5}$$

2.2 Plasmonen

Bei den in dieser Arbeit verwendeten zweidimensionalen Elektronensystemen kann die Elektron-Elektron-Wechselwirkung zu einer dynamischen Anregung der Elektronendichte führen. Diese Dichteschwankungen werden als Plasmonen bezeichnet. Sie werden als Quasiteilchen aufgefasst. Die Dispersion der Plasmonfrequenz ω_p wurde für die ersten beiden Ordnungen vom Wellenvektor q von Stern [Ste67] berechnet:

$$\omega_p^2(q) = \frac{N_S e^2}{2\epsilon_{GaAs}\epsilon_0 m^*}\ q + \frac{3}{4}v_F^2 q^2 \quad . \tag{2.6}$$

Hierbei ist q der Wellenvektor des Plasmons in der xy-Ebene und ϵ_{GaAs} ist die relative Dielektrizitätskonstante von GaAs und ϵ_0 die absolute Dielektrizitätskonstante des Vakuum. Der Therm $\frac{3}{4}v_F^2 q^2$ drückt die Inkompressibilität des 2DES als Fermiflüssigkeit aus. Dabei ist v_F die Fermigeschwindigkeit.

Plasmonen können nicht von senkrecht auf das 2DES fallender elektromagnetischer Strahlung angeregt werden, da in diesem Fall $q = 0$ ist. Eine Anregung der Plasmonen in einer solchen Anordnung ist möglich, wenn zum Beispiel ein Gitterkoppler auf die Struktur aufgebracht wird. Eine andere Möglichkeit, die in dieser Arbeit verwendet wurde, ist die Probe zu strukturieren. In einem zweidimensionalen Elektronensystem mit endlicher Ausdehnung können sich so genannte confined-Plasmonen (CP), also eingeschlossene Elektronendichteschwankungen, bilden. Der Wellenvektor eines Plasmons wird in diesem Fall zu $q_n = \frac{n\pi}{W}$, wobei W die Breite des Drahtes ist. Daraus ergibt sich die confined-Plasmonfrequenz in erster Näherung zu:

$$\omega_{cpn}^2 = \frac{N_S e^2}{2\epsilon^1 m^*}\ \frac{n\pi}{W} \quad . \tag{2.7}$$

Hierbei ist:

$$\epsilon^1 = \frac{1}{2}(1 + \epsilon_{\mathrm{GaAs}})\epsilon_0 \quad . \tag{2.8}$$

Wird die Probe einem Magnetfeld in z-Richtung ausgesetzt, ergibt sich eine Magnetfeldabhängigkeit, welche Magnetoplasmonfrequenz ω_{mp} genannt wird. Sie lässt sich als Kombination von Zyklotronresonanzfrequenz ω_{CR} und confined-Plasmonfrequenz ω_{cp} darstellen [Cha72]:

$$\omega_{mp}^2 = \omega_{cp}^2 + \omega_{CR}^2 \quad . \tag{2.9}$$

2.3 Eindimensionale Elektronensysteme

Wird ein zweidimensionales Elektronensystem im Submikrometerbereich lateral strukturiert, so wird die Elektronenbewegung in einer weiteren Dimension eingeschränkt und die 2D-Subbänder spalten in eindimensionale (1D-) Subbänder auf. Die Energie eines 1D-Subbandes wird als E_{mn} bezeichnet, wobei m die Ordnung der Quantisierung in z-Richtung und n die Ordnung der Quantisierung in y-Richtung indiziert. Die Elektronen können dann nur noch eine freie Bewegung in x-Richtung ausführen. Die Energie eines 1D-Subbandes ist demnach gegeben durch:

$$E_{mn}(k_x) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + E_0(m) + E_0(n) \quad . \tag{2.10}$$

Da das Einschlusspotenzial in z-Richtung im allgemeinen wesentlich höher ist als der laterale Einschluss in y-Richtung und speziell auch in dieser Arbeit $m = 1$ ist, werden im Folgenden nur die entsprechenden n-ten 1D-Subbänder betrachtet.

Die eindimensionale Zustandsdichte $D_{1D}(E)$ der Subbänder ist im Gegensatz zu der des 2DES nicht energieunabhängig, sondern weist eine reziprok-wurzelförmige Abhängigkeit auf:

$$D_{1D}(E) = \sum_n \frac{g_s}{\pi} \sqrt{\frac{m^*}{2\hbar^2}} \frac{1}{\sqrt{E - E_0(n)}} \quad . \tag{2.11}$$

Hierbei ist E die Energie der Elektronen. Die Abbildung 2.4 zeigt die Energieabhängigkeit der Zustandsdichte D_{1D}. Die Subbänder sind bis zur Fermi-Energie E_F besetzt, dies wird durch die graue Fläche angedeutet. Die Indizes an den Subbändern bezeichnet mit der ersten Ziffer die Einschränkung des m-Subbandes in z-Richtung und mit der zweiten Ziffer die Subbänder n, die von der lateralen Einschränkung in y-Richtung stammen.

Wird die Probe einem Magnetfeld in z-Richtung ausgesetzt, so weicht die Eigenfrequenz dieses eindimensionalen Systems von der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES ab. Diese Eigenfrequenz ist die in Formel 2.9 angegebene Magnetoplasmonfrequenz. In Abbildung 2.5 ist der Unterschied zwischen der Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{CR}) eines 2DES und der Magnetoplasmonfrequenz (ω_{mp}) für $n = 1$ skizziert. Bei gleichem Magnetfeld ist die Magnetoplasmonfrequenz gegenüber der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES in Richtung höherer Energien verschoben. Dabei verringert sich der Abstand bei steigendem Magnetfeld.

2.4 Nulldimensionale Elektronensysteme

Wird ein eindimensionales Elektronensystem durch weitere Strukturierung auch in der noch freien x-Richtung eingeschränkt, ergibt sich ein so genanntes nulldimensionales Elektronensystem (0DES) oder ein Quantenpunkt. In diesem 0DES

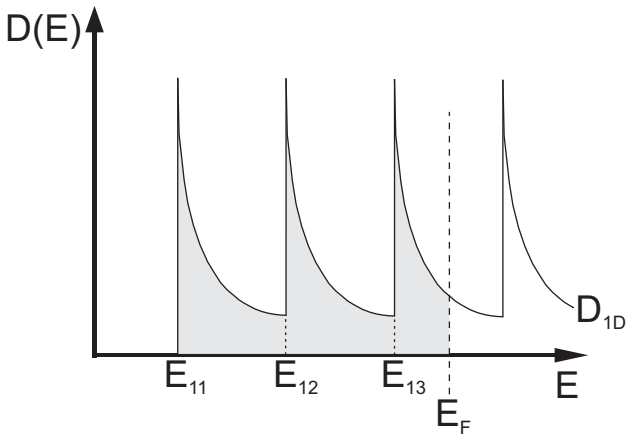

Abbildung 2.4: Die Zustandsdichte D_{1D} der eindimensionalen Subbänder ist gegen die Elektronenenergie E aufgetragen. Die Subbänder sind bis zur Fermi-Energie E_{F} besetzt (durch die graue Fläche gekennzeichnet). Der Index an den Energien der Subbänder bezeichnet mit der ersten Ziffer die Einschränkung des m-Subbandes in z-Richtung und mit der zweiten Ziffer die Subbänder n, die von der lateralen Einschränkung in y-Richtung stammen.

können sich die Elektronen weder in x-, y-, noch in z-Richtung frei bewegen. Die Energie ist in allen drei Raumrichtungen quantisiert:

$$E_{mno} = E_0(m) + E_0(n, o) \quad . \tag{2.12}$$

Aus dem zusätzlichen quantisierten Potenzial in x- und y-Richtung ergeben sich für ein 0DES ausschließlich diskrete Energieniveaus. Aufgrund der kollektiven Bewegung der Elektronen, welche durch das Kohn-Theorem [Koh61] erklärt wird, ergibt sich ein parabolisches Potenzial.

Wird das 0DES einem in z-Richtung verlaufendem Magnetfeld ausgesetzt, ergeben sich entsprechend den Rechnungen von [Foc28] zwei erlaubte Übergänge, welche eine positive (ω_+) und eine negative (ω_-) Magnetfelddispersion verursachen. Eine dieser beiden Moden wird als energetisch leicht verschobene Zyklotronresonanzfrequenz im Inneren des Punktes angesehen (ω_+). Die andere wird als Resonanzfrequenz eines an den Wänden des Punktes reflektierten Elektrons betrachtet (ω_-) (Abb. 2.6).

Da mit steigendem Magnetfeld die Kreisbahn der Elektronen abnimmt und damit immer besser in den Quantenpunkt "passt", nähert sich die ω_+-Mode der Frequenz der Zyklotronresonanz an, während die ω_--Mode gegen Null strebt. Die Differenz der beiden Moden beträgt dabei stets ω_{CR}. Der Intensitätsunterschied

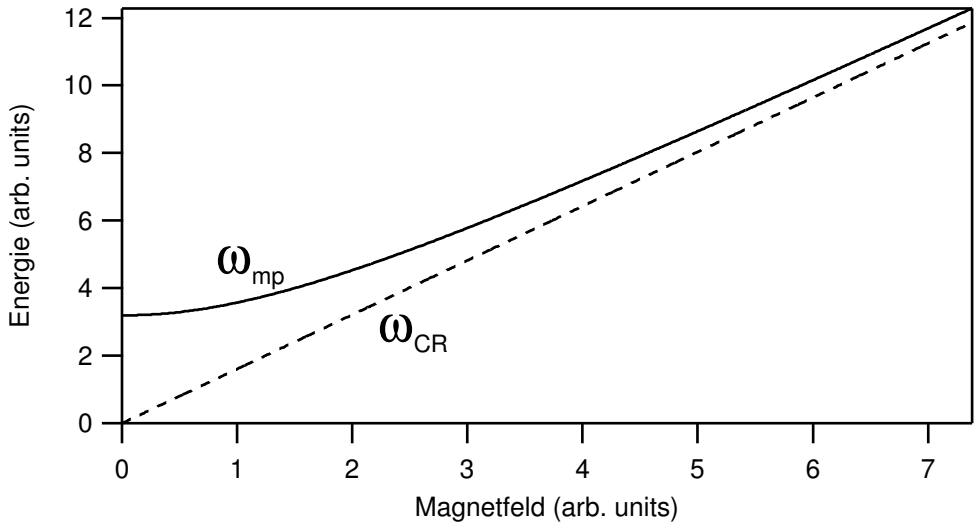

Abbildung 2.5: Die Energie der Magnetoplasmonfrequenz (ω_{mp}) und zum Vergleich der Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{CR}) eines 2DES sind gegen das Magnetfeld aufgetragen. Die Magnetoplasmonfrequenz hat bei gleichem Magnetfeld eine Abweichung zu höheren Energien gegenüber der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES. Dabei verringert sich der Abstand bei steigendem Magnetfeld.

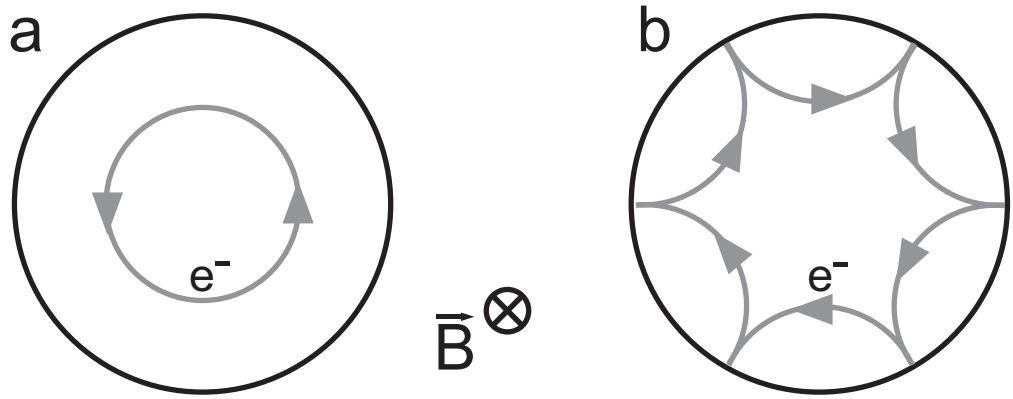

Abbildung 2.6: Resonanzmoden in einem Quantenpunkt. a: die ω_+-Mode entspricht einer Elektronenbewegung im Inneren des Quantenpunktes, b: die ω_--Mode entspricht einer reflektierten Elektronenbewegung am Rand des Punktes. Das Magnetfeld $\vec{B}$ verläuft senkrecht in die Abbildungsebene hinein.

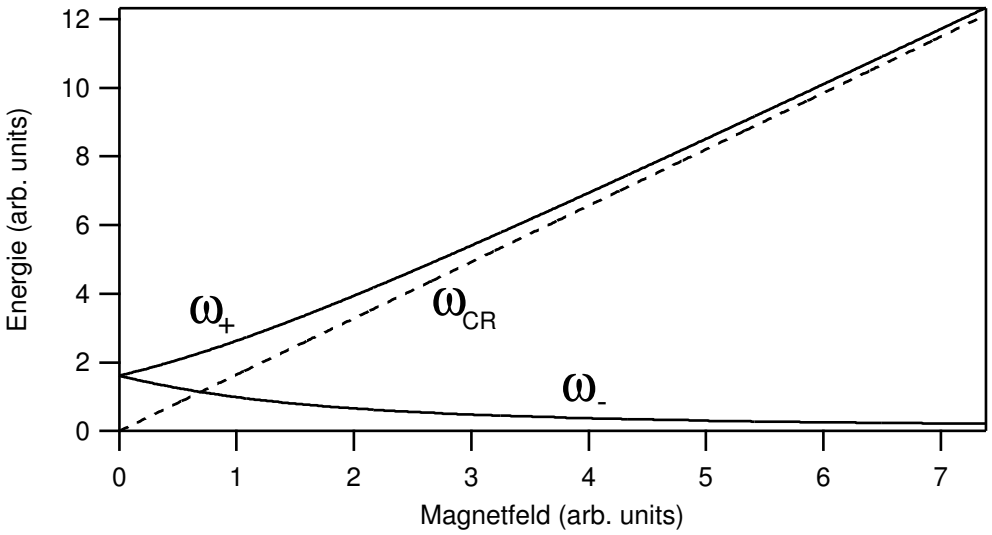

Abbildung 2.7: Die Energie der positiven und der negativen Punktmode (ω_+ und ω_-) und zum Vergleich die Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{CR}) eines 2DES sind gegen das Magnetfeld aufgetragen. Die positve Punktmode hat bei gleichem Magnetfeld eine Abweichung in Richtung höherer Energien gegenüber der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES. Die negative Punktmode strebt bei höheren Magnetfeldern gegen eine Energie von Null. Die Differenz der positiven und der negativen Punktmode ist gleich der Zyklotronresonanzfrequenz.

zwischen der ω_+- und der ω_--Mode wurde von Dingle [Din52] berechnet. Bei hohen Magnetfeldern liegt nahezu die gesamte Intensität bei der ω_+-Mode und die ω_--Mode verschwindet. Bei niedrigeren Magnetfeldern teilt sich die Intensität gleichmäßig auf beide Moden auf. Nach Maksym *et al.* [Mak90] ergibt sich für die Moden:

$$\omega_\pm = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_{CR}^2}{4}} \pm \frac{\omega_{CR}}{2} \quad . \tag{2.13}$$

Hierbei ist ω_0 die Frequenz der Moden bei $B = 0$ T. In Abbildung 2.7 liegt die Energie bei 0 T bei $\hbar\omega_0 = 1{,}6$ meV. Es ist die Dispersion der beiden Punktmoden (ω_+ und ω_-) und zum Vergleich die Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{CR}) eines 2DES aufgetragen.

2.5 Quasi nulldimensionale Elektronensysteme

Ein strukturiertes 2DES wird immer eine endliche laterale Ausdehnung besitzen, so dass bei der Präparation von Quantenpunkten immer nur von einem quasi nulldimensionalen Elektronensystem ausgegangen werden kann. Bei den in dieser Arbeit präparierten und untersuchten Quantenpunkten in Quantenpunktleitern ist zusätzlich der Einschluss in x- und y-Richtung bewusst unterschiedlich gewählt. Es handelt sich in diesem Fall um einen rechteckigen oder um einen elliptischen Quantenpunkt. Die Dispersion der Magnetoplasmonenfrequenz in einem ellipsenförmigen 2DES ist nach [Li91] gegeben durch:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}\left(\omega_W^2 + \omega_L^2 + \omega_{CR}^2 \pm \sqrt{\omega_{CR}^4 + 2\omega_{CR}^2(\omega_W^2 + \omega_L^2) + (\omega_W^2 - \omega_L^2)^2}\right) \quad . \tag{2.14}$$

Hierbei sind ω_L und ω_W:

$$\omega_L^2 = \frac{N_S e^2}{2\epsilon^1 m^*} \cdot \frac{\pi n}{L} \tag{2.15}$$

$$\omega_W^2 = \frac{N_S e^2}{2\epsilon^1 m^*} \cdot \frac{\pi n}{W} \quad . \tag{2.16}$$

L und W sind die Länge und Breite der beiden Hauptachsen der Ellipse. Da L und W unterschiedlich sind, gleichen sich die beiden entstehenden Modenfrequenzen ω_+ und ω_- bei $B = 0$ T nicht mehr. In Abbildung 2.8 ist die Dispersion der Magnetoplasmonenfrequenz in einem ellipsenförmigen 2DES und die Zyklotronresonanzfrequenz eines unstrukturierten 2DES aufgetragen.

Wird von einer rechteckigen Geometrie des quasi 0DES ausgegangen, ergeben sich Rechnungen für einen endlich langen Leiterstreifen. Diese sind analytisch nicht lösbar und wurden von Kukushkin *et al.* [Kuk05b] in erster Näherung aus der gleichen Formel wie für einen unendlich langen Leiter angegeben [Eli86]. Genauere numerische Rechnungen von Mikhailov und Savostianova [Mik05] liefern einen Korrekturfaktor. Es ergibt sich damit für die positive Mode:

$$\omega_+^2 = 0,85 \cdot \frac{N_S e^2}{2\epsilon^1 m^*} \cdot \frac{\pi n}{W} \tag{2.17}$$

und für die negative Mode :

$$\omega_-^2 = \frac{\omega_+^2 \cdot \omega_s^2}{\omega_+^2 + \omega_{CR}^2} \tag{2.18}$$

wobei

$$\omega_s^2 = \frac{N_S e^2}{2\epsilon^1 m^*} \cdot \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 \cdot \frac{W}{\pi}\left(ln\left(\frac{8}{W}\frac{L}{\pi n}\right) - 0,577\right) \tag{2.19}$$

ist [Ale95, Kuk05b].

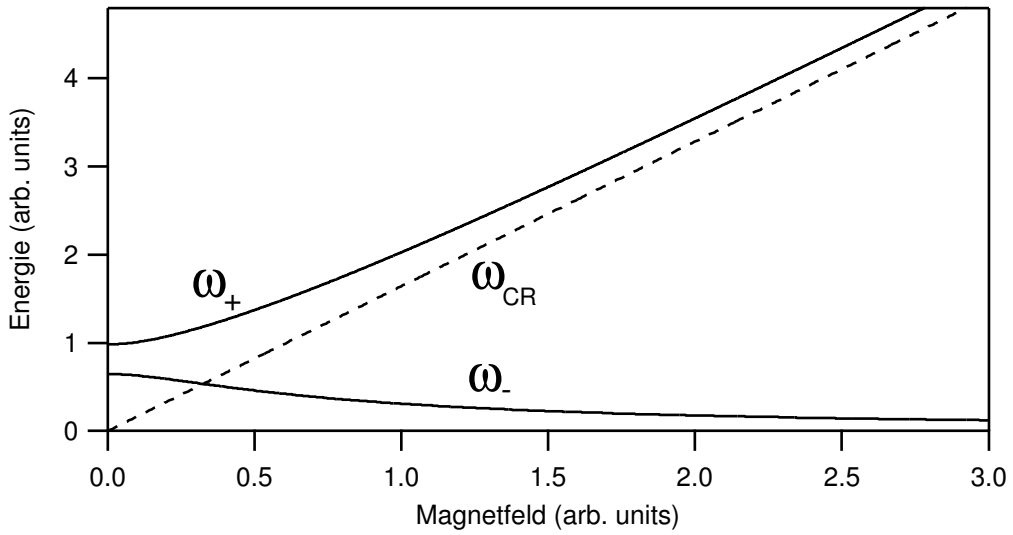

Abbildung 2.8: Die Energie der positiven und der negativen Ellipsenmode (ω_+ und ω_-) und die Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{CR}) eines 2DES sind gegen das Magnetfeld aufgetragen. Das Längen-zu-Breiten-Verhältnis der Ellipse beträgt zwei zu eins. Aufgrund der unterschiedlichen Einschlüsse in x- und y-Richtung gleichen sich die Energien beider Moden bei $B = 0$ T im Gegensatz zu den beiden des Quantenpunktes nicht mehr.

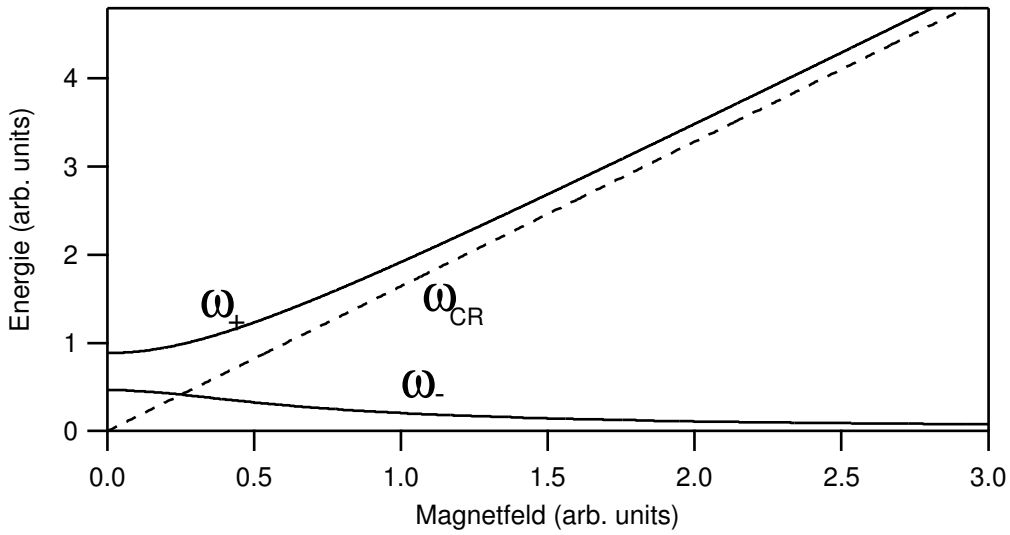

Abbildung 2.9: Die Energie der positiven und der negativen Rechteckmode (ω_+ und ω_-) und die Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{CR}) eines 2DES sind gegen das Magnetfeld aufgetragen. Das Längen-zu-Breiten-Verhältnis des Rechtecks beträgt zwei zu eins. Bei einer rechteckigen Struktur des 2DES gleichen sich die beiden Modenenergien bei $B = 0$ T nicht.

Dies gilt für $L > W$. Hierbei bezeichnen L und W die Länge und die Breite des Rechtecks.

In der Abbildung 2.9 sind die beiden Rechteckmoden ω_+ und ω_- exemplarisch zusammen mit der Zyklotronresonanzfrequenz eines unstrukturierten 2DES aufgetragen. Ähnlich wie bei den Ellipsenmoden gibt es eine Energielücke zwischen den beiden Modenenergien bei $B = 0$ T.

2.6 Quanten-Punkt-Kontakte

Ein Quanten-Punkt-Kontakt (QPC[4]) ist ein enger elektrischer Leitungskanal zwischen zwei Ladungsträgerreservoirs, wie er in Kapitel 2.3 beschrieben wurde, durch den ballistischer Transport stattfinden kann.

In der Praxis können solche Strukturen durch seitlich an einen 2DES-Leitungskanal herangeführte Gates, so genannte Split-Gates, oder auch mittels lateraler Einschränkung durch Lithographieverfahren und einem über der Struktur liegen-

[4]QPC: *Quantum Point Contact* (engl.) Quanten-Punkt-Kontakt

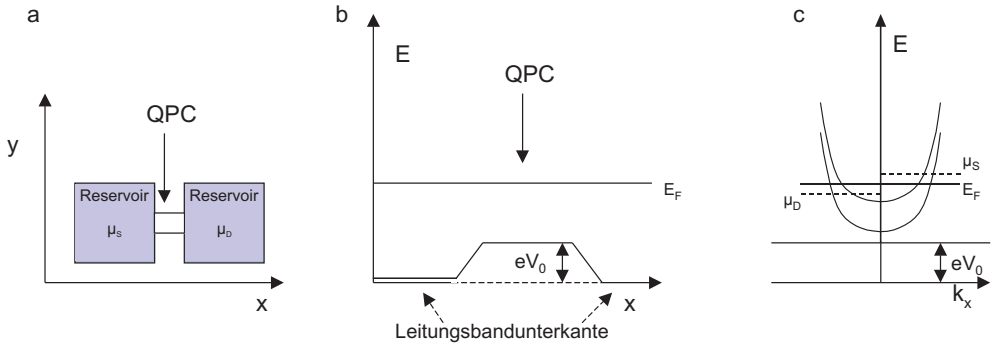

Abbildung 2.10: a: Schematische Darstellung eines Quanten-Punkt-Kontakts in Kontakt mit den Ladungsträgerreservoirs μ_S und μ_D. Es sei $\mu_S > \mu_D$. b: Der schematische Bandkantenverlauf des Systems aus a. Im Bereich des QPC ist die Leitungsbandkante um die Potenzialbarriere eV_0 erhöht. c: Die Energiedispersionsrelation im QPC der ersten beiden eindimensionalen Subbänder ist gegenüber dem Wellenvektor k_x entlang der freien Richtung x aufgetragen. Bis zur Fermi-Energie E_F sind alle Zustände besetzt. Die Potenzialbarriere eV_0 ist im unteren Bereich eingetragen. Abbildung nach [Rac05].

den, so genannten Topgate, realisiert werden. Durch Anlegen einer Gatespannung kann dabei der Kanal verengt und die Anzahl der unterhalb der Fermi-Energie liegenden Subbänder variiert werden.

Die erste Messung, die quantisierten Ladungstransport in Quanten-Punkt-Kontakten zeigte, wurde im Jahre 1988 von van Wees *et al.* [vW88] durchgeführt.

Die Abbildung 2.10 zeigt einen schematischen QPC. Im Teil a ist der QPC im Kontakt mit den zwei Ladungsträgerreservoirs μ_S und μ_D aufgetragen. Hierbei sei $\mu_S > \mu_D$. S und D entsprechen Source und Drain. In Teil b ist der Leitungsbandverlauf dargestellt. Im Bereich des Quanten-Punkt-Kontakts stellt das Einschlusspotenzial eine Potenzialbarriere eV_0 dar. Dies hat eine Verschiebung der Leitungsbandkante zur Folge.

Um den lateralen Einschluss $V(y)$ im QPC zu beschreiben, stellt ein externes parabolisches Potenzial bei einer Besetzung von wenigen 1D-Subbändern eine gute Näherung dar [Lau88]. Nach Gleichung 2.12 und Einsetzten der Potenzialbarriere eV_0 des QPCs ergibt sich nach [vW91] die Elektronenenergie des n-ten 1D-Subbandes im QPC zu:

$$E_n(k_x) = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + eV_0 \qquad n \,\epsilon\, 1, 2, 3, ... \quad . \tag{2.20}$$

In Abbildung 2.10c ist die Energiedispersion der beiden ersten 1D-Subbänder gegenüber dem Wellenvektor k_x dargestellt. Bis zur Fermi-Energie E_F sind alle Zustände besetzt.

Nach [vW91] lässt sich die Leitfähigkeit G_c dieses Systems ausdrücken durch:

$$G_c = \frac{2e^2}{h}\, N_c \tag{2.21}$$

wobei

$$N_c = int\left(\frac{E_F - eV_0}{\hbar\omega_0} + \frac{1}{2}\right) \tag{2.22}$$

ist. Das "*int*" bedeutet das restlose Streichen der Nachkommastellen und drückt damit die Anzahl der besetzten Subbänder bis zur Fernienergie E_F aus.

Die Leitfähigkeit eines QPC ist durch das Leitfähigkeitsquantum $\frac{2e^2}{h}$ multipliziert mit der Anzahl der besetzten Subbänder gegeben. Bei einer Temperatur von $T = 0$ K bilden sich demnach bei ganzzahligen Vielfachen von $\frac{2e^2}{h}$ Plateaus im Leitwert G aus, wenn sukzessive mit Hilfe einer Gatespannung 1D-Subbänder besetzt werden.

Die durchgezogene Stufenfunktion in Abbildung 2.11 stellt diese Plateaus schematisch dar. In der Abbildung ist der Leitwert G gegen die besetzten Subbänder

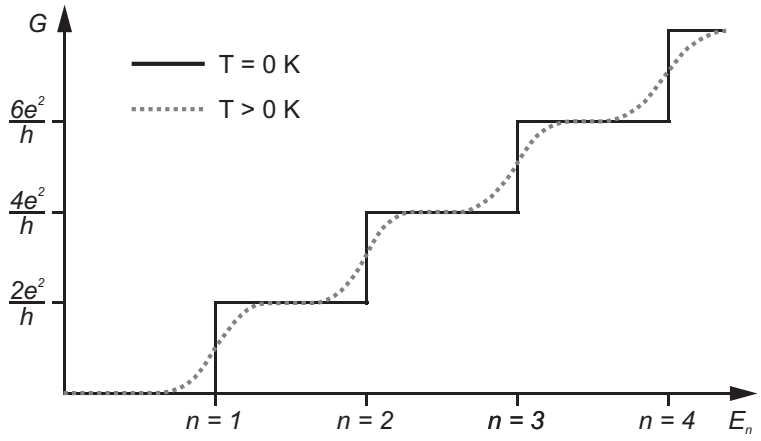

Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Leitfähigkeit eines Quanten-Punkt-Kontakts bei unterschiedlicher Besetzung der 1D-Subbänder (nach [Key02]). Der Index n steht für die Anzahl der besetzten Subbänder. Mit jedem weiteren gefüllten Subband springt der Leitwert um $\frac{2e^2}{h}$. Die durchgezogene Stufenfunktion gilt für $T = 0$ K (Formel 2.21), die gepunktete mit abgeflachten Stufenkanten für eine endliche Temperatur (Formel 2.23).

n aufgetragen. Hierbei handelt es sich jedoch um eine rein theoretische Funktion. Unter realen Bedingungen werden Messungen bei einer endlichen Temperatur durchgeführt. Für solche Systeme lässt sich nach [Kah03] der Leitwert des n-ten Subbandes berechnen durch:

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n \frac{1}{1 + e^{\frac{-(E_F - En)}{k_B T}}} \quad . \tag{2.23}$$

Bei dem Term in der Summe handelt es sich um die Fermi-Dirac-Verteilung. In sie geht die Boltzmann-Konstante k_B, die Fermi-Energie E_F und die Subbandkante E_n ein. Dadurch flachen die Kanten der Stufenfunktion von Formel 2.21 etwas ab. In Abbildung 2.11 ist diese Kurve durch die gepunktete Linie dargestellt.

2.7 Einzel-Quanten-Punkte

Bei einem Quantenpunkt (QP) handelt es sich um das in Kapitel 2.4 beschriebene 0DES. In diesem Kapitel sollen daher nur die Eigenschaften der in dieser Arbeit hergestellten Quantenpunkte erläutert werden. Die in dieser Arbeit untersuchten Einzel-Quanten-Punkte stehen über zwei im vorherigen Kapitel beschriebene QPCs mit den zwei Ladungsträgerreservoirs μ_S und μ_D in Verbindung. Dadurch kann der Quantenpunkt durch Einstellen der Potenziale und der Gates der QPCs, wie in Kap. 2.6 beschrieben, mit einzelnen Elektronen gefüllt werden. Der schematische Aufbau eines solchen QPs in Aufsicht ist in Abbildung 2.12 gezeigt. Über die Gates 1, 2 und 5, 6 werden die beiden Kanäle der QPCs verengt. Die Ladungsträgerreservoirs μ_S und μ_D sind auf unterschiedlichem Niveau mit $\mu_S > \mu_D$. Mit den Gates 3 und 4 können die Energieniveaus des QPs eingestellt werden.

Wird die Potenzialdifferenz zwischen μ_S und μ_D klein gehalten, findet Leitfähigkeit von einem zum anderen Reservoir nur statt, wenn ein diskretes Energieniveau des Quantenpunktes sich genau zwischen μ_S und μ_D befindet. Dieses Verhalten wird als Coulomb-Blockade bezeichnet und ist in Abbildung 2.13 anschaulich dargestellt.

Auf der linken Seite (a) liegt das diskrete Energieniveau des QPs energetisch zwischen den Ladungsträgerreservoirs μ_S und μ_D. Ein Elektron kann über den ersten QPC in den Quantenpunkt gelangen und durch den zweiten wieder hinaus. Ein Ladungstransport findet statt. Auf der rechten Seite (b) sind mit Hilfe eines Gates die Energieniveaus des QPs verschoben. Ein Elektron aus Reservoir μ_S kann nicht durch den QPC in ein höherliegendes Niveau in den QP tunneln. Elektronen aus dem QP können nicht in das höher gelegene Niveau μ_D tunneln. Ein Ladungstransport findet nicht statt. Wird in einem solchen QP die Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Gatespannung gemessen, tritt Leitfähigkeit immer nur dann auf, wenn ein diskretes Energieniveau des QP energetisch die Fermi-Energie des

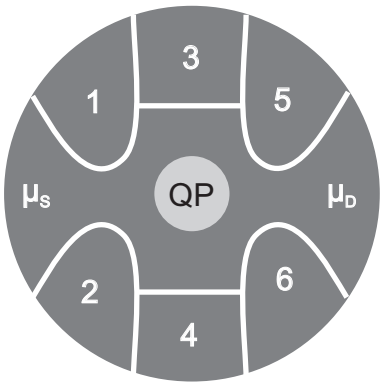

Abbildung 2.12: Schematische Darstellung eines Einzel-Quanten-Punkts in Draufsicht. Über die Gates 1, 2 und 5, 6 werden die beiden Kanäle der QPCs verengt. Die Ladungsträgerreservoirs μ_S und μ_D sind auf unterschiedlichem Niveau mit $\mu_S > \mu_D$. Mit den Gates 3 und 4 können die Energieniveaus des QPs eingestellt werden.

Systems durchquert. Die auftretenden Oszillationen werden Coulomb-Blockade-Peaks genannt. Eine schematische Darstellung dieser Coulomb-Blockade-Peaks ist in Abbildung 2.14 gezeigt.

Aufgrund der Eigenschaft, dass Einzel-Quanten-Punkte durch Veränderung eines Gates ihre Leitfähigkeit ändern, werden sie auch als Einzel-Elektronen-Transistoren (SET[5]) bezeichnet. Wird ein solcher SET einem Magnetfeld ausgesetzt, so bilden sich durch die Landau-Level im Ortsraum ein innerer Kern und zwei äußeren Ringen aus [vdV97]. Die zwei Ringe kommen durch Spinaufspaltung zustande. Der Kern und die Ringe sind kompressible Bereiche, die ein leitfähiges Verhalten von Metallen zeigen. Sie werden daher auch als metallische Regionen bezeichnet. Eine schematische Darstellung dieser Regionen ist in Abbildung 2.15 a skizziert. Die einzelnen metallischen Regionen sind durch inkompressible Bereiche elektrisch voneinander getrennt.

Der Teil b der Abbildung 2.15 zeigt das Energiespektrum des QPs. Durch FIR-Strahlung können Elektronen in ein höheres Landau-Level angeregt werden. Das dadurch entstehende Elektron-Loch-Paar sorgt für eine Polarisierung des QPs [Ast00]. In einem solchen polarisierten QP kann bereits bei niedrigeren Gatespannungen ein Ladungstransport durch den Quantenpunkt stattfinden. Die Coulomb-Blockade-Peaks verschieben sich zu kleineren Gatespannungen (Teil c).

Die Abbildung 2.16 zeigt eine von Komiyama *et al.* [Kom00] durchgeführte Messung der Leitfähigkeit an einem Quantenpunkt bei Bestrahlung mit unterschiedli-

[5]SET: *Single Electron Transistor* (engl.) Einzel-Elektronen-Transistor

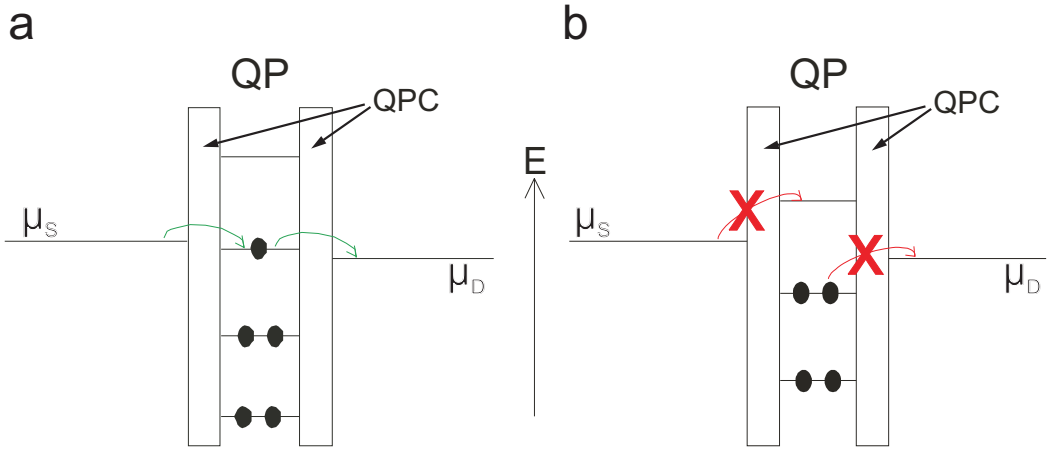

Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der Coulomb-Blockade. a: Das diskrete Energieniveau des QPs liegt energetisch zwischen den Ladungsträgerreservoirs μ_S und μ_D. Ein Elektron kann über den ersten QPC in den Quantenpunkt gelangen und durch den zweiten wieder hinaus. Ein Ladungstransport findet statt. b: Mit Hilfe eines Gates werden die Energieniveaus des QPs verschoben. Ein Elektron aus Reservoir μ_S kann nicht durch den QPC in ein höherliegendes Niveau in den QP tunneln. Elektronen aus dem QP können nicht in das höher gelegene Niveau μ_D tunneln. Ein Ladungstransport findet nicht statt. Die Punkte symbolisieren gefüllte Zustände.

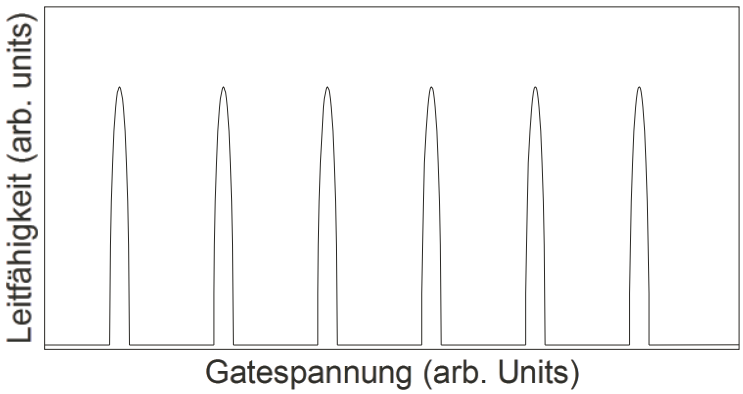

Abbildung 2.14: Schematische Darstellung von Coulomb-Blockade-Peaks. Die Leitfähigkeit eines QPs ist in Abhängigkeit von der Gatespannung aufgetragen. Jedes mal, wenn ein diskretes Energieniveau des QPs die Fermi-Energie durchquert, steigt die Leitfähigkeit und es ergeben sich die Coulomb-Blockade-Peaks.

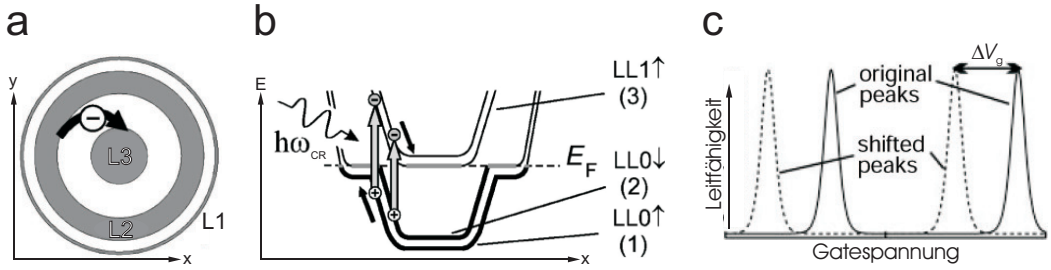

Abbildung 2.15: Schematische Darstellung der Elektronenanregung in einem QP. a: In einem Magnetfeld bilden sich durch die Landau-Level (LL) im Ortsraum metallische Regionen aus. Einen inneren Kern (L3) und durch Spinaufspaltung zwei äußere Ringe (L1 und L2), die voneinander elektrisch isoliert sind. b: Energiespektrum des QPs. Durch FIR-Strahlung können Elektronen in ein höheres Landau-Level angeregt werden. Das dadurch entstehende Elektron-Loch-Paar sorgt für eine Polarisierung des QPs. c: Durch das Anregen der Elektronen mit FIR-Strahlung kann bereits ein Ladungstransport durch den Quantenpunkt bei niedrigeren Gatespannungen stattfinden. Die Coulomb-Blockade-Peaks verschieben sich zu kleineren Gatespannungen. Abbildungen nach [Ast00] und [Kom00].

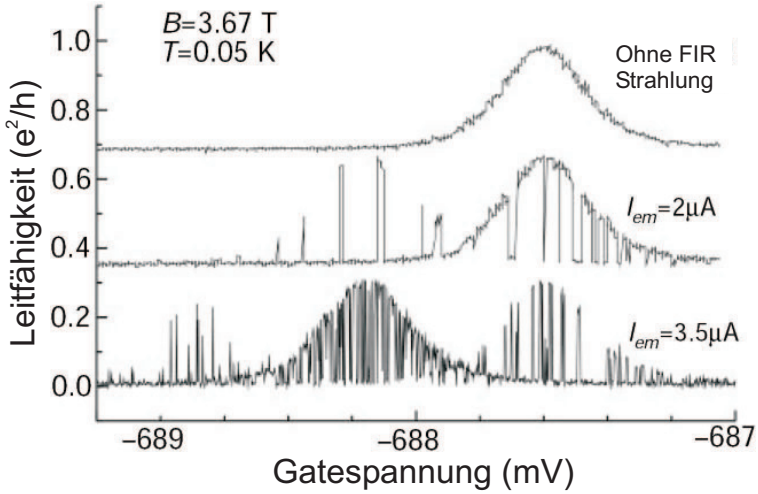

Abbildung 2.16: Leitfähigkeitskurven eines QPs bei unterschiedlicher Bestrahlungsintensität. Ohne FIR-Strahlung zeigt sich ein normaler Coulomb-Blockade-Peak. Wird die Stahlungsintensität sukzessive erhöht, verschiebt sich die Resonanz zu niedrigeren Gatespannungen. Die FIR-Strahlung wird hierbei durch strominduzierte Zyklotronresonanzstrahlung von einem GaAs-Hallbar in einem Magnetfeld erzeugt. Durch Einprägen unterschiedlich starker Stromstärken kann die Intensität der Strahlung erhöht werden. Ein in den Strahlungsemitter eingeprägter Strom mit der Stärke von $I_{em} = 3{,}5\ \mu$A entspricht an der Probe einer Strahlungsintensität von weniger als 3 aW ($< 10^4$ Photonen pro Sekunde). Diese Messungen wurden von Komiyama *et al.* [Kom00] durchgeführt.

cher FIR-Strahlungsintensität.

Ohne FIR-Strahlung zeigt sich ein normaler Coulomb-Blockade-Peak. Wird die Stahlungsintensität sukzessive erhöht, verschiebt sich die Resonanz zu niedrigeren Gatespannungen. Die FIR-Strahlung wird hierbei durch strominduzierte Zyklotronresonanzstrahlung von einem GaAs-Hallbar in einem Magnetfeld erzeugt. Durch Einprägen unterschiedlich starker Stromstärken wird die Intensität der Strahlung erhöht. Ein in den Strahlungsemitter eingeprägter Strom mit einer Stärke von $I_{em} = 3{,}5\ \mu$A entspricht an der Probe einer Strahlungsintensität von weniger als 3 aW ($< 10^4$ Photonen pro Sekunde).

Aufgrund der enormen Empfindlichkeit von SETs ist es möglich mit ihnen sogar einzelne Photonen im FIR-Bereich zu detektieren [Kom00].

3 Rasterkraftmikroskopie

Im Jahre 1982 wurde durch die Entwicklung der Rastertunnelmikroskopie von Binnig, Rohrer, Gerber und Weibel [Bin82] die Abbildung von Oberflächen auf atomarer Skala möglich. Hierfür wurde vier Jahre später der Nobelpreis verliehen. Im gleichen Jahr entwickelten Binnig, Quate und Gerber das Rasterkraftmikroskop (AFM[1]) [Bin86], welches auch die Abbildung von Oberflächen nicht leitender Materialien ermöglichte. Die Funktionsweise des AFM wird in diesem Kapitel beschrieben.

3.1 Funktionsweise

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Rasterkraftmikroskop handelt es sich um ein Veeco Dimension^{TM} 3100 [Ins00]. Wie bei allen AFMs wird eine Probenoberfläche abgebildet, indem mit einer nanoskaligen Spitze horizontal über die Probe gescannt wird. Dabei wird die Oberflächenstruktur der Probe linienweise aufgenommen. Wird eine ganze Ebene der Probe Linie für Linie abgerastert, entsteht eine dreidimensionale Abbildung der Probenoberfläche. Die Bewegung der AFM-Spitze in der Ebene der Probenoberfläche sowie die Bewegung senkrecht zu dieser Ebene wird dabei mit Hilfe von Piezokeramiken gesteuert. Der schematische Aufbau eines AFMs ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Der Cantilever, auf dem die AFM-Spitze präpariert ist, ist an einem Scanner montiert. Dieser kann mittels dreier Piezokeramiken die Lage der Spitze in den drei Raumrichtungen x, y und z steuern. Ein Laserstrahl trifft auf den Cantilever und wird von diesem auf einen Detektor reflektiert. Durch Höhenunterschiede auf der Probe verändert sich die Kraft auf den Cantilever. Dadurch wird dieser verbogen und die Reflexion des Laserstrahls auf dem Detektor verschiebt sich. Über eine Steuerschleife wird die Lage der AFM-Spitze der Höhe der Probe angepasst. Hierdurch wird der Kontakt zur Probe hergestellt. Die Wechselwirkung, welche zwischen Probenoberfläche und AFM-Spitze wirkt, beruht auf kovalenten, elektrostatischen und Van der Waals-Kräften. Die schematische Zeichnung einer Spitze über der Probenoberfläche ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Die AFM-Spitze ist idealisiert mit einem Spitzenatom dargestellt. Sie folgt der Probenoberfläche in einem definierten Abstand entlang der Scanlinie.

[1] AFM: *Atomic Force Microscope* (engl.) Rasterkraftmikroskop

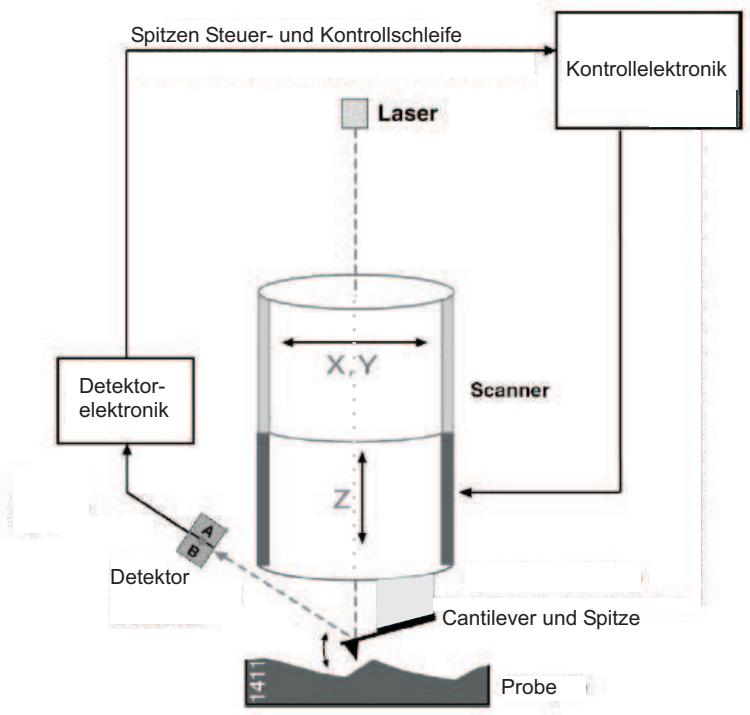

Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines AFM nach [Ins00]. Der Cantilever auf dem die AFM-Spitze präpariert ist, ist an einem Scanner montiert. Dieser steuert mittels dreier Piezokeramiken die Lage der Spitze in den drei Raumrichtungen x, y und z. Ein Laserstrahl trifft auf den Cantilever und wird von diesem auf einen Detektor reflektiert. Durch Höhenunterschiede auf der Probe verändert sich die Kraft auf den Cantilever. Wird dieser verbogen, so verschiebt sich die Position der Reflexion des Laserstrahls auf dem Detektor. Über eine Steuerschleife wird die Lage der AFM-Spitze der Höhe der Probe angepasst.

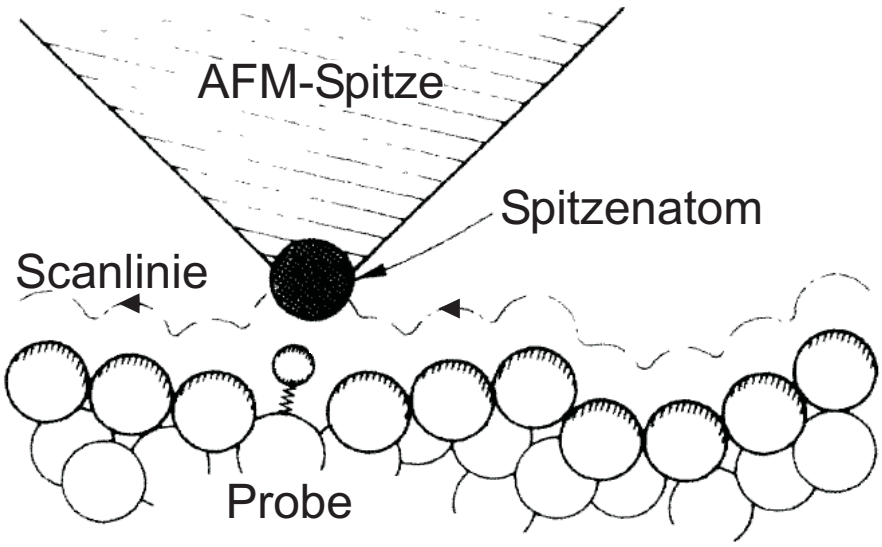

Abbildung 3.2: Zeichnung der AFM-Spitze über der Probenoberfläche nach [Bin86]. Die AFM-Spitze ist idealisiert mit einem Spitzenatom dargestellt. Sie folgt der Probenoberfläche in einem definierten Abstand entlang der Scanlinie.

Die in dieser Arbeit verwendeten AFM-Spitzen bestehen aus monokristallinem Silizium. Für die Präparation der Nanostrukturen werden Kobalt ummantelte Siliziumspitzen verwendet. Ein Foto einer in dieser Arbeit verwendeten AFM-Spitze aus Silizium ist in Abbildung 3.3 gezeigt.

Die maximale Scanfeldgröße des Dimension^{TM} 3100 Rasterkraftmikroskops beträgt 100 x 100 μm^2. Der maximal detektierbare Höhenunterschied beträgt dabei 6,51 μm. Diese Größen sind limitiert durch die Piezoelemente.

3.2 Arbeitsweise

Um eine Oberfläche mit Hilfe des AFMs abbilden zu können, gibt es zwei unterschiedliche Messmethoden. Den Kontakt-Modus und den Tapping-Modus.

Im Kontakt-Modus steht die AFM-Spitze wie in Abb. 3.1 gezeigt stets im Kontakt mit der Probenoberfläche. Über eine Steuerschleife und Elektronik wird der Abstand, beziehungsweise die Kraft zwischen der AFM-Spitze und der Probe konstant gehalten. Die Auslenkung der Piezokeramik in z-Richtung gibt dabei die Höhe auf der Probe an der Position xy an. Aus diesen Informationen lässt sich das dreidimensionale Höhenprofil der Probe darstellen. Ein Nachteil des Kontakt-

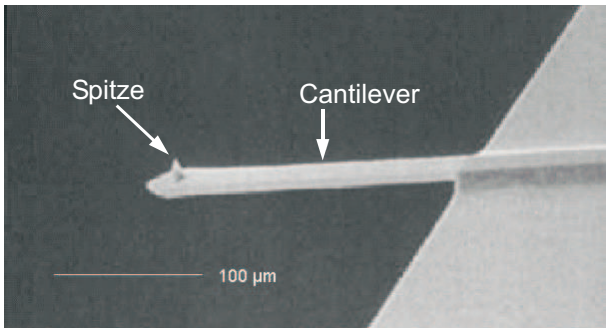

Abbildung 3.3: Eine typische in dieser Arbeit verwendete Siliziumspitze nach [Ins00]. Die AFM-Spitze befindet sich am linken Ende des Cantilevers. Der Cantilever hat eine Länge von 180 μm.

Modus ist, dass mechanisch empfindliche Proben durch den ständigen Kontakt mit der AFM-Spitze beschädigt werden können.

Die Alternative zum Kontakt-Modus ist der Tapping-Modus. Im Tapping-Modus befindet sich die AFM-Spitze nicht durchweg im Kontakt mit der Probenoberfläche. Über eine zusätzliche Piezokeramik im Cantileverhalter wird die AFM-Spitze in Schwingungen versetzt. Die Frequenz dieser Schwingungen liegt bei den in dieser Arbeit verwendeten Spitzen bei 70kHz. Der schematische Aufbau eines AFM im Tapping-Modus ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Die AFM-Spitze steht nur noch an ihrer maximalen Auslenkung im Kontakt mit der Probenoberfläche. Ein Höhenunterschied auf der Probe führt zu einer Änderung in der Amplitude der AFM-Spitze. Über einen auf dem Cantilever reflektierten Laserstrahl wird diese Änderung in einem Detektor registriert und der Kontrollelektronik übermittelt. Diese Elektronik passt die Auslenkung der z-Piezokeramik der Höhe der Probe entsprechend an. Aus der Position der z-Piezokeramik lässt sich in Abhängigkeit der xy-Piezoelemente die dreidimensionale Oberflächenstruktur der Probe darstellen. Beim Tapping-Modus beschädigt die AFM-Spitze die Probe nicht. Daher sind alle in dieser Arbeit aufgenommenen AFM-Messungen im Tapping-Modus aufgenommen.

Mit dem in dieser Arbeit verwendeten AFM lassen sich vertikale Auflösungen von einigen Ångström erreichen.

Die laterale Auflösung des AFMs ist begrenzt durch den Spitzenradius und die Spitzenform. Der Spitzenradius beträgt nominell 5 bis 10 nm. Ihre Geometrie ist gegeben durch eine "abgeschnittene" Ecke eines Würfels (Abb. 3.5).

Diese Geometrie führt zu einer lateralen Auflösung des AFMs, die von der Scanrichtung abhängt. Von vorn betrachtet hat die AFM-Spitze eine dreieckige Form, während sie hinten eine flache Seite aufweist. Die Spitze ist so am Cantilever be-

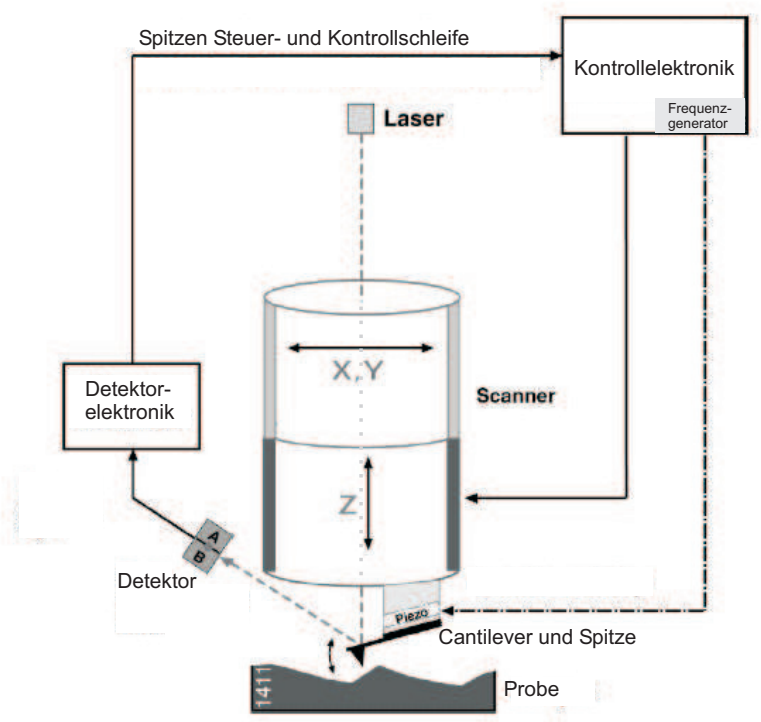

Abbildung 3.4: Rasterkraftmikroskop im Tapping-Modus nach [Ins00]. Über eine zusätzliche Piezokeramik im Cantileverhalter wird die AFM-Spitze in Schwingungen versetzt. Nur noch an ihrer maximalen Auslenkung steht sie im Kontakt zur Probe. Eine Höhenveränderung auf der Probenoberfläche führt demnach zu einer Änderung in der Amplitude der AFM-Spitze. Über einen auf dem Cantilever reflektierten Laserstrahl wird diese Änderung in einem Detektor registriert und über eine Steuer- und Kontrollschleife einer Kontrollelektronik übermittelt. Diese regelt die Auslenkung der z-Piezokeramik der Höhe entsprechend nach.

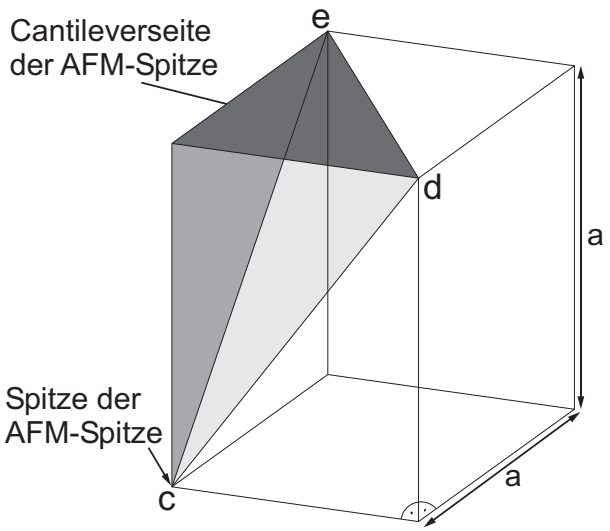

Abbildung 3.5: Die AFM-Spitze hat die Geometrie einer "abgeschnittenen" Würfelecke. In der Abbildung ist die Würfelecke in der Ebene cde abgeschnitten (grau). Die Spitze der AFM-Spitze ist die linke untere Ecke des Würfels. Mit der Oberseite (dunkelgrau) ist sie mit dem Cantilever verbunden.

festigt, dass die hintere Kante senkrecht zu ihm verläuft. Wird ein Scan entlang hoher, scharfer Kanten durchgeführt, kann die hintere Seite der AFM-Spitze diese auflösen, während die Vorderseite bereits auf der Kante der Struktur aufliegt. Diese Eigenschaft der Spitzengeometrie ist in Abbildung 3.6 anschaulich dargestellt.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten AFM-Messungen ist das laterale Auflösungsvermögen des AFM von einigen Nanometern absolut ausreichend.

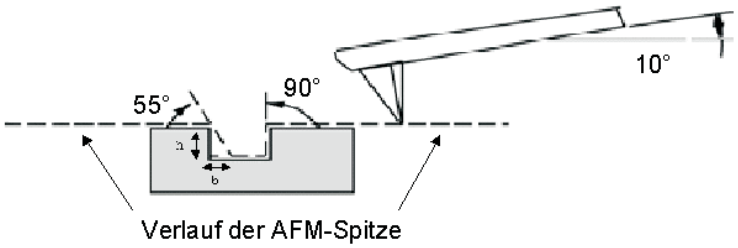

Abbildung 3.6: Schematische Darstellung einer AFM-Messung von tiefen, scharfen Kanten nach [Ins00]. Die Probe ist grau dargestellt. Die AFM-Spitze folgt nicht dem Profil der Probe, sondern der gestrichelten Linie, da sie durch ihre Geometrie an der oberen Kante auf der linken Seite aufliegt. Dadurch wird die Aufnahme der Oberfläche verfälscht.

4 Probenpräparation

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nanostrukturierte Leiterstreifen aus MBE-gewachsenen Heterostrukturen hergestellt. Die Präparation gliedert sich dabei in die Vorbereitung auf die Nanostrukturierung und in die Nanostrukturierung mittels Rasterkraftmikroskop oder Rasterelektronenmikroskop (REM[1]). Die Nanostrukturierung mit dem AFM nutzt die Technik der lokalen anodischen Oxidation (LAO[2]), bei der REM-Strukturierung wird die Elektronen-Strahl-Lithographie und das reaktive Ionen ätzen genutzt.

Die Vorbereitung zur Herstellung der Nanostrukturen ist notwendig, da die gesamte Probe mit einer Fläche von ca. 5 x 6 mm^2 nicht ausschließlich mit Nanolithographie bearbeitet werden kann. Die Vorbereitung der Probe gliedert sich in zwei Hauptschritte und einige Nebenschritte. Die Hauptschritte sind die Mikrostrukturierung des 2DES und das Aufdampfen der Leiterbahnen. Hierbei kommen Ätzprozesse und UV-Photolithographie zum Einsatz. Um die Reinheit, Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsstabilität zu gewährleisten, die bei der Prozessierung von Nanostrukturen notwendig ist, wird die gesamte Präparation in den Reinräumen des Zentrums für Mikrostrukturforschung Hamburg durchgeführt. Die genaue Vorgehensweise bei der Herstellung der Nanostrukturen mit allen Unterschritten wird in diesem Kapitel der Reihenfolge nach erklärt.

4.1 Heterostruktur

Alle in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden aus GaAs-shallow-HEMTs hergestellt. Alle verwendeten HEMTs wurden in der MBE-Anlage des Instituts für Angewandte Physik in Hamburg gewachsen. Die Proben stammen aus den Wafern #1563 und #1610. Der Aufbau dieser GaAs-shallow-HEMTs ist in Abbildung 2.1 in Kapitel 2.1 dargestellt.

Die Grundlage der Wachstumsstruktur ist eine Scheibe aus einem GaAs-Einkristall, von 2 Zoll Durchmesser. Auf diesen Einkristall wird eine zusätzliche Schicht von 50 nm GaAs aufgewachsen, bevor ein Supergitter aus 20 Doppelschichten 2,8 nm dickem AlAs und 2,8 nm dickem GaAs folgt. Anschließend werden 1000 nm

[1] REM: *Raster Electron Microscope* (engl.) Rasterelektronenmikroskop
[2] LAO: *Local Anodic Oxidation* (engl.) lokale anodische Oxidation

GaAs als Buffer aufgewachsen, um durch das Supergitter entstehende Verspannungen abzubauen und eine saubere Oberfläche für die HEMT-Struktur zu schaffen. Hierdurch wird eine gute Qualität des im oberen Bereich des Buffers befindlichen 2DES gewährleistet. Erst jetzt wird eine HEMT-Struktur, bestehend aus 20 nm reinem AlGaAs, gefolgt von 10 nm Si-dotiertem AlGaAs, aufgewachsen. Zum Schutz dieser Dotierschicht wird ein 5 nm dicker Caplayer aus GaAs als Deckschicht aufgewachsen. Das besondere an dieser shallow-HEMT-Struktur ist, dass sich lediglich 35 nm unter der Waferoberfläche ein 2DES ausbildet (siehe Kapitel 2.1). Bei dieser Wachstumsweise ist es noch nicht gelungen hochbewegliche Proben herzustellen. Das extrem dicht unter der Oberfläche gelegene 2DES ist aber von besonderer Bedeutung für die lokale anodische Oxidation, welche bei der folgenden Präparation von entscheidender Relevanz ist. Eine Abbildung des Bandkantenverlaufes dieser Proben ist ebenfalls im Kapitel 2.1 Abbildung 2.2 zu sehen.

4.2 Bearbeitung des Wafers

Die 2 Zoll großen Wafer aus der MBE sind zur Identifizierung der Kristallrichtung mit einer lagen abgeflachten Kante (entlang der [011] Richtung) und einer kürzeren abgeflachten Kante (entlang der $[01\bar{1}]$ Richtung) senkrecht zur langen Kante gekennzeichnet. Die (100)-Ebene bildet die Oberfläche des Wafers. Aus diesen Wafern werden zur weiteren Verarbeitung 5 x 6 mm^2 große Proben gebrochen. In Abbildung 4.1 ist ein Wafer mit den zugehörigen Richtungen dargestellt.

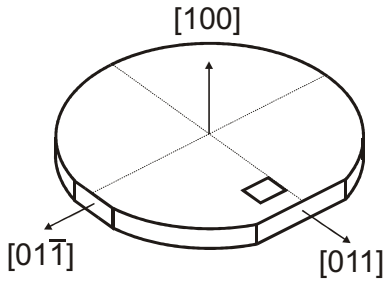

Abbildung 4.1: Die Orientierungen der Kristallachsen des Wafers sind durch eine kurze und eine lange abgeflachte Kante eindeutig bestimmbar. Das Rechteck deutet die Lage eines Probenstückes an.

4.3 Präparation der Mesa

Das 2DES, welches sich nach dem Aufwachsen in der MBE unter der gesamten Waferoberfläche ausbreitet, wird ausschließlich an den Stellen der späteren Nanostruktur und als Zuleitung zu dieser benötigt. Es wird in den nicht benötigten Bereichen durch Ätzen entfernt. Dabei wird zunächst eine UV-lichtempfindliche Lackschicht auf die Probe aufgetragen. Während des Auftragens wird die Probe mit 4500 Umdrehungen pro Minute rotiert. Anschließend hat der Lack eine Dicke von einigen 100 nm. Die Lackschicht wird dreißig Minuten bei 90°C in einem Ofen ausgebacken, oder für 180 s bei 100°C auf einer Hot-Plate getrocknet.

Im nächsten Schritt wird mit Hilfe der UV-Photolithographie die gewünschte Struktur des 2DES mit einem Mask-Aligner 6 s in den Lack belichtet und der Lack an den Stellen, die später geätzt werden sollen, 90 s 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 diesen Produktionsschritten nahezu aus.

Bei dem sogenannten nasschemischen Ätzen wird mit einer schwefelsauren wasserstoffperoxydhaltigen Lösung in die Oberfläche geätzt. Bei einem Mischungsverhältnis von 600 Teilen Wasser zu acht Teilen Wasserstoffperoxyd und einem Teil Schwefelsäure ätzt diese Lösung etwa 40 nm pro Minute von der Oberfläche der Probe weg. Hierbei wird darauf geachtet, dass das 2DES an den unerwünschten Stellen entfernt wird. Dafür ist es notwendig, die Si-dotierte Schicht der HEMT-Struktur, die 15 nm unter der Oberfläche liegt, mindestens bis auf eine dünne Schicht wegzuätzen. Um sicher zu gehen, dass das 2DES an den unerwünschten Stellen auf jeden Fall entfernt ist, wird die Dotierschicht immer ganz weggeätzt.

Abbildung 4.2 zeigt eine auf diese Weise mikrostrukturierte Probe die mit Nanolithographie weiterverarbeitet werden kann. Der helle Bereich ist weggeätzt, unter dem dunkleren Bereich befindet sich das 2DES. Der Bereich des 2DES wird auch als Mesa bezeichnet. Der Durchmesser des mittleren Kreises beträgt $d \approx 15\ \mu$m. Im Kreis ist bereits eine mit dem REM strukturierte Nanostruktur zu erkennen. Die Dicke der acht Zuleitungen zu der Nanostruktur beträgt an der schmalsten Stelle $W \approx 5\ \mu$m. Weiter vom Kreis entfernt weiten sich die Zuleitungen auf 50 μm um ihren elektrischen Widerstand zu senken. An ihrem Ende bilden sie Quadrate mit einer Kantenlänge von 500 x 500 μm^2. Die Quadrate sind auf dem Foto nicht zu sehen. Sie dienen der Kontaktierung zum Chipcarrier.

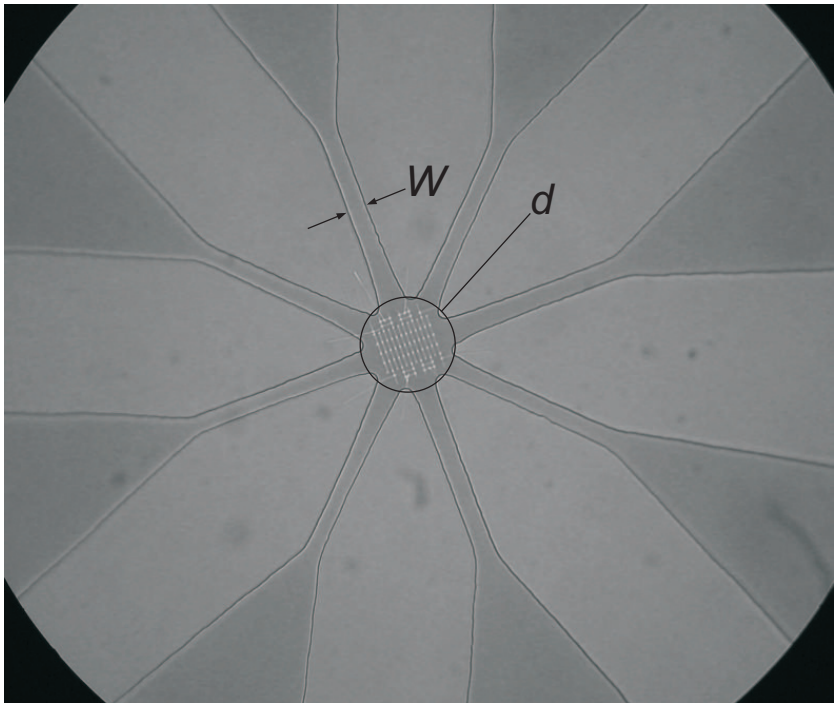

Abbildung 4.2: Eine im inneren Bereich nanostrukturierte Probe mit mikrostrukturierten Zuleitungen. Im Zentrum dieses mit einem Lichtmikroskop aufgenommenen Fotos ist in dem Kreis ein mit dem REM nanolithographisch strukturiertes Gebiet zu erkennen. Der Durchmesser des Kreises beträgt $d \approx 15\ \mu$m. Die hellen Bereiche außerhalb des Kreises wurden nach optischer Mikrostukturierung durch Ätzen entfernt. Die kleinste Struktur beträgt $W \approx 5\ \mu$m.

4.4 Einlegieren von Kontakten

Da GaAs an der Oberfläche eine Schottky-Barriere ausbildet, muss nach dem Ätzen der Mesa ein Material von der Oberfläche in das 2DES einlegiert werden um dieses zu kontaktieren. Als geeignetes Material zum Einlegieren dient AuGe/Ni. Um die Kontakte an der vorgesehenen Stelle herzustellen, wird eine Lackmaske auf der Probe strukturiert. In dieser werden nun die Stellen, an denen Kontakt zur Oberfläche vorhanden sein soll, von dem Lack befreit. Auf die strukturierte Probe wird eine Sandwichstruktur aus 25 nm AuGe, 10 nm Ni und erneut 25 nm AuGe aufgedampft. Bei diesem Prozess wird auf die gesamte Probe AuGe/Ni aufgetragen. Bei einem Lift-Off-Prozess wird die Lackstruktur und das auf ihr befindliche AuGe/Ni von der Probe entfernt. Dabei wird die Probe in Aceton gekocht und im Becherglas mit warmem Aceton in ein Ultraschallbad gehalten. Aceton löst den Lack auf. Das Ultraschallbad unterstützt diesen Prozess. Das AuGe/Ni auf dem Lack fällt von der Probe. Im Anschluss an diesen Prozess sind nur noch die Stellen mit AuGe/Ni bedeckt, an denen das 2DES Kontakt zur Oberfläche bekommen soll. Das Metall wird unter Argon/Wasserstoff-Atmosphäre bei 400°C für vier Minuten im Legierofen in die Oberfläche der Probe einlegiert. An einem Spitzenmessplatz wird überprüft, ob der Einlegierprozess erfolgreich war.

In Abbildung 4.3 ist die gesamte Mesastruktur mit einlegierten Kontakten mit einem Lichtmikroskop aufgenommen. Der einlegierte Bereich der Zuleitungen reicht etwa 200 nm an den 2DES Bereich für die Nanostruktur heran und bildet am anderen Ende Kontaktpads zur Kontaktierung mit dem Chipcarrier. Die Probe verfügt über ein Topgate, welches über dem 2DES Bereich verläuft. In der rechten oberen Ecke besitzt die Probe eine Alignmentmarke. Diese ist zum genauen Ausrichten der unterschiedlichen Masken bei der Photolithographie notwendig. Da vier identische Strukturen auf einer Probe untergebracht werden, gibt die Nummer in der linken unteren Ecke an, um welche der Strukturen es sich handelt. Die Probe ist bereits über Bonddrähte mit dem Chipcarrier verbunden.

4.5 Lokale anodische Oxidation

Eine der Techniken, die angewendet wird um den mikrostrukturierten Bereich einer Probe im Nanometerbereich weiter zu strukturieren, ist die lokale anodische Oxidation. Hierzu wird zunächst eine Abbildung der zu bearbeitenden Mesa unter dem AFM aufgenommen. In dieser Abbildung der Probenoberfläche können anschließend in situ die Bewegungsabläufe des AFM während der LAO einprogrammiert werden. Bei der Durchführung der anodischen Oxidation wird zwischen Probe und AFM-Spitze eine Spannung angelegt. Die AFM-Spitze fährt mit einem definierten Abstand und einer definierten Geschwindigkeit über die Probe

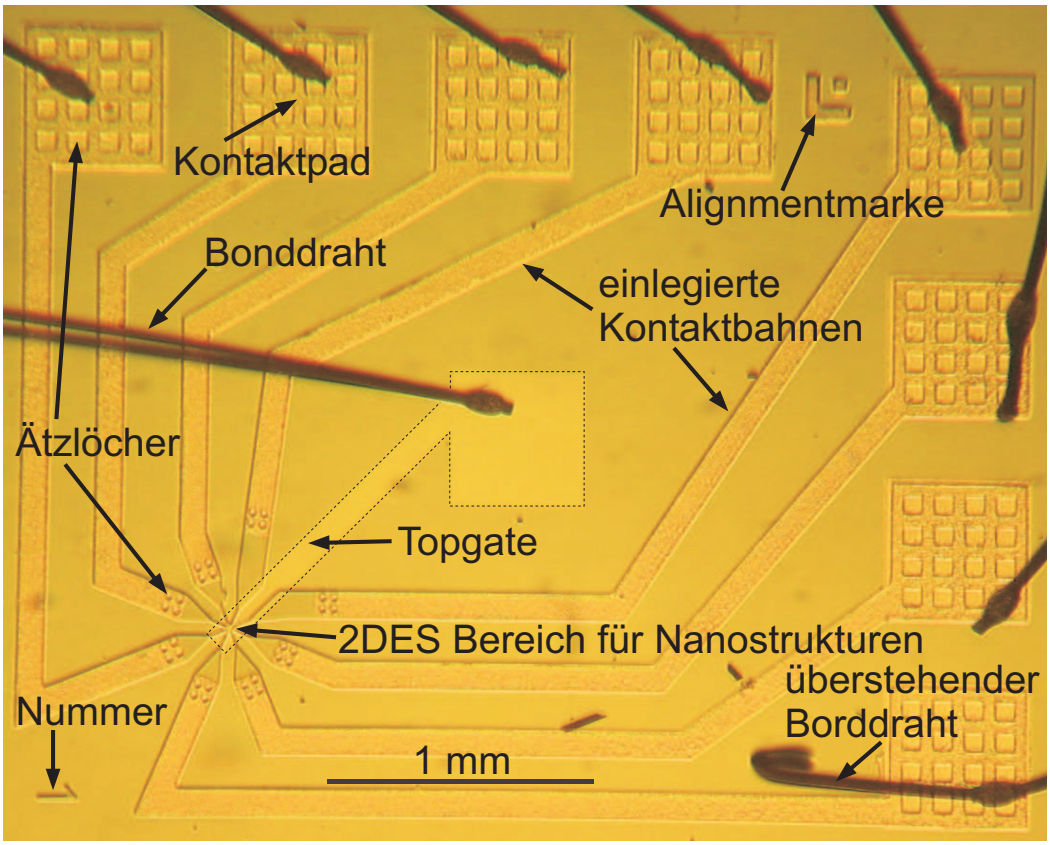

Abbildung 4.3: Lichtmikroskopaufnahme einer von vier Strukturen einer Probe. Der einlegierte Bereich der Zuleitungen reicht etwa 200 nm an den 2DES-Bereich für die Nanostruktur heran und bildet am äußeren Ende Kontaktpads zur Kontaktierung mit dem Chipcarrier. Die Zuleitungen sind auf den Kontaktpads und kurz vor ihrer Verjüngung mit Ätzlöchern versehen um eine bessere Kontaktierung des 2DES zu erreichen. Die Probe verfügt über ein Topgate aus Titan, welches über dem 2DES Bereich verläuft und zur Kontaktierung ebenfalls ein Kontaktpad besitzt. In der rechten oberen Ecke weist die Probe eine Alignmentmarke auf. Diese ist zur genauen Ausrichten der Masken bei der Photolithographie notwendig. Da vier identische Strukturen auf einer Probe untergebracht werden, gibt die Nummer in der linken unteren Ecke an, um welche der Strukturen es sich handelt. Diese Probe ist mit Bonddrähten mit dem Chipcarrier verbunden.

[Dag90, Sno94, Cam95]. Um eine Spannung zwischen AFM-Spitze und Probenoberfläche aufbauen zu können werden AFM-Spitzen verwendet, die mit Kobalt ummantelt sind. Aufgrund einer minimalen immer vorhandenen Kondenswasserschicht auf der Probe und der Spitze fließt ein Strom. Dies führt zur Oxidation des GaAs nach der Reaktionsgleichung:

$$2\mathrm{GaAs} + 12\mathrm{h}^+ + 10\mathrm{H_2O} \rightarrow \mathrm{Ga_2O_3} + \mathrm{As_2O_3} + 4\mathrm{H_2O} + 12\mathrm{H}^+ \qquad (4.1)$$

zu Ga_2O_3 und As_2O_3 [Mor77, Gha94, Hel98]. In der Formel symbolisiert h^+ die von der Anode zur Verfügung gestellten Löcher, welche während der Reaktion ein Elektron aufnehmen und daher auf der rechten Reaktionsgleichungsseite nicht mehr auftreten. Die $12H^+$ nehmen 12 von der Kathode zur Verfügung gestellte Elektronen auf und verbinden sich zu $6H_2$. Das Oxid reicht soweit in die Probenoberfläche hinein, dass die Dotierschicht aufgelöst wird und das 2DES lokal verarmt. In der Abbildung 4.4 ist der schematische Aufbau der lokalen anodischen Oxidation dargestellt.

Abbildung 4.5 zeigt auf der linken Seite eine AFM-Aufnahme von charakteristischen Oxidlinien. Die hellen Linien stellen das Oxid dar, unter dem das 2DES lokal verarmt ist. Auf der rechten Seite ist ein Querschnitt über die Probenoberfläche aufgetragen. Die Oxidlinien haben eine Höhe von $h \approx 10$ nm und eine Breite von $W \approx 350$ nm. Die Höhe ist als der höchste Punkt über der Probenoberfläche definiert. Als Breite wird die geometrische Breite angenommen, welche als Abstand der beiden Punkte auf Probenoberflächenhöhe definiert ist. Sofern nicht anders beschrieben ist in dieser Arbeit mit Breite immer diese geometrische Breite gemeint. Das 2DES ist unter der oxidierten Oberfläche und etwa 50 bis 100 nm davon entfernt verarmt. Mit dieser Verarmungszone resultiert eine gegenüber der geometrischen Breite vergrößerte Oxidbarriere.

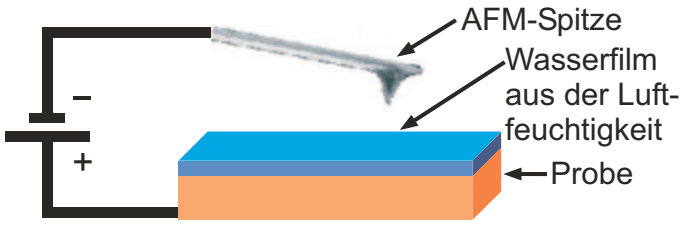

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der lokalen anodischen Oxidation. Auf der Probenoberfläche und auf der AFM-Spitze befindet sich eine Kondenswasserschicht (zur besseren Anschaulichkeit ist diese auf der AFM-Spitze nicht dargestellt), dadurch fließt bei einer angelegten Spannung ein Strom durch die Spitze und die Probe, wodurch diese lokal oxidiert.

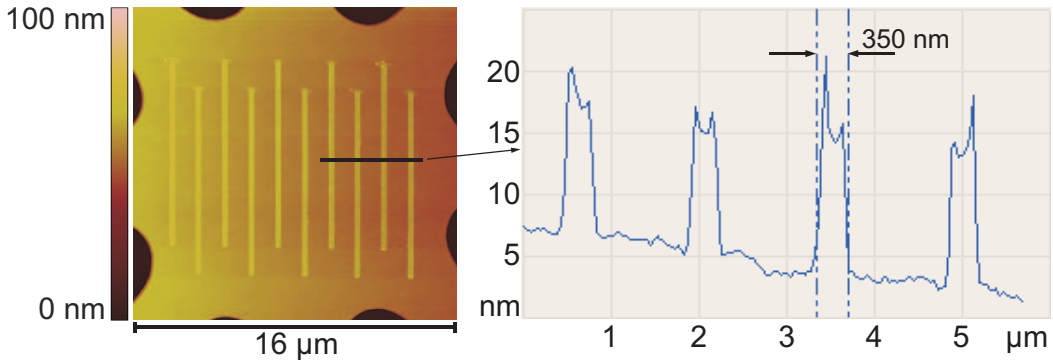

Abbildung 4.5: AFM-Aufnahme einiger Oxidlinien (links). Die hellen Linien sind das Ga- und As-Oxid, unter dem das 2DES lokal verarmt ist. Auf der rechten Seite ist ein Höhenprofil eines Teils der Probenoberfläche aufgetragen. Die Oxidlinien haben eine Höhe von $h \approx 10$ nm und eine Breite von $W \approx 350$ nm. Durch eine gewisse nicht vermeidbare Schieflage der Probe auf dem Probenchuck des AFMs ist die Probenoberfläche nicht auf konstanter Höhe dargestellt. Die Schieflage wurde mit Hilfe einer Darstellungssoftware des AFM weitestgehend herausgemittelt, jedoch nicht ganz behoben.

Als besondere Herausforderung bei der Präparation von Flächen im Bereich von einigen 10 μm und Strukturen im Nanometerbereich mit Hilfe des AFM stellt sich ein örtlicher Shift der AFM-Spitze in Abhängigkeit von der Zeit heraus. Dieser ist auf Schwankungen in der Piezoansteuerung der Spitze zurück zu führen und lässt sich durch dauerhaften Gebrauch des AFM minimieren, jedoch nicht gänzlich beheben. Weiterhin muss man beachten, dass bei längerem Gebrauch die Spitzenqualität und damit die Oxidlinienbreite negativ beeinflusst wird. Abbildung 4.6 veranschaulicht diesen Effekt. An den mit (a) markierten Stellen befindet sich der Kanal des Quanten-Punkt-Kontakts wie vorgesehen in der Mitte des Leiterstreifens. Zum Ende der Oxidation (b) sind die oxidierten Querbalken deutlich nach links verschoben. Der Kanal der QPCs wird auf der linken Seite nur durch die vertikal verlaufende Oxidlinie begrenzt. Ein solcher Shift kann zu einem gänzlichen Blockieren des Leiterstreifens führen. Oben rechts im Bild (c) ist ein zusätzlich auftretender Shift in vertikale Richtung zu erkennen.

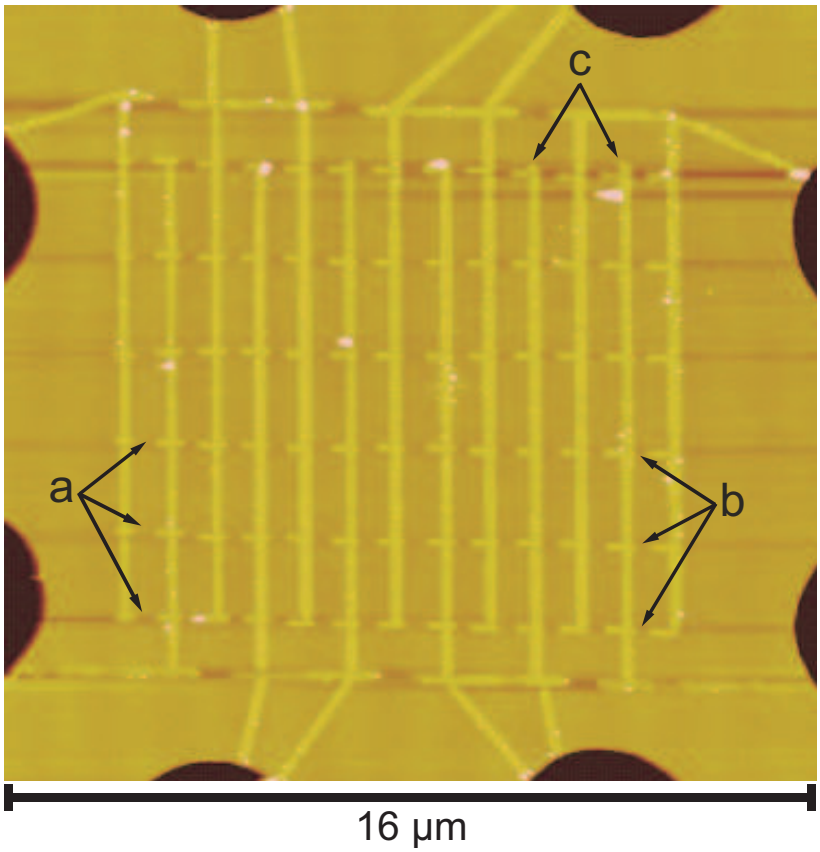

Abbildung 4.6: Auftretender Shift bei der lokalen anodischen Oxidation. Diese Probe wurde von links nach rechts bearbeitet. Die vertikalen oxidierten Balken grenzen das 2DES ein und bilden einen mäanderförmigen Leiterstreifen. Die horizontal verlaufenden Oxidlinien unterbrechen den Leiterstreifen durch QPCs. Links im Bild (a) ist der Kanal des Quanten-Punkt-Kontakts wie vorgesehen in der Mitte des Leiterstreifens. Zum Ende der Oxidation (b) sind die horizontalen oxidierten Querbalken deutlich nach links verschoben und der Kanal der QPCs wird auf der linken Seite nur durch die vertikal verlaufende Oxidlinie begrenzt.Ein solcher Shift kann zu einem gänzlichen Blockieren des Leiterstreifens führen. Oben rechts im Bild (c) ist ein deutlicher, zusätzlich auftretender Shift in vertikale Richtung zu erkennen.

4.6 Elektronen-Strahl-Lithographie

Die andere in dieser Arbeit genutzte Technik zur Strukturierung im Nanometerbereich ist die Elektronen-Strahl-Lithographie (EBL[3]). Für die Durchführung der EBL ist es notwendig einen auf Elektronen-Strahlung empfindlichen Lack auf die Probe auf zu tragen. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Lack handelt es sich um ein Zweischichtsystem von Polymethylmethacrylat (PMMA), PMMA 50K, der bei einer Winkelgeschwindigkeit von 4500 U/min 60 s lang aufgeschleudert wird und PMMA 350K, der bei einer Winkelgeschwindigkeit von 6000 U/min ebenfalls 60 s lang aufgeschleudert wird. Die Bezeichnung 50K und 150K bezieht sich hierbei auf das Molekulargewicht des PMMA-Polymers. Nach jedem Aufschleuderschritt wird die Probe zwei Minuten lang auf einer Hot-Plate bei einer Temperatur von 160°C ausgebacken. Das Zweischicht-Lacksystem ist notwendig, um durch das Mesaätzen verursachte Höhenunterschiede auf der Probenoberfläche auszugleichen. Hierbei füllt die erste Lackschicht die geätzten Bereiche aus und die zweite Schicht wird auf die relativ ebene erste Schicht aufgetragen.

Mit einem Zeiss Supra 55 Rasterelektronenmikroskop wurde anschließend bei einer Dosis zwischen 750 und 1500 pC/cm, einer Blende von 20 μm und einer Beschleunigungsspannung von 10 kV die Nanostruktur belichtet. Dabei schreibt das REM die definierte Struktur in den Lack.

Nach dem Entwickeln der Struktur wird die Probe mit reaktivem Ionenstrahlätzen (RIE[4]) behandelt. Bei dieser Ätzmethode befindet sich die Probe in einer Prozesskammer, in welcher Argon und $SiCl_4$ in einem elektrischen Wechselfeld ein Plasma bilden. In der Kammer wird eine Spannung angelegt, so dass die Ionen und Radikale des Plasmas auf die Probenoberfläche beschleunigt werden. Treffen diese auf die Probenoberfläche, lösen sie dort Atome heraus und binden diese. Bei diesem Ätzprozess ergibt sich eine bevorzugte Ätzrichtung. Die Strukturen werden nicht durch Unterätzen verbreitert, was ein Vorteil dieser Technik ist. Durch die geringe Selektivität und die stark gerichtete Ätzwirkung ergeben sich scharfe, senkrechte Ätzkanten. Ein Nachteil stellt der deutlich höhere Anteil an Kristallschäden gegenüber dem nasschemischen Ätzen dar.

In Abbildung 4.7 ist eine AFM-Aufnahme einer in dieser Arbeit präparierten mittels REM-Lithographie und RIE hergestellten Nanostruktur abgebildet. Die dunklen Linien sind die Ätzgräben an denen das 2DES entfernt ist. Die Breite der Ätzgräben beträgt $W \approx 200$ nm, ihre Tiefe über 20 nm. Die AFM-Spitze kann aufgrund ihrer Geometrie den Boden des Ätzgrabens nicht erreichen.

[3]EBL: *Electron Beam Lithography* (engl.) Elektronenstrahllithographie
[4]RIE: *Reactive Ion Etching* (engl.) Reaktives Ionenstrahlätzen

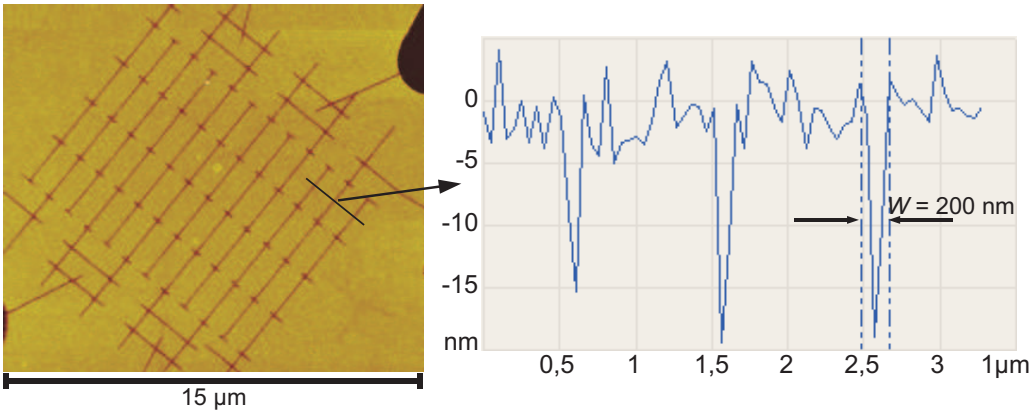

Abbildung 4.7: AFM-Aufnahme einer in dieser Arbeit präparierten mittels REM hergestellten Nanostruktur (links). Die Ätzgräben und damit die Bereiche ohne 2DES sind dunkel. Die Breite der Ätzgräben beträgt $W \approx 200$ nm und die Tiefe beträgt mindestens 20 nm. Auf der rechten Seite ist das Höhenprofil eines Ausschnittes der Probe dargestellt. Die AFM-Spitze kann aufgrund ihrer Geometrie den Boden der Ätzgräben nicht erreichen.

4.7 Wedgen

Da die fertige Probe mit Strahlung im FIR-Bereich untersucht wird, sollten die Oberseite und die Unterseite nicht parallel zueinander verlaufen. Die Ein- und Austrittsreflexionen würden sich überlagern und Fabry-Perot-Interferenzen erzeugen. Diese würden das Messsignal überlagern. Um dies zu umgehen, wird die Unterseite der fast fertigen Probe um etwa drei Grad angeschliffen. Dies geschieht, indem die Probe mit einem Wachs auf einen um den entsprechenden Winkel angeschliffenen Stempel geklebt wird. In einer Führung wird dieser Stempel genau senkrecht über sehr feines Schleifpapier (800er bis 1000er Körnung) geführt. Dies wird solange wiederholt, bis kein Stück der Rückseite mehr parallel zur Oberseite verläuft. Anschließend wird die Probe in Tetrahydrofuran, Aceton und Isopropanol von Wachsresten befreit.

Soll die Probe zusätzlich mit einem Topgate versehen werden, kann ein weiterer Aufdampfschritt wie beim Einlegieren in Kapitel 4.4 beschrieben vor oder nach dem Wedgen durchgeführt werden.

4.8 Bonden

Als letzter Präparationsschritt vor dem Einbauen der Probe in den Probenstab und den Kryostaten wird die Probe mit Fixogum in einen durchbohrten Halter, den Chipcarrier, geklebt und gebondet. Das Loch in dem Chipcarrier ist wichtig für die Spektroskopie, da der Chipcarrier undurchlässig für FIR-Strahlung ist. Beim Bonden wird ein Silberdraht mit 25 μm Durchmesser 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 Kontakten, die auf den verwendeten Proben vorhanden sind 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 Abbildung 4.8 dargestellt. Die Bonddrähte verbinden die Kontaktpads der Probe mit dem Chipcarrier. Der Chipcarrier befindet sich am unteren Rand des Bildes.

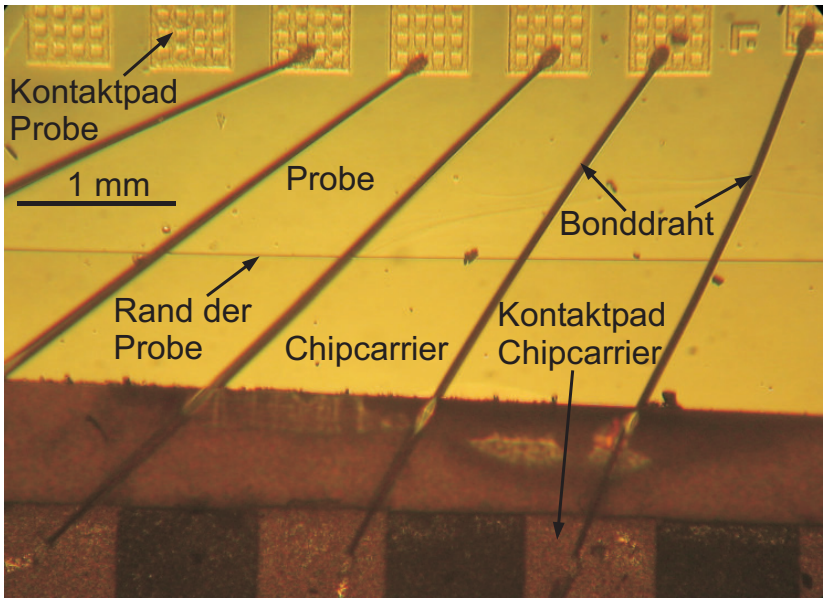

Abbildung 4.8: Durch ein Mikroskop aufgenommenes Foto der auf einen Chipcarrier geklebten Probe. Bonddrähte verbinden die Kontaktpads der Probe mit den Kontakten auf dem Chipcarrier. Dieser ist am unteren Rand des Bildes zu sehen.

5 Messmethoden

Im Rahmen dieser Arbeit kommen unterschiedliche Messmethoden zum Einsatz. Zum Messen und Abbilden von den unterschiedlichen Oberflächenstrukturen der Proben kommt das in Kapitel 3.1 beschriebene AFM zum Einsatz. Zur Untersuchung der 2DES-Struktur der Proben werden Messmethoden angewandt, die sich in Transportmessungen und in optischen Messungen unterscheiden.

Bei den Transportmessungen wird ein elektrischer Strom über zwei Source und Drain Einprägekontakte durch das 2DES der Probe geleitet. Über zwei weitere Kontakte, die zwischen diesen Einprägekontakten liegen, wird der Spannungsabfall in Stromflussrichtung gemessen. Diese Messanordnung wird als Vier-Punkt-Messung bezeichnet.

Bei den optischen Messungen wird das Verhalten des 2DES bei der Bestrahlung mit elektromagnetischen Wellen im Tera- und Gigahertz-Bereich untersucht. Wird zusätzlich ein magnetisches Feld senkrecht zur Ebene des 2DES angelegt, lässt sich mit der Strahlung im Terahertz-Bereich, der fern infrarot (FIR) -Strahlung, die Zyklotronresonanz der Elektronen anregen. Dies lässt sich durch Absorptions- oder Transmissionsmessungen nachweisen.

Ein Mikrowellengenerator liefert einen fast lückenlosen Übergang der Anregungsenergien vom FIR-Bereich bis in den Mikrowellen-Bereich. Dadurch ist das Abdecken eines breiten Energiespektrums möglich.

Die optischen und die Transportmessmethoden können kombiniert werden, indem die Änderung des Längswiderstandes unter Veränderung der Bestrahlungsintensität gemessen wird. Diese Methode wird spektral integrierte Photoleitungsmessung genannt. Sie dient hauptsächlich zum schnellen Auffinden der Magnetfeldbereiche, in denen ein Photoleitungssignal erwartet wird.

Um eine thermische Verbreiterung der Landau-Niveaus zu vermeiden, wird in dieser Arbeit sowohl ein mit flüssigem Helium gefüllter Kryostat als auch ein ^{3}He-System benutzt, um die Probe abzukühlen. Die einzelnen Landauniveaus liegen, wie in Gleichung 6.4 beschrieben, bei einem Magnetfeld um $B \approx 5$ T nur um $\Delta E_L = \hbar\omega_c \approx 10$ meV auseinander. Über einen Halter, welcher den Chipcarrier exakt aufnimmt, wird die Probe in einem Probenstab befestigt und kontaktiert. Die Probenstäbe sind so bemessen, dass sich die Probe im Zentrum einer supraleitenden Magnetspule befindet. Die Magnetspule in die das ^{3}He-System eingebaut wird, befindet sich in einem Kryostaten und wird mit flüssigem ^{4}He gekühlt. Sie erreicht ein Magnetfeld vom $B = 8$ T. Die meisten Messungen dieser Arbeit sind an diesem

System durchgeführt worden. Die optischen Messungen an einem Miniaturleiterstreifen wurden hingegen in einem VTI[1] aufgenommen. Hierbei handelt es sich um einen Einsatz, in dem im Bereich der Probe unterschiedliche Temperaturen mittels eines Heizdrahts, eines Nadelventils und einer Drehschieberpumpe eingestellt werden können. Hier lässt sich eine minimale Temperatur von $T = 1{,}6$ K erreichen und der supraleitende Magnet kann ein Magnetfeld von $B = 12$ T erzeugen. In Abbildung 5.1 ist ein Foto des über den Probenstab gefahrenen Spektrometers gezeigt. Der Kryostat mit dem VTI befinden sich im unteren Teil des Bildes.

Zum Messen wird die unpolarisierte FIR-Strahlung von oben aus dem Spektrometer in einem Wellenleiter durch den Probenstab auf die Probe geleitet. Dieser Wellenleiter verfügt an seiner Unterseite über einen Winston-Konus, ein parabolisch zulaufendes Ende, welches die Strahlung in einem Fokus konzentriert. Durch

[1] VTI: *Variable Temperature Insert* (engl.) Variabler Temperatureinsatz

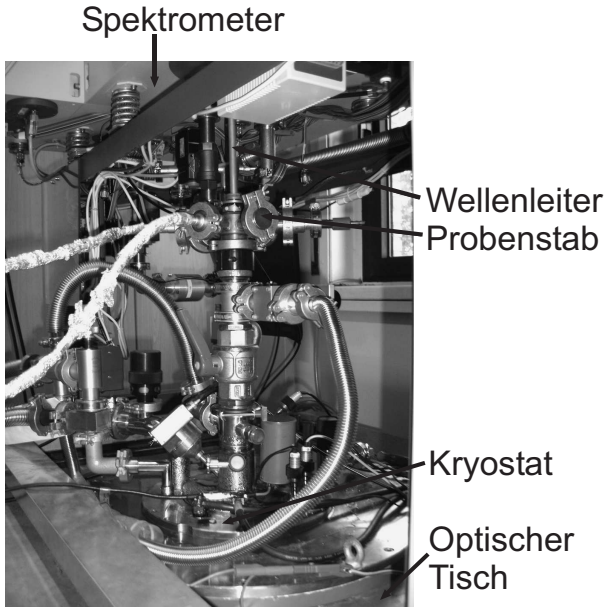

Abbildung 5.1: Im oberen Teil des Bildes ist das über den Probenstab gefahrene Spektrometer zu sehen. Darunter befindet sich ein Teil des Wellenleiters, der die FIR-Strahlung durch den Probenstab auf die Probe leitet. Das obere Ende des Probenstabes ragt aus dem Kryostaten heraus, der sich im unteren Teil des Bildes befindet und weit durch den optischen Tisch hindurch ragt. Der gesamte Aufbau ist zur Dämpfung von mechanischen Schwingungen auf einem optischen Tisch montiert.

Streuung im Wellenleiter ist der Fokus nicht scharf. Aufgrund der Bonddrähte ist es nicht möglich, die Probe genau im Fokus zu platzieren, da diese an den Wellenleiter stoßen können und dadurch kurzgeschlossen werden. Der Radius des FIR-Strahls an der Stelle der Probe beträgt ~ 3 mm.

5.1 ^{3}He-System

Die meisten in dieser Arbeit vorgestellten Messungen werden in einem ^{3}He-System (Oxford Heliox VL [Ins01]) durchgeführt. Dieses ^{3}He-System verfügt über einen geschlossenen ^{3}He-Kreislauf innerhalb einer Vakuumkammer. Bei der Messung befindet sich der Probenstab mit dem ^{3}He-System in dem ^{4}He-Bad eines Kryostaten. Durch eine Vakuumkammer ist der ^{3}He-Kreis thermisch vom ^{4}He-Bad entkoppelt. Über ein Nadelventil kann ^{4}He aus dem Kryostaten gepumpt und unter niedrigem Druck in einer zusätzlichen Kammer, thermisch mit dem ^{3}He-System gekoppelt, verdampft werden. Durch die thermische Kopplung kondensiert das ^{3}He und sammelt sich in einem Reservoir nahe der Probe. Aus dem geschlossenen ^{3}He-Kreislauf wird das gasförmige ^{3}He mittels einer Aktivkohle-Sorptionspumpe "abgepumpt". Aufgrund des entstehenden geringen Druckes im ^{3}He-Kreislauf wird der Siedepunkt des ^{3}He soweit abgesenkt, dass im Bereich des ^{3}He-Reservoirs eine Temperatur von $T \approx 300$ mK erreicht wird. Eine schematische Zeichnung und ein Foto des ^{3}He-Systems sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

Da der ^{3}He-Kreislauf im Inneren des Probenstabs einen großen Raumbedarf hat, besitzt der vom Spektrometer zur Probe verlaufenden Wellenleiter nur einen Innendurchmesser von 5 mm. Aufgrund des ^{3}He-Reservoirs ist es notwendig, den Wellenleiter seitlich versetzt zum Zentrum des Probenstabs verlaufen zu lassen. Dies führt zu einem Umlenken der einfallenden Strahlung mit einer Doppelspiegelkonstruktion im Bereich der Probe. Der Wellenleiter und der Doppelspiegel sind in Abbildung 5.2 ebenfalls zu sehen. Die Umlenkung der Strahlung führt zu Verlusten in der Intensität.

5.2 Magnetotransportmessung

Um eine Magnetotransportmessung durchzuführen, wird ein modulierter Strom in die Source- und Drainkontakte (S und D) an den Enden eines Hallbars eingeprägt. Die Modulation findet über den Referenzausgang eines Lock-In-Verstärkers statt. Zwei weitere Kontakte (a und b) werden genutzt, um mit der bereits erwähnten Vier-Punkt-Messung den Spannungsabfall in Stromflussrichtung (U_{xx}) zu messen. Der Spannungsabfall zwischen a und b bildet das Eingangssignal des Lock-In-Verstärkers und wird als Funktion eines anliegenden Magnetfeldes aufgetragen.

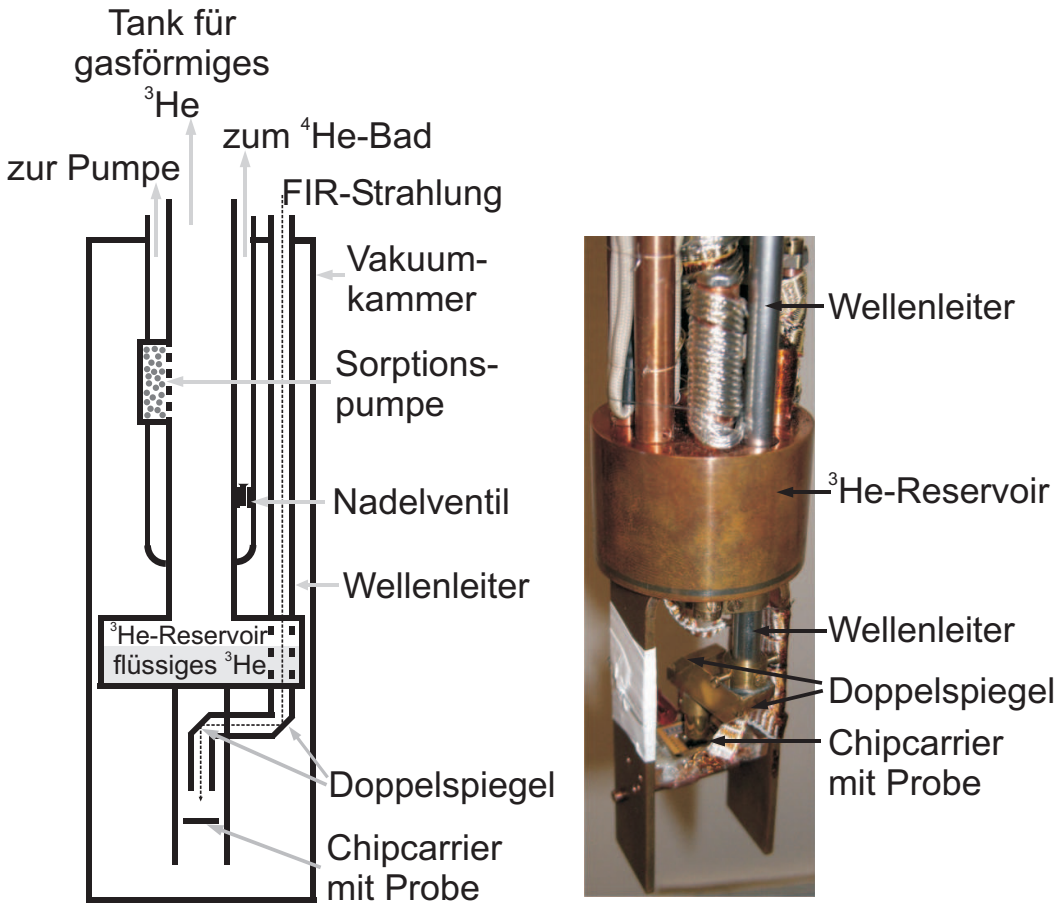

Abbildung 5.2: Schematisches Bild (rechts) und Foto (links) des ^{3}He-Systems. Eine Vakuumkammer isoliert das ^{3}He-System thermisch vom ^{4}He-Bad. Durch das Nadelventil kann das ^{4}He aus dem Kryostaten gepumpt und verdampft werden. Dadurch kondensiert das ^{3}He und sammelt sich in einem Reservoir. Über eine Aktivkohle-Sorptionspumpe kann das ^{3}He "abgepumpt" werden. Dadurch wird das Reservoir auf bis zu 300 mK abgekühlt. Der Wellenleiter verläuft nicht zentral in der Mitte des Probenstabs, sondern aus Platzmangel seitlich versetzt. Im Bereich der Probe ist daher ein Umlenken der Strahlung über einen Doppelspiegel nötig. Dies führt zu Intensitätsverlusten der Strahlung.

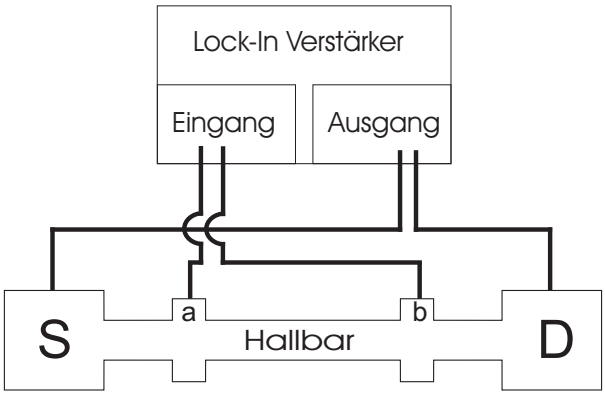

Abbildung 5.3: Der Referenzausgang eines Lock-In-Verstärkers wird genutzt, um einen modulierten Strom in die außen an einem schematischen Hallbar liegenden Source- und Drainkontakte einzuprägen (S und D). An den Kontakten a und b wird der Spannungsabfall in Stromflussrichtung als Messsignal vom Lock-In-Verstärker aufgenommen.

Da durch die zur Messung genutzten Kontakte kein Strom fließt, lässt sich der Widerstand des 2DES ermitteln, ohne dass eine Störung durch die ohmschen Kontakte stattfindet.In Abbildung 5.3 ist der Messaufbau der Magnetotransportmessung anhand einer Skizze verdeutlicht.

Die in dieser Arbeit verwendeten Leiterstreifen entsprechen nicht exakt dem in Abbildung 5.3 gezeigten Hallbar. Um ein besseres Längen-zu-Breiten-Verhältnis zu erreichen und die Fläche der Probe besser auszunutzen, haben diese eine mäanderförmige Struktur. Aufgrund dieser Struktur kommt es neben dem Spannungsabfall in Stromflussrichtung auch zu einem Spannungsanteil (U_{xy}) senkrecht zur Stromflussrichtung, wenn sich die Kontakte a und b auf unterschiedlichen Seiten des Leiterstreifens befinden. Aufgrund des sehr großen Längen-zu-Breiten-Verhältnisses von ca. 1 : 1000 kann dies vernachlässigt werden.

5.3 Photoleitungsspektroskopie

Die Photoleitungsspektroskopie ist eine spektral aufgelöste, optische Messmethode. Die FIR-Strahlung wird von einem breitbandigen Hg-Strahler erzeugt und durchläuft nach Absorption der ungewollten höher energetischen Strahlung im Spektrometer ein Michelson-Interferometer. In diesem Interferometer wird der Strahl mit einem Strahlteiler in zwei Strahlen aufgeteilt. Beide Strahlen treffen auf einen sich in Strahlrichtung hin- und herbewegenden Spiegel und werden von diesem in sich selbst reflektiert. Dadurch durchlaufen beide Strahlen verschieden

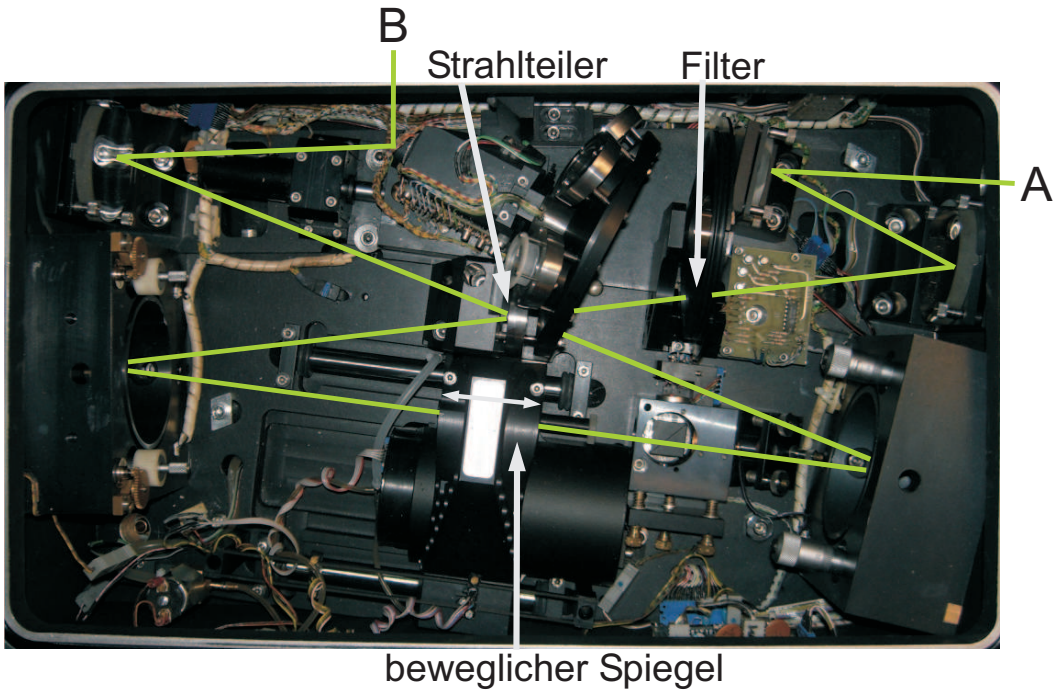

Abbildung 5.4: Foto eines Michelson-Interferometers mit schematisch eingezeichnetem Weg der FIR-Strahlung. Die FIR-Strahlung trifft aus der Strahlerkammer (A) in die Interferometerkammer. Die Strahlung wird über Umlenk- und Fokussierspiegel reflektiert und durchläuft einen Filter, welcher ausschließlich die FIR-Strahlung passieren lässt. Durch einen Strahlteiler wird der Strahl in zwei Strahlen aufgeteilt. Jeder Teil wird über einen weiteren Umlenkspiegel auf einen beweglichen Spiegel reflektiert. Auf dem selben Weg laufen die Strahlen zurück zum Strahlteiler, wo sie zur Interferenz gebracht werden. Über weitere Spiegel wird der Strahl aus der Interferometerkammer zur Probe (B) geleitet.

lange Wegstrecken. Anschließend werden die Strahlen überlagert und zur Interferenz gebracht. Über einen Wellenleiter werden die Strahlen auf die Probe geleitet. Durch die Interferenzen findet eine Modulation der Strahlungsintensität auf der Probe statt. Ein Foto des Interferometers mit schematisch eingezeichnetem Weg der FIR-Strahlung ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Ein Interferogramm, welches als *ac*-Spannungssignal an der Probe gemessen wird, wird mit Hilfe eines Computers durch Fouriertransformation (FFT[2]) in ein Spektrum umgerechnet. Das Prinzip des Aufbaus der Photoleitungsspektroskopie ist in Abbildung 5.5 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.

5.4 Spektral integrierte Photoleitung

Bei der spektral integrierten Photoleitung erfolgt die Modulation der Strahlung über einen Chopper. Der verwendete Chopper ist eine runde Scheibe, an dessen Rand sich in regelmäßigen Abständen Ausschnitte befinden (Abb. 5.6). Der Abstand der Ausschnitte voneinander ist identisch der Länge der Ausschnitte selbst. Der Chopper rotiert und befindet sich im Strahlengang der FIR-Strahlung. Der FIR-Strahl wird periodisch unterbrochen. Der Steuermotor lässt sich mit einem Chopper, der fünf Ausschnitte besitzt, bei einer Modulationsfrequenz zwischen 1 Hz und 70 Hz genau einstellen. Die spektral integrierte Photoleitungsmessung wird auch als photomodulierte Transportmessung bezeichnet.

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

Abbildung 5.6 zeigt eine Skizze des Aufbaus zur spektral integrierten Photoleitungsmessung. Die FIR-Strahlung trifft auf den Chopper und wird in einzelne "Strahlungspakete" geteilt. Diese treffen periodisch auf die Probe und ändern dabei durch Anregung der Elektronen die Leitfähigkeit des Hallbars. Das über zwei Messkontakte abgenommene Signal wird mit einem Lock-In-Verstärker gemessen. Senkrecht zum 2DES wird ein äußeres Magnetfeld variiert.

[2]FFT: *Fast Fourier Transformation* (engl.) schnelle Fouriertransformation

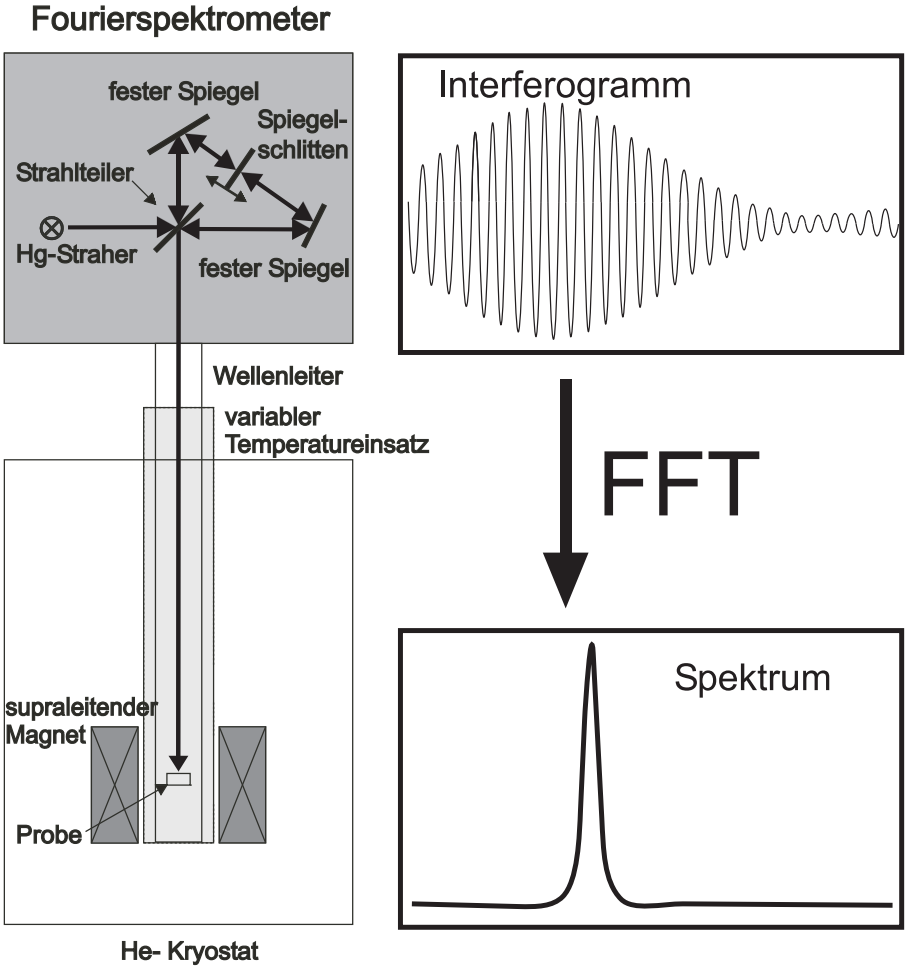

Abbildung 5.5: Der schematische Aufbau der Photoleitungsspektroskopie zeigt den Weg der FIR-Strahlung im Spektrometer und weiter bis zur Probe. Ein Hg-Strahler emittiert breitbandige Strahlung bis in den FIR-Bereich. Der Strahl durchläuft ein Michelson-Interferometer und wird über einen Wellenleiter bis zur Probe in den Kryostaten geleitet. Das an der Probe gemessene Interferogramm wird mit einem Computer mittels Fouriertransformation in ein Spektrum umgerechnet.

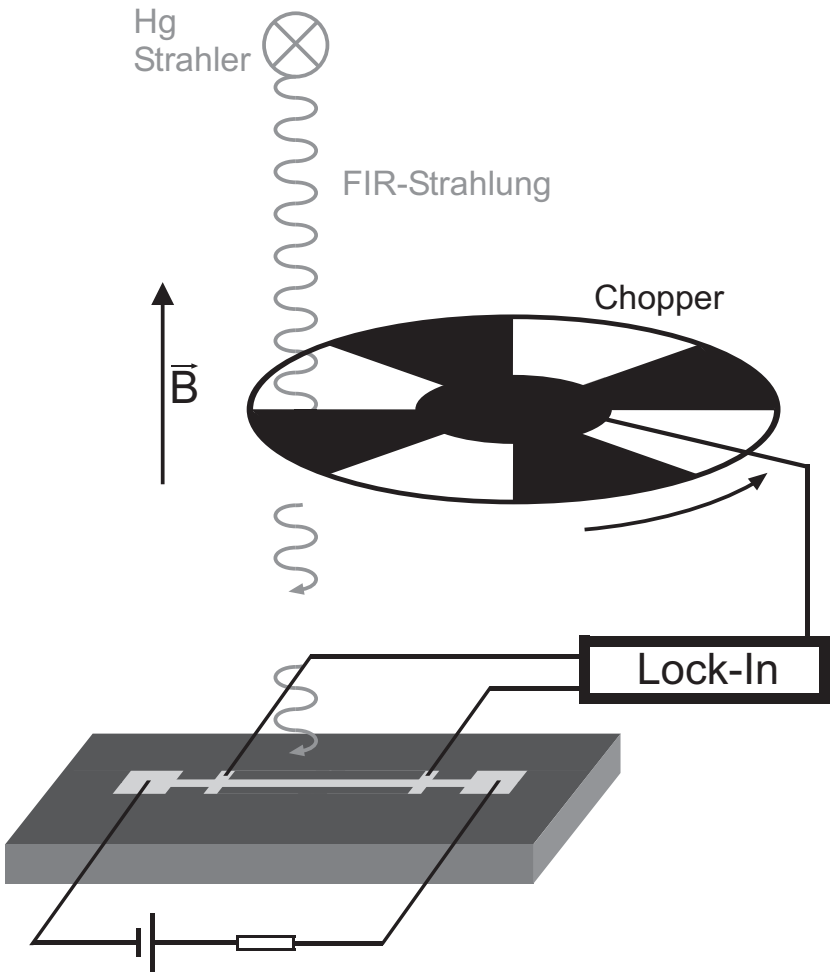

Abbildung 5.6: Der schematische Aufbau der spektral integrierten Photoleitung zeigt den Weg der FIR-Strahlung durch den Chopper bis zur Probe. Mit einem Lock-In-Verstärker, der auf die Frequenz des Choppers getriggert ist, wird über den Hallbar in Stromflussrichtung die Spannung gemessen. Ein Gleichstrom aus einer Batterie wird über einen Widerstand an den Enden des Hallbars eingespeist. Ein variables magnetisches Feld $\vec{B}$ ist senkrecht zum 2DES angelegt.

5.5 Mikrowellen-Messung

Bei den in dieser Arbeit angewendeten Mikrowellen-Messungen wird die Strahlung im entsprechendem Energiebereich wie bei der spektral integrierten Photoleitung moduliert. Bei den Mikrowellen-Messungen ist jedoch kein Chopper im Strahlengang notwendig. Das Mikrowellengerät kann die Strahlung selber mit einer definierten Frequenz an- und ausschalten.

Einen weiteren Unterschied zu den bisherigen Methoden stellt das Messen einer Photospannung dar. Hierbei wird die Spannungsänderung in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz zwischen zwei Kontakten gemessen, ohne dass ein zusätzlicher Strom in die Probe eingeprägt wird. Die Entstehung der Photospannung ist Thema einiger Arbeiten aber noch nicht endgültig geklärt [Kuk04, Kuk05a, Mik06a, Mik06b]. Eine Theorie zu ihrer Entstehung ist, dass bei der Anregung der Photospannung Randmagnetoplasmonen von Unregelmäßigkeiten und Asymmetrien der Probe emittiert werden. Es kommt zu einer Überlagerung der Randmagnetoplasmonen, aus der die Photospannung resultiert.

Das in dieser Arbeit verwendete Mikrowellengerät ist ein Agilent E8257D PSG Analog Signal Generator [Tec06], welcher einen Frequenzbereich von 250 kHz bis 70 GHz abdeckt. Zusätzlich wird ein Frequenzversechsfacher genutzt, mit dem Frequenzen von 75 GHz bis 110 GHz abgedeckt werden können.

5.6 Bolometrischer Effekt

Die Photoleitfähigkeit bei den Messungen in dieser Arbeit beruht auf dem bolometrischen Effekt [Nep79]. Dies wurde in unserer Arbeitsgruppe mit temperaturabhängigen Messungen überprüft und bestätigt [Zeh03] und ist trotz anderer Geometrien der verwendeten Hallbars auf die durchgeführten Messungen übertragbar.

Bei dem bolometrischen Effekt wird vom Elektronengas der Probe ein Photon der Strahlung absorbiert und dessen Energie im System deponiert (Abb. 5.7). Die aufgenommene Energie kann über zwei verschiedene Prozesse abgegeben werden:

1. über Wechselwirkung mit dem Kristallgitter der Heterostruktur

2. über einen Zweistufenprozess über Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf das 2DES und dann auf das Kristallgitter.

Da die Elektron-Elektron-Wechselwirkung als wesentlich schneller angenommen wird, überträgt sich die Energie über das ganze 2DES. 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 das 2DES seine Energie durch

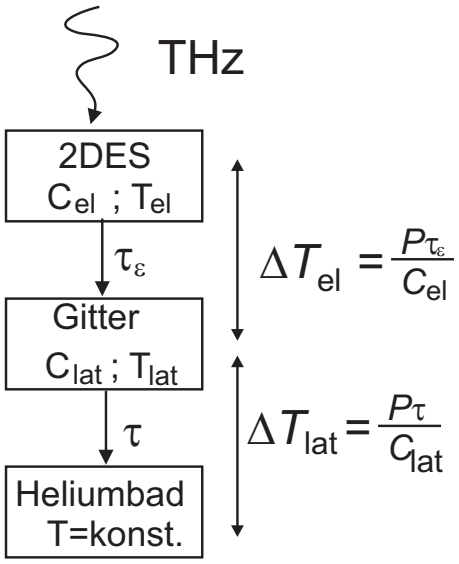

Abbildung 5.7: Schema des bolometrischen Effekts nach Neppl *et al.* [Nep79]. Ein Photon trifft auf das 2DES mit der Wärmekapazität C_{el} und erwärmt es auf die Temperatur T_{el}. Die Elektronen geben die aufgenommene Energie nach der Zeit τ_e an das Kristallgitter der Heterostruktur mit der Wärmekapazität C_{lat} ab. Das Gitter steht im Kontakt zum Helium-Bad und gibt die Energie nach der Zeit τ_0 an dieses ab.

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 2DES und der daraus resultierenden Änderung des longitudinalen Widerstandes R_{xx} wird bei modulierter Strahlungsintensität und Einprägen eines Gleichstroms in das 2DES eine Veränderung ΔR_{xx} des Widerstandes gemessen. Ein großer Vorteil ist, dass diese Widerstandsänderung direkt als Messsignal genutzt werden kann. Sie kann durch die Gleichung:

$$\Delta R_{xx} = \frac{\partial R_{xx}}{\partial T} \cdot \frac{P(\omega)\tau_e}{C_e} = \frac{L}{W}\frac{\partial \rho_{xx}}{\partial T} \cdot \frac{P(\omega)\tau_e}{C_e} \tag{5.1}$$

beschrieben werden. Dabei ist $P(\omega)$ die frequenzabhängige Leistung der absorbierten elektromagnetischen Strahlung und L und W die Länge und Breite des Hallbars. C_e ist die Wärmekapazität des 2DES. Sie wird für tiefe Temperaturen durch:

$$C_e = \pi^2 k_B^2 T \cdot A \cdot \mathcal{D}(E_\mathrm{F}, B)/3 \tag{5.2}$$

angenähert [Wan92, Hir01]. Hierbei ist $A = L \cdot W$ die Fläche des Hallbars und $\mathcal{D}(E_\mathrm{F}, B)$ die zweidimensionale Zustandsdichte des 2DES. Bei konstanter Temperatur hängt das Messsignal maßgeblich von $\frac{\partial \rho_{xx}}{\partial T}$ und $\mathcal{D}(E_\mathrm{F}, B)$ ab.

6 Ergebnisse

Einen wesentlichen Teil dieser Arbeit stellt die Optimierung von Präparationsmethoden im Submikrometerbereich dar. Im Rahmen dieser Doktorarbeit wird eine AFM-Präparationstechnik zur Herstellung von Proben im Nanometerbereich neu in der Arbeitsgruppe etabliert. Mit Hilfe dieser Präparationstechnik werden Quanten-Punkt-Kontakte, Einzelquantenpunkte, Miniaturleiterstreifen und unterbrochene Miniaturleiterstreifen, so genannte Quantenpunktleiter, in einem zweidimensionalen Elektronensystem präpariert. Die Strukturen werden in Transportmessungen und mittels Fernifrarotspektroskopiemessungen untersucht. Die Messungen und deren Ergebnisse, sowie ein Vergleich mit einem an einem REM strukturierten Quantenpunktleiter, werden in diesem Kapitel vorgestellt und diskutiert.

6.1 Ergebnisse und Auswertung

Die in dieser Arbeit untersuchten Nanostrukturen werden entweder mit Hilfe eines AFM unter Anwendung der im Kapitel 4.5 beschriebenen lokalen anodischen Oxidation oder mit einem REM mittels Lithographie und reaktivem Ionenstrahlätzen präpariert (Kapitel 4.6). Es werden zunächst Einzelquantenpunkte in verschiedenen Geometrien angefertigt und vermessen. Anschließend werden verbundene Quantenpunkte hergestellt und untersucht.

Bei der Untersuchung der Nanostrukturen kommen die im Kapitel 5 beschriebenen Messmethoden zur Anwendung. In diesem Kapitel werden die Art der Messkurven vorgestellt und ausgewertet.

6.2 Optimierung der AFM-Präparation

Um ein 2DES mittels LAO zu präparieren, ist es erforderlich, dass sich das 2DES sehr nahe unter der Oberfläche befindet. Eine solche Probe wird durch einen Shallow-HEMT realisiert. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Shallow-HEMTs Nummer #1563 und #1610 aus der MBE des Instituts für angewandte Physik in Hamburg befindet sich das 2DES 35 nm unter der Waferoberfläche. Eine Abbildung dieser Struktur ist in Abbildung 2.1 in Kapitel 2.1 gezeigt.

Aus Transmissionsmessungen der MBE-Strukturen wird aus der Zyklotronresonanzfrequenz eine Beweglichkeit des zweidimensionalen Elektronensystems von

$\mu \approx 400.000$ cm^2/Vs, eine Ladungsträgerdichte von $N_S \approx 3{,}7{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 und eine effektive Masse von $m^* \approx 0{,}0695\ m_e$ ermittelt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit stellt sich heraus, dass sich diese Daten durch die Strukturierung der Proben ändern.

Um ein optimales Ergebnis bei der LAO zu erreichen, wird eine Apparatur entwickelt, mit der gezielt die Luftfeuchtigkeit im abgeschlossenem AFM-Bereich eingestellt werden kann. Untersuchungen ergeben, dass bei höherer Luftfeuchtigkeit besser bestimmte, homogenere und auch tiefere Oxidbarrieren geschrieben werden. Alle in dieser Arbeit durchgeführten Oxidationen werden bei einer Luftfeuchtigkeit von etwa 70% aufgenommen. Um die optimalen Einstellungen zum Oxidieren zu finden werden Schreibproben mit unterschiedlichen Parametern des AFM durchgeführt. Als Parameter werden die Probe-Spitze-Spannung, die Schreibgeschwindigkeit und der Spitzendruck auf die Probe variiert. Der Spitzendruck hat nur einen geringen Einfluss auf die Oxidation. Daher und um eine übermäßige Abnutzung der Spitzen zu vermeiden, wird nach den ersten Tests der Spitzendruck aus den automatischen Messeinstellungen im Kontaktmodus des AFM übernommen. An der AFM-Spitze kann eine maximale Spannung von -12 V in Bezug auf Masse angelegt werden. An dem Probenchuck auf dem die Probe liegt, kann eine zusätzliche Spannung (Probenspannung) von 5 V in Bezug auf Masse angelegt werden, so dass sich das Gesamtpotenzial von U = 17 V ergibt. Das Ergebnis des Schreibens wird umgehend mit dem AFM nachgemessen.

In Abbildung 6.1 sind unterschiedliche Oxidhöhen, die durch unterschiedliche Schreibparametern erzeugt wurden, zu erkennen. Die Oxidlinien sind in dieser Abbildung als helle Linien dargestellt. Unterhalb dieser ist das 2DES verarmt. Im Bild rechts neben der Aufnahme des AFM ist ein Höhenprofil von 4 Oxidlinien zu sehen. Es sind Höhen zwischen 7,3 und 12,2 nm sowie geometrische Breiten von 150 nm zu erkennen. Mit zunehmender Spannung steigt die Höhe der Oxidlinien an. Aus mehreren Tests ergibt sich, dass die maximal anlegbare Spannung von 17 V und eine Schreibgeschwindigkeit von 0,01 μm/s bei vom AFM voreingestellten Spitzendruck die homogenste und höchste Oxidbarriere herstellt.

Die Messkurve, zeigen eine Doppelpeakstruktur der Oxidlinien. Diese Struktur ist darauf zurückzuführen, dass sich das Oxid um die AFM-Spitze herum bildet. An der Position, an der sich die AFM-Spitze zur Zeit der Oxidation befindet, kann kein Oxid entstehen. Dadurch bildet sich eine feine "Rinne" auf der Oxidlinie.

Um die Tiefenwirkung der Oxidschichten zu untersuchen, werden die vom AFM oxidierten Linien bei einem Test nach der Präparation selektiv 14 s mit 36 %iger Salzsäure aus dem Präparat geätzt und die Probe anschließend erneut mit dem AFM untersucht. Es stellt sich ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Oxidhöhe vor dem Ätzen und der Ätztiefe heraus. Das Ergebnis dieses Tests ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Im rechten Teil der Abbildung ist zu sehen, dass

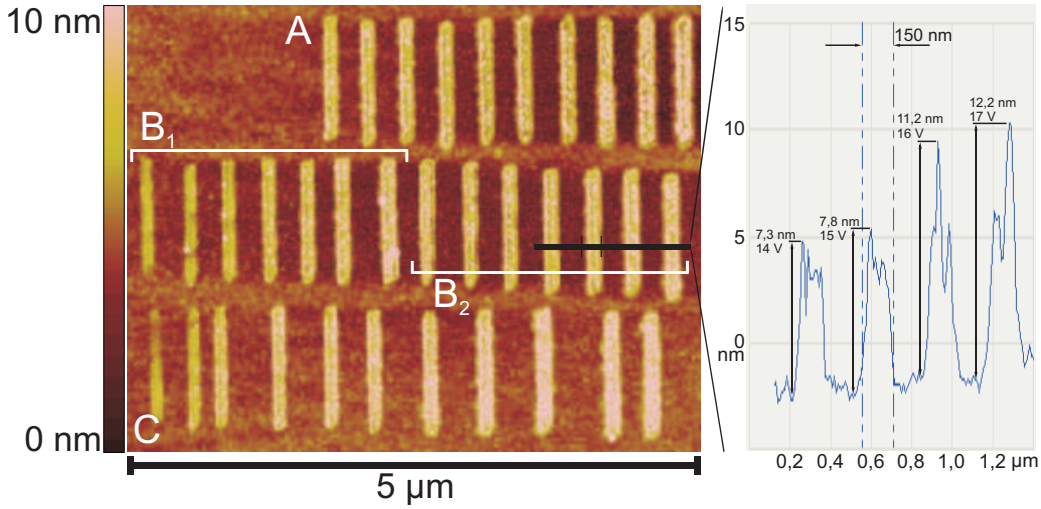

Abbildung 6.1: Ermittlung der optimalen Oxidationsparameter. Die Oxidlinien sind als helle Linien dargestellt. Unter ihnen ist das 2DES verarmt. Reihe A: Variiert wurde von rechts nach links die Schreibgeschwindigkeit von 0,01 μm/s in 0,01 μm/s Schritten bis 0,05 μm/s. Die nächsten beiden Linien wurde mit einer Schreibgeschwindigkeit von 0,07 μm/s und 0,09 μm/s geschrieben, anschließend wurde in 0,1 μm/s Schritten von 0,1 μm/s bis 0,3 μm/s geschrieben. Die Spitzen-Proben-Spannung beträgt stets 17 V. Reihe B: Bei einer Schreibgeschwindigkeit von 0,1 μm/s wurde die Probenspannung von links nach rechts von -1 V in 1-V-Schritten auf 5 V erhöht. Im Bereich B_1 beträgt die Spitzenspannung U_s = -9 V, im Bereich B_2 beträgt U_s = -12 V. Reihe C: Bei konstanter Probenspannung von 5 V wird die Spitzenspannung bei einer Schreibgeschwindigkeit von 0,1 μm/s von links nach rechts von -2 V in 1-V-Schritten auf -12 V erhöht. Im Bild rechts neben der Aufnahme des AFM ist ein Höhenprofil von 4 Oxidlinien aus der Reihe B_2 zu sehen. Höhen zwischen 7,3 und 12,2 nm und geometrische Breiten von 150 nm sind erkennbar. Die Höhe der Oxidlinien steigt mit zunehmender Spannung an. Die Doppelspitze der Peaks ist durch die Entstehung des Oxides um die AFM-Spitze herum zu erklären.

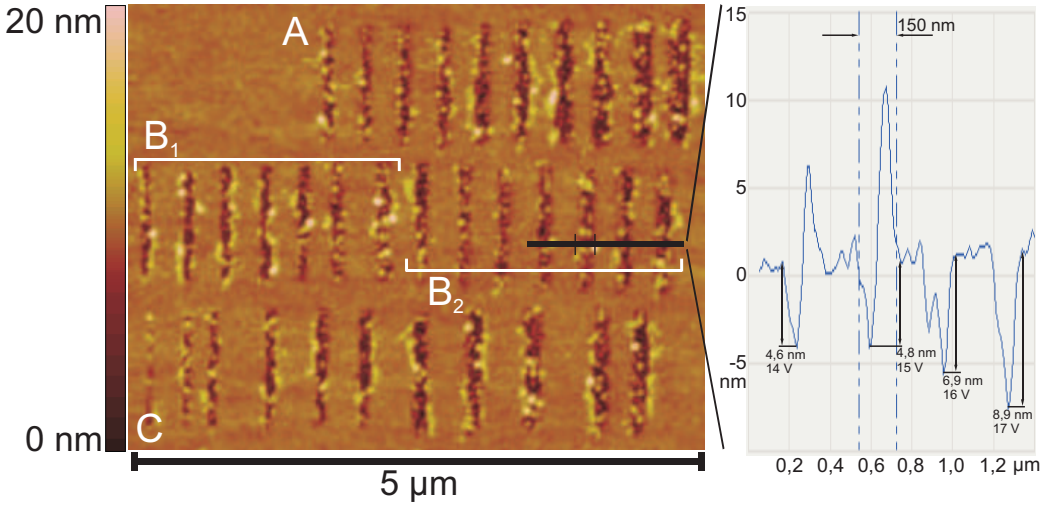

Abbildung 6.2: Die "Gräben" nach selektivem Ätzen der Oxidschicht der Oxidationslinien aus Abbildung 6.1 für 14 s in 36 %iger Salzsäure. Je höher die vom AFM geschriebene Oxidschicht ist, desto tiefer sind die resultierenden Ätzgräben. Die Abbildung rechts zeigt ein Höhenprofil von den gleichen vier Linien wie die des Höhenprofils in Abbildung 6.1. Selbst wenn nicht alles Oxid weggeätzt ist, sind bei höheren Spannungen tiefere Gräben zu erkennen.

Oxidanhäufungen lokal nicht vollständig weggeätzt wurden. Trotzdem ist eine Zunahme der Ätztiefe mit steigender Spannung zu erkennen. Daraus wird gefolgert, dass die Tiefenwirkung des Oxids und damit auch die Verarmung des 2DES mit der Oxidhöhe steigt. Der Vorteil dieses Zusammenhangs liegt darin, dass die Oxidhöhe ohne weitere Präparationsschritte mit einem AFM bestimmbar ist.

6.3 Messungen an einem Quanten-Punkt-Kontakt

Mit Hilfe eines AFM wird ein Quanten-Punkt-Kontakt (QPC) auf einen mit optischer Lithographie und nasschemischem Ätzen hergestellten schmalen 2DES-Streifen angefertigt (Abb. 6.3). Dieser wird mittels Transportmessung bei unterschiedlichen Gatespannungen untersucht. Der QPC hat eine geometrische Länge von $L \approx 590$ nm und eine Breite von $W \approx 120$ nm. Durch Verarmung des 2DES am Rand des Kanals wird die effektive Breite des 2DES-Kanals im Bereich von 20 nm liegen. Über die Kontakte Source (S) und Drain (D) wird bei einer Temperatur von $T \approx 300$ mK ein Strom von $I = 60$ nA in den QPC eingeprägt. Zusätzlich besteht die Möglichkeit den QPC über ein 5 nm dickes Titan-Topgate fein zu tunen. Die

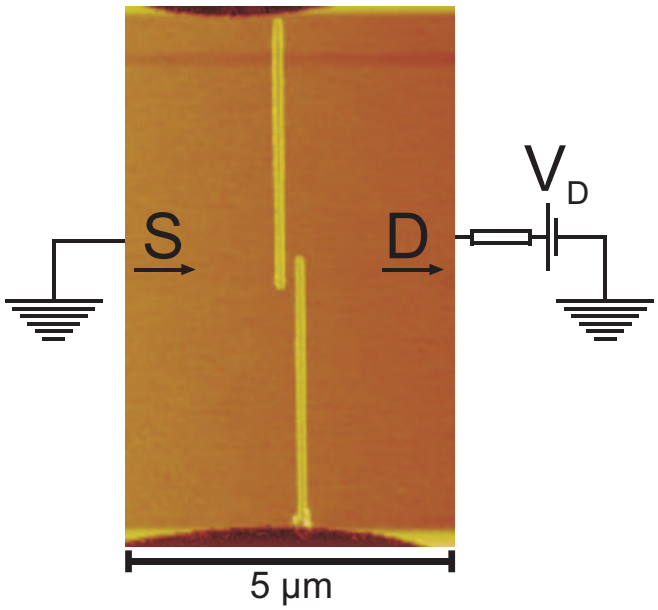

Abbildung 6.3: In der Mitte eines mit optischer Lithographie und nasschemischen Ätzen hergestellten schmalen 2DES-Streifen wird mit Hilfe des AFM ein Quanten-Punkt-Kontakt hergestellt. Der QPC hat eine geometrische Länge von $L \approx 590$ nm und eine Breite von $W \approx 120$ nm. Source ist mit S und Drain mit D gekennzeichnet. Das Topgate ist in dieser Darstellung nicht zu sehen.

mit dieser Anordnung gemessene Kurve (Abb. 6.4) zeigt in Transportmessungen quantisierte Leitfähigkeit, wie sie bei einem Quanten-Punkt-Kontakt üblich ist. In Abständen von etwa 0,1 V werden die 1D-Subbänder unter die Fermi-Energie verschoben und tragen dabei zur Leitfähigkeit bei. Dabei bilden sich Plateaus in der Leitfähigkeit. Die waagerechten Linien in Abbildung 6.4 entsprechen ganzzahligen Vielfachen von $\frac{2e^2}{h}$.

Mit steigender Gatespannung nimmt das Rauschverhältnis zu. Dies liegt am auftretenden Leckstrom zwischen dem Gate und der Probe. Aus diesem Grund konnten keine weiteren Plateaus aufgelöst werden. Ein möglicher Ausweg stellt eine stärkere Isolation des Gates oder eine andere Anordnung des Gates dar. Für diese Arbeit sind höhere Gatespannungen nicht erforderlich.

Unterhalb einer Gatespannung von 0,2 V ist keine Leitfähigkeit durch den QPC vorhanden. Diese Schwellenspannung führt zu einem Sperren des QPCs. Dieser pinch-off Effekt ist darauf zurückzuführen, dass sämtliche 1D-Subbänder über die Fermi-Energie gehoben werden und nicht mehr zur Leitfähigkeit beitragen können. Der aus den Kontakten stammende serielle Widerstand ist gering und wird nicht

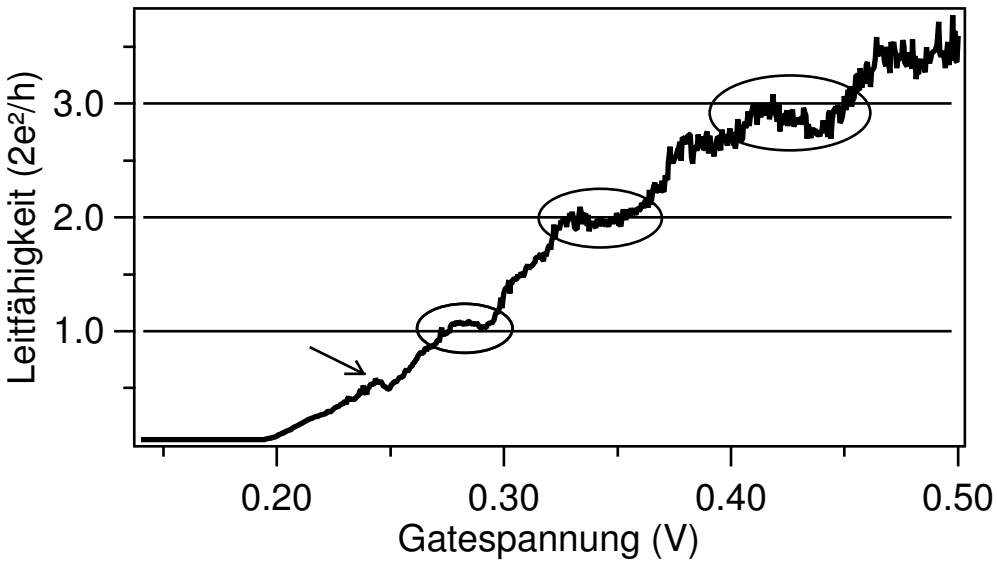

Abbildung 6.4: Die Messkurve zeigt die typische quantisierte Leitfähigkeit in einem Quanten-Punkt-Kontakt. Bei einer Temperatur von $T \approx 300$ mK wird über Source und Drain ein Strom von $I = 60$ nA eingespeist. Jedes Plateau in der Leitfähigkeit (Ellipsen) bedeutet, dass ein weiterer 1D-Kanal im QPC geöffnet wird. Die waagerechten Linien entsprechen ganzzahligen Vielfachen von $\frac{2e^2}{h}$ und damit je einem 1D-Kanal. Der serielle Widerstand aus den Kontakten ist so klein, dass er vernachlässigt werden kann und nicht von von den Messwerten abgezogen wird. Bei dem zusätzlichen Plateau bei einer Gatespannung von etwa 0,25 V (Pfeil) handelt es sich um die 0,7-Anomalie, obwohl dieses Plateau eher bei $0{,}6 \cdot \frac{2e^2}{h}$ liegt. Die Entstehung dieser 1996 entdeckten Anomalie [Tho96] ist unklar. Sie wird in vielen Arbeitsgruppen erforscht [Cro02, McA03, Kun02]. In dieser Arbeit wird nicht weiter auf die 0,7-Anomalie eingegangen.

von den Messwerten abgezogen.

An dem Ergebnis dieser Messung ist zu erkennen, dass das Verarmungsvermögen der lokalen anodischen Oxidation trotz einer Tiefe von unter 35 nm ausreicht, um das 2DES im Bereich der Oxidlinien vollständig zu verarmen.

6.4 Einzelquantenpunkte als Einzel-Elektronen-Transistoren

In diesem Abschnitt der Arbeit werden mit der LAO Einzel-Quanten-Punkte in 2DES geschrieben. Die mittels optischer Lithographie und nasschemischem Ätzen hergestellte Grundstruktur besteht aus einem Kreis mit 15 μm Durchmesser, auf den acht 5 μm dicke Zuleitungen sternförmig zulaufen (Abb. 4.2, Kap. 4.3). Es werden unterschiedliche Designs und Größen von Einzelquantenpunkten, so genannte Einzel-Elektronen-Transistoren untersucht. Die Abbildungen 6.5 und 6.6 veranschaulichen zwei unterschiedliche Designs von SETs. Bei Abbildung 6.5 können jeweils über die Gates 1 und 2 und über die Gates 3 und 4 die Quanten-Punkt-Kontakte als Zuleitungen für den Quantenpunkt (QP) in der Mitte der Struktur abgeschnürt werden. Dies geschieht individuell durch Anlegen einer Spannung gegenüber dem Leitungskanal. Die Anzahl der in dem Quantenpunkt befindlichen Elektronen wird mit Hilfe der Gates 5 und 6 eingestellt. Dieser Quantenpunkt hat eine geometrische Länge von $L \approx 410$ nm und eine Breite von $W \approx 520$ nm.

In Abbildung 6.6 sind 2 einzelne SETs (A und B) in einem weiteren Design dargestellt. Ihre Funktionsweise ist identisch mit der bereits beschriebenen. Für die Einstellung der QPCs von SET A ist jeweils nur ein Gate vorhanden. Gate 1 für den einen und Gate 2 für den anderen QPC. Durch dieses Design bleiben auf der Mesa-Struktur Kontakte frei, welche für einen weiteren separaten SET genutzt werden. Für diesen steht noch ein Gate (3) zur Verfügung, um beide Quanten-Punkt-Kontakte gleichzeitig einzustellen. Gate 4 dient dazu, die Energieniveaus der beiden Quantenpunkte einzustellen. Es kann jeweils an SET A oder SET B gemessen werden.

Die Abmessungen vom Einzel-Elektronen-Transistor A entsprechen einer geometrischen Länge von $L \approx 720$ nm und einer Breite von $W \approx 910$ nm. SET B hat eine Länge von $L \approx 670$ nm und eine Breite von $W \approx 780$ nm. Gut zu erkennen ist eine verbreiterte Linie des Gates 4, insbesondere auf der Seite von SET B. Dies ist auf den Verschleiß der AFM-Spitze bei der LAO zurückzuführen. Nach längerer Benutzung der AFM-Spitze nutzt diese ab, was zu einer Abflachung führt. Die zwischen Spitze und Probe angelegte Spannung wird dadurch auf einer breiteren Fläche verteilt und die Oxidlinie wird breiter und inhomogener.

Trotz erfolgreicher Tests der Technik der LAO an einem Quanten-Punkt-Kontakt konnte während dieser Arbeit kein funktionsfähiger SET gebaut werden. Zurückzuführen ist diese Tatsache auf die extrem kleinen Abmessungen des Quantenpunkts, beziehungsweise die bei größeren Abständen der Gates zueinander zwangsläufig höher werdenden Gatespannungen. Der Leckstrom der Oxidbarrieren steigt ab einer Spannung von 100 mV stark an. Während dieser Arbeit wurde der Leckstrom unter 50 nA gehalten. Bei einer Verkleinerung des Quantenpunktes spielt die Dicke

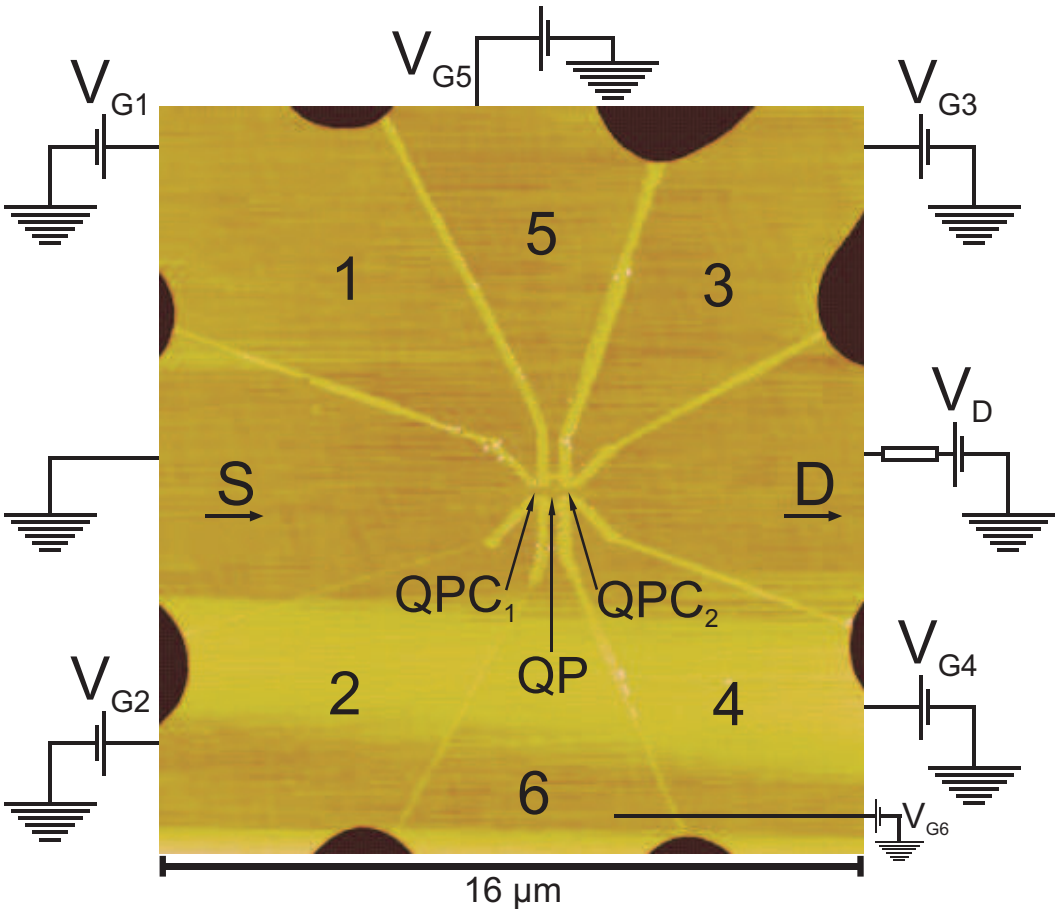

Abbildung 6.5: Durch Variation der Spannungen V_{G1} und V_{G2} an den Gates 1 und 2 wird der erste Quanten-Punkt-Kontakt (QPC_1) eingestellt. Über V_{G3} und V_{G4} wird QPC_2 eingestellt. QPC_1 und QPC_2 dienen als Zuleitung für den Quantenpunkt (QP) im Zentrum der Struktur. Die Anzahl der Elektronen die sich in dem Quantenpunkt befindenden wird mithilfe der Spannungen V_{G5} und V_{G6} an den Gates 5 und 6 eingestellt. Source und Drain sind mit S und D gekennzeichnet. Der Quantenpunkt hat eine geometrische Länge von $L \approx 410$ nm und eine Breite von $W \approx 520$ nm. Die QPCs haben eine geometrische Breite von $W_{QPC} \approx 200$ nm.

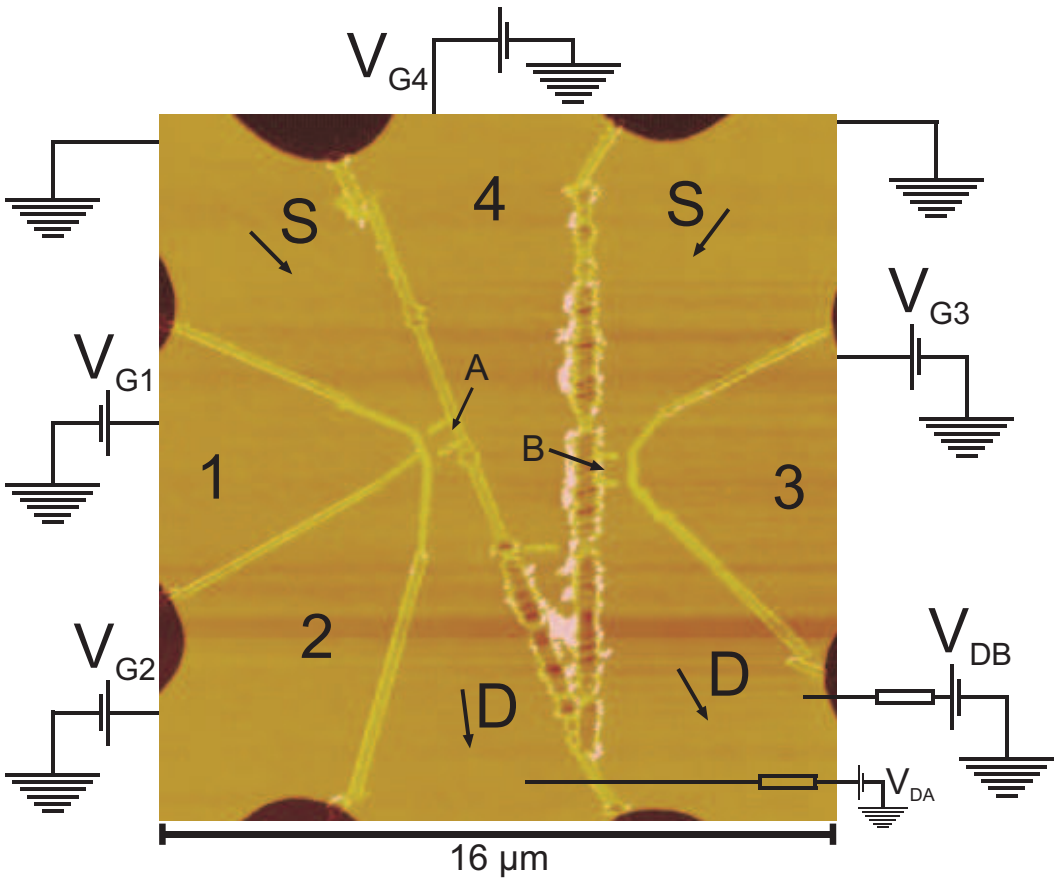

Abbildung 6.6: Zwei einzelne SETs (A und B) in einem Design. Ihre Funktionsweise ist identisch mit der des in Abbildung 6.5 gezeigten SET, jedoch ist hierbei für die Einstellung der QPCs von SET A nur jeweils ein Gate vorhanden. Gate 1 für den einen und Gate 2 für den anderen QPC. Durch dieses Design bleiben auf der Mesa-Struktur Kontakte frei, welche für einen weiteren separaten SET genutzt werden. Für diesen steht ein Gate (3) zur Verfügung, um beide Quanten-Punkt-Kontakte gleichzeitig einzustellen. Gate 4 dient dazu, die Energieniveaus von beiden Quantenpunkten einzustellen. Es kann jeweils an SET A oder SET B gemessen werden. Die Abmessungen von SET A entsprechen einer geometrischen Länge von $L \approx 720$ nm und einer Breite von $W \approx 910$ nm. SET B hat eine Länge von $L \approx 670$ nm und eine Breite von $W \approx 780$ nm. Gut zu erkennen ist eine stark verbreiterte Oxidationslinie des Gates 4, insbesondere auf der Seite von SET B. Dies ist auf einen Verschleiß der AFM-Spitze zurückzuführen.

der Oxidlinien, deren minimale Ausdehnung bei entsprechender Barrierentiefe ca. 200 nm entspricht, und deren Verarmungszone von bis zu 100 nm eine große Rolle, da drei Gates auf sehr engem Raum zusammengeführt werden. Eine weitere Herausforderung stellt der in Kapitel 4.5 beschriebene örtliche Shift der AFM-Spitze beim Schreiben über die Zeit dar. Nur mit einer langsamen Schreibgeschwindigkeit werden gute Ergebnisse für die Barrieren erreicht. Mit längerer Expositionsdauer führt der örtliche Shift jedoch zu einer Versetzung der Gates. Dies kann dazu führen, dass sich die beiden Gates überlappen und den Kanal des QPCs schließen oder die Gates so weit auseinander präpariert werden, dass die angelegte Spannung nicht mehr ausreicht, um einen QPC zu realisieren. Ein mehrfaches Anfahren der Struktur in einzelnen Schritten ist hierbei ebenfalls nicht zweckmäßig, da durch die Breite der Oxidlinien ein Alignen der neuen auf die alte Struktur erschwert wird.

6.5 Mäanderförmige Miniaturleiterstreifen und Quantenpunktleiter

Während dieser Arbeit werden mittels lokaler anodischer Oxidation mit dem AFM mäanderförmige Miniaturleiterstreifen und mäanderförmige Miniaturleiterstreifen, die mittels Querstreifen durch Quanten-Punkt-Kontakte unterbrochen sind, hergestellt.

Die Miniaturleiterstreifen verfügen über eine kleinste laterale, geometrische Ausdehnung von ca. $W \approx 150$ nm Breite und eine Länge von bis zu $L_{Ges} \approx 170$ μm. In der Abbildung 6.7 ist ein solcher Leiterstreifen dargestellt. Dieser wird im Folgenden als Miniaturleiterstreifen-A (ML-A) bezeichnet. Die Oxidlinien überlappen sich jeweils um die Länge $L \approx 8$ μm. Über die Kontakte S und D wird ein Strom in die Probe eingeprägt. Mit den Kontakten 1, 2, 3, 4, 5 und 6 kann in Vierpunktgeometrie die Spannungsänderung mit einem Lock-In-Verstärker gemessen oder das Photoleitungssignal mit Hilfe eines Computers in ein Spektrum umgerechnet werden.

Ein weiterer in dieser Arbeit präparierter und verwendeter Miniaturleiterstreifen hat eine geometrische Breite von $W \approx 400$ nm und eine Länge $L_{Ges} \approx 150$ μm. Dieser Leiterstreifen wird im Folgenden als ML-B bezeichnet.

Der Miniaturleiterstreifen, der mittels Querstreifen durch Quanten-Punkt-Kontakte unterbrochen ist (QPL-A), ist in Abbildung 6.8 abgebildet. Die geometrischen Abmessungen der unterbrochenen Segmente betragen: Länge $L \approx 2$ μm, Breite $W \approx 1$ μm, die Kanalbreite des QPC $W_{QPC} \approx 350$ nm und die Breite der Oxidlinien $W_{Oxid} \approx 350$ nm, welche auch der Kanallänge der QPCs entspricht. Die Gesamtlänge des Leiterstreifens beträgt $L_{Ges} \approx 91$ μm. Über die Kontakte Source

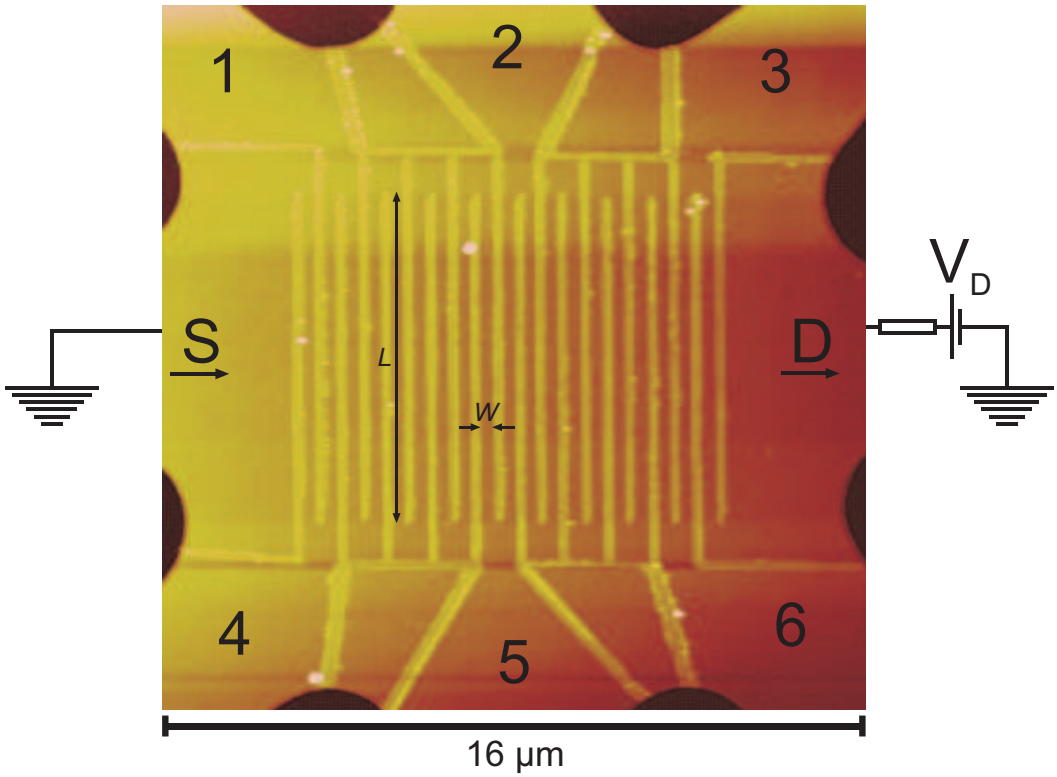

Abbildung 6.7: Der mäanderförmige Miniaturleiterstreifen ML-A. Die Oxidlinien überlappen sich um die Länge $L \approx 8$ μm. Dadurch resultiert eine effektive Länge von $L_{Ges} \approx 170$ μm und eine geometrische Streifenbreite von $W \approx 150$ nm. Über die Kontakte S und D wird ein Strom in die Probe eingespeist. Über die Kontakte 1, 2, 3, 4, 5 und 6 kann in Vierpunktgeometrie der Spannungsabfall mit einem Lock-In-Verstärker gemessen oder das Signal mit Hilfe eines Computers in ein Spektrum umgerechnet werden.

(S) und Drain (D) wird ein Strom in die Probe eingeprägt. Durch die Kontakte 1, 2, 3, 4, 5 und 6 kann auf unterschiedlich langen Teilstrecken des Leiterstreifens in Vierpunktgeometrie gemessen werden. Das N gibt die Anzahl der Mäanderkanäle (auf dieser Probe 9) und n die Anzahl der Resonatoren innerhalb eines Kanalabschnittes (auf dieser Probe 4) an. Zusätzlich sind die untersuchten Strukturen mit einem Topgate aus 5 nm Titan versehen. Während dieser Arbeit werden diese Strukturen der Einfachheit halber als Quantenpunktleiter (QPL) bezeichnet.

Neben dem QPL-A werden in dieser Arbeit noch zwei weitere Quantenpunktleiter untersucht. Der QPL-B hat identische geometrische Abmessungen wie der QPL-A ($W \approx 1$ μm, $L \approx 2$ μm, $W_{QPC} \approx 350$ nm). Die Anzahl der Mäanderkanäle ist bei diesem QPL-B allerdings $N = 12$ und die Anzahl der Resonatoren pro Kanal ist $n = 5$. Daraus ergibt sich eine Gesamtlänge des QPL-B $L_{GES} \approx 160$ μm.

Die Mikrowellenmessungen (MW) werden am Quantenpunktleiter QPL-MW durchgeführt. Dieser hat eine geometrische Abmessung von $L \approx 1{,}3$ μm und $W \approx 530$ nm und einer Anzahl von $N = 12$ Mäanderkanälen mit $n = 5$ Resonatoren pro Kanal. Die Breite der Oxidlinien und damit auch die Kanalbreite der QPCs unterschiedet sich nicht von denen der Quantenpunktleiter A und B.

Da aufgrund des zeitlichen Shifts des AFMs immer eine gewisse Inhomogenität der Resonatoren auftritt, wurde ein zusätzlicher Quantenpunktleiter in einem weiteren Abschnitt dieser Arbeit mittels Elektronenstrahllithographie am REM und durch reaktives Ionenätzen präpariert. Der präparierte Leiterstreifen hat die geometrischen Abmessungen von: $L \approx 1{,}8$ μm, $W \approx 800$ nm, $N = 11$ Kanäle und $n = 4$ Resonatoren, Quanten-Punkt-Kontakte mit einem Durchmesser von $W_{QPC} \approx 350$ nm und Ätzgräben mit einer Dicke von $W_{Etch} \approx 200$ nm (Abb. 6.9). Die Ätzgräben an deren Position das 2DES nicht mehr vorhanden ist, sind als dunkle Linien erkennbar. Wie bei den vorher beschriebenen Proben kann über Source (S) und Drain (D) ein Strom in den Leiterstreifen eingeprägt werden und über die Kontakte 1, 2, 3, 4, 5 und 6 können Messspannungen abgegriffen werden. Die Struktur verfügt ebenfalls über ein 5 nm dickes Titan-Topgate. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird dieser Leiterstreifen als QPL-REM bezeichnet.

Die Ergebnisse der Untersuchungen an den mit LAO und mittels Lithographie am Raster-Elektronen-Mikroskop hergestellten Leiterstreifen werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt.

6.6 Untersuchungen an mäanderförmigen Miniaturleiterstreifen

In diesem Kapitel werden die im vorherigen Kapitel beschriebenen Miniaturleiterstreifen mit einigen der in Kapitel 5 beschrieben Messmethoden untersucht. Alle

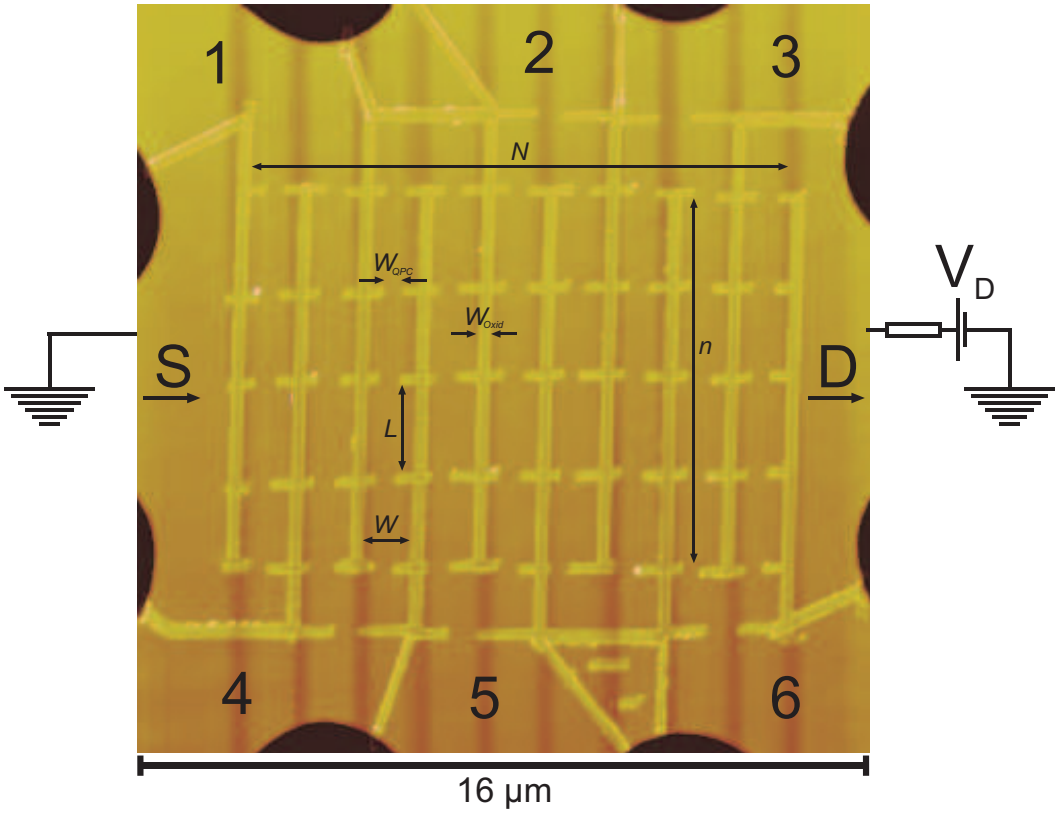

Abbildung 6.8: Der mäanderförmige mittels Querstreifen durch Quanten-Punkt-Kontakte unterbrochener Miniaturleiterstreifen (Quantenpunktleiter) QPL-A, der mittels LAO hergestellt wurde. Die geometrischen Abmessungen betragen: Länge $L \approx 2$ μm, Breite $W \approx 1$ μm, die Kanalbreite des QPC $W_{QPC} \approx 350$ nm und die Breite der Oxidlinien $W_{Oxid} \approx 350$ nm, welche auch gleich der Kanallänge der QPCs entspricht. Die Gesamtlänge des Leiterstreifens beträgt $L_{Ges} \approx 90$ μm. Über die Source (S) und Drain (D) Kontakte wird ein Strom in die Probe eingeprägt. Durch die Kontakte 1, 2, 3, 4, 5 und 6 kann auf unterschiedlich langen Teilstrecken des Leiterstreifens in Vierpunktgeometrie gemessen werden. Das N gibt die Anzahl der Mäanderkanäle (auf dieser Probe 9) und n die Anzahl der Resonatoren innerhalb eines Kanalabschnittes (auf dieser Probe 4) an. Das 5 nm dicke Titan-Topgate über der Struktur ist in der Abbildung nicht zu erkennen.

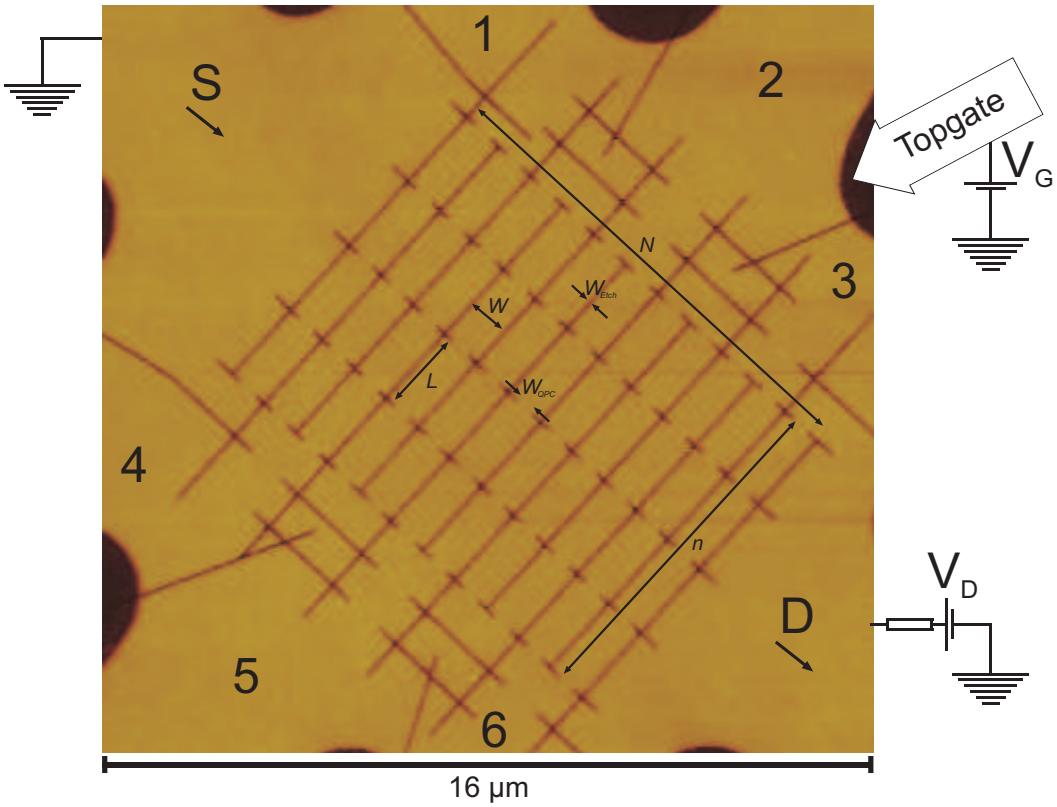

Abbildung 6.9: Der Quantenpunktleiter QPL-REM, der mittels Elektronenstrahllithographie am REM und anschließendem reaktivem Ionenätzen hergestellt wurde. Die Ätzgräben an deren Position das 2DES nicht mehr vorhanden ist, sind hier als dunkle Linien zu erkennen. Die Resonatoren haben eine Länge von $L \approx 1{,}8\ \mu$m und eine Breite von $W \approx 800$ nm. Der Quantenpunktleiter hat $N = 11$ Kanäle mit jeweils $n = 4$ Resonatoren. Die Quanten-Punkt-Kontakte haben einen Durchmesser von $W_{QPC} \approx 350$ nm und die Ätzgräben eine Breite von $W_{Etch} \approx 200$ nm. Über Source (S) und Drain (D) kann ein Strom in den Leiterstreifen eingeprägt werden. Über die Kontakte 1, 2, 3, 4, 5 und 6 werden Messspannungen abgegriffen. Das 5 nm dicke Titan-Topgate ist nicht in der Abbildung zu sehen. Es befindet sich über dem gesamten Leiterstreifen und ist in der rechten oberen Ecke angedeutet.

Messungen werden am Miniaturleiterstreifen ML-B durchgeführt.

6.6.1 Magnetotransport und photomodulierter Transport

Untersuchungen an dem Miniaturleiterstreifen ML-B bei einer Temperatur von $T = 1{,}7$ K und einem eingeprägten Strom von $I = 10$ nA ergeben das typische eindimensionale Verhalten, bei dem die Position der Minima der Oszillationen zu höheren $1/B$ vom linearen Zusammenhang der Shubnikov-de Haas-Oszillationen des 2DES abweichen (Abb. 6.10). Die gestrichelte Linie symbolisiert den Verlauf der Oszillationen des 2DES. Der Fit der Minima des 1DES wird nach Berggren *et al.* [Ber86, Ber88] berechnet mit der Formel:

$$N_M \approx \frac{\left(\frac{3\pi}{4} N_S^{1D} \omega_0 \left(\frac{\hbar}{2m^*}\right)^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{2}{3}}}{\omega_c} \quad . \tag{6.1}$$

Hierbei ist N_M das n-te Minimum.

Die Breite des eindimensionalen Kanals des Elektronensystems der Struktur ergibt sich aus:

$$W_{1DES} = 2\pi (N_S^{1D})^{\frac{1}{3}} \left(\frac{2\hbar}{3\pi m^* \omega_0}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{6.2}$$

zu $W_{1DES} \approx 280$ nm. Die geometrische Breite des Kanals wird durch AFM-Messungen auf $W \approx 400$ nm bestimmt. Aus dem Messergebnis lässt sich die Verarmungszone der Oxidlinien berechnen. Sie beträgt auf jeder Seite:

$$W_V = \frac{1}{2}(W - W_{1DES}) \approx 60nm \quad . \tag{6.3}$$

Aus der bei den ersten vier Minima konstanten $1/B$ Periode von $1/5$ T^{-1} wird die Ladungsträgerdichte der strukturierten Probe von $N_S = 2{,}4{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bestimmt. Die Strukturierung der Probe hat eine Absenkung der Ladungsträgerdichte bewirkt.

Spektral integrierte Photoleitungsmessungen am Leiterstreifen ML-B zeigen ein photomoduliertes Transportsignal an der Flanke bei Füllfaktor $\nu = 2$ zwischen $B = 5{,}2$ T und 6,8 T. Für die photomodulierte Transportmessung wurde ein Strom von $I = 45$ nA in den Leiterstreifen eingeprägt (Abb. 6.11).

An den restlichen Flanken der Shubnikov-de Haas-Oszillationen sind die Widerstandsänderungen der photomodulierten Transportmessung so schwach, dass keine weiteren Signale erkennbar sind.

6.6.2 Photoleitungsspektroskopie

Abbildung 6.12 zeigt eine Photoleitungsmessung des Leiterstreifens ML-B aus dem Bereich, in dem bei der photomodulierten Transportmessung ein Signal auftritt.

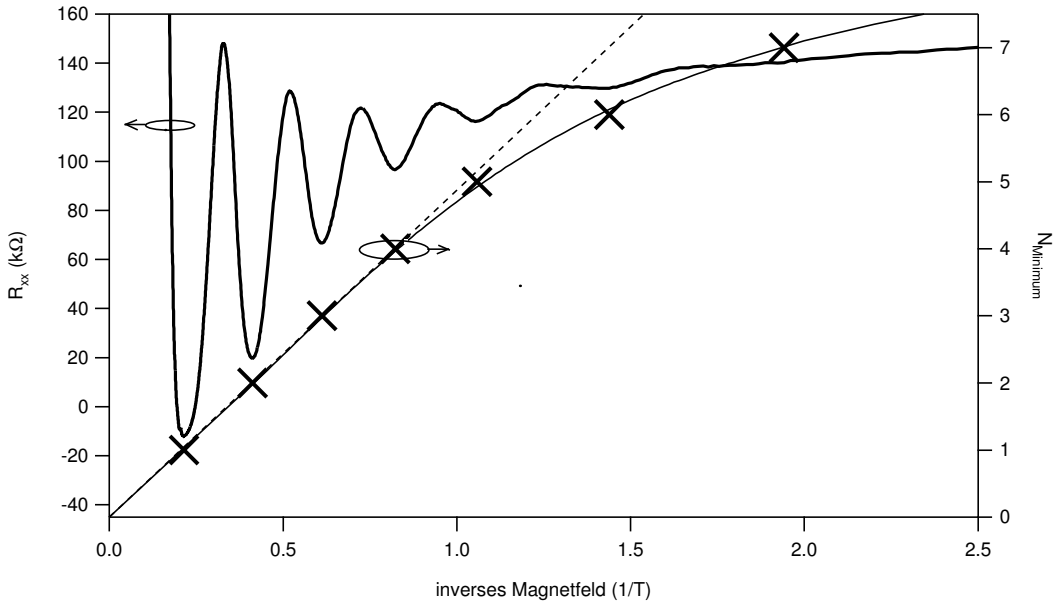

Abbildung 6.10: Die Widerstandsmessung des Miniaturleiterstreifens ML-B in Stromflussrichtung bei $T = 1{,}7$ K und $I = 10$ nA ist gegen das inverse Magnetfeld aufgetragen. Werden die Positionen der Minima der Oszillationen gegen das inverse Magnetfeld aufgetragen, ergibt sich zu höheren $1/B$ ein Abweichen vom linearen Zusammenhang der Shubnikov-de Haas-Oszillationen des 2DES. Zur Veranschaulichung ist der lineare Zusammenhang gestrichelt dargestellt. Der Fit nach Formel 6.1 ergibt eine Kanalbreite des 1DES von 280 nm.

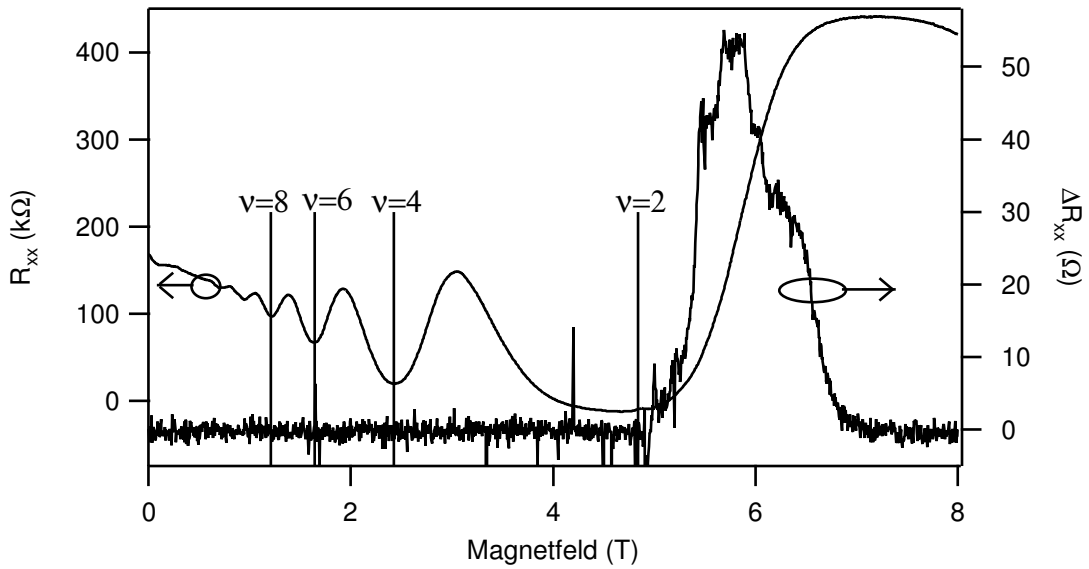

Abbildung 6.11: Der Längswiderstand des Miniaturleiterstreifens ML-B zeigt Shubnikov-de Haas-Oszillationen. An der Flanke bei Füllfaktor $\nu = 2$ zwischen $B = 5{,}2$ T und 6,8 T ist ein Signal in der photomodulierten Transportmessung zu erkennen. Für die photomodulierte Transportmessung wird ein Strom von $I = 45$ nA in den Streifen eingeprägt.

Das Signal verschiebt sich mit höheren Magnetfeldern zu höheren Wellenzahlen. Die zusätzliche Struktur der Peaks mit einer Periode von etwa 3,3 cm^{-1} wird umgerechnet in eine geometrische Größe von 0,92 mm. Dies entspricht der doppelten Probenhöhe nach dem Wedgen. Aufgrund der geringen geometrischen Breite des Miniaturleiterstreifens scheint das Wedgen die Fabry-Perot-Interferenzen nicht mehr zu unterdrücken.

Werden die zugehörigen Energien der Peakmaxima gegen das Magnetfeld aufgetragen wie in Abbildung 6.13, ist das in Kapitel 2.3 über das 1DES beschriebene Verhalten für eine eindimensionale Struktur erkennbar. Die Resonanzen liegen oberhalb der Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{cr}) des 2DES. Ein Fit nach Formel 2.9 und 2.7 (Kap. 2.2) ergibt eine Breite des 1DES-Kanals von $W_{1DES} \approx 300$ nm. Diese Breite stimmt sehr gut mit der aus der Transportmessung bestimmten Breite des

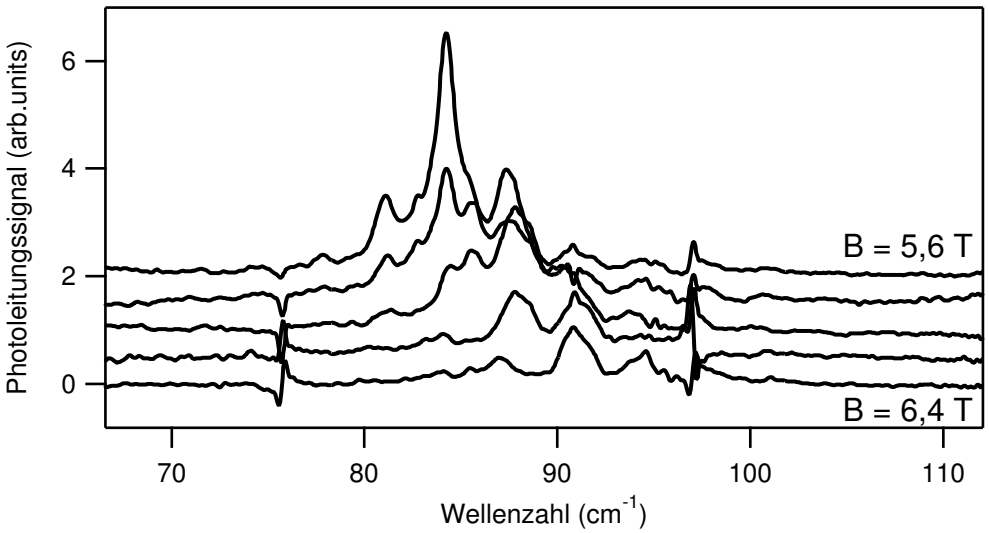

Abbildung 6.12: Photoleitungsspektrum des Miniaturleiterstreifens ML-B zwischen $B = 5{,}6$ T und 6,4 T in 0,2 T Schritten bei $T = 1{,}7$ K und $I = 45$ nA. Mit höheren Magnetfeldern verschiebt sich das Signal zu höheren Wellenzahlen. Die zusätzliche Struktur der einzelnen Peaks mit einer Periode von etwa 3,3 cm^{-1} wird in eine geometrische Größe von 0,92 mm umgerechnet. Dies entspricht der doppelten Probenhöhe nach dem Wedgen. Aufgrund der geringen geometrischen Breite des Miniaturleiterstreifens scheint das Wedgen die Fabry-Perot-Interferenzen nicht mehr zu unterdrücken. Zur besseren Anschaulichkeit sind die Graphen durch Offsets voneinander getrennt.

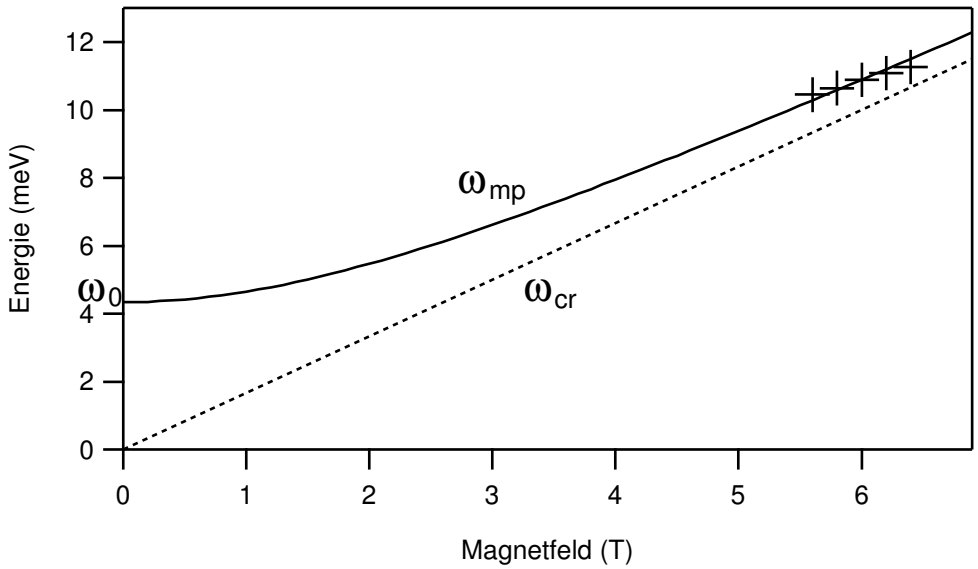

Abbildung 6.13: Die Resonanzfrequenzen aus der Photoleitungsspektroskopie des Miniaturleiterstreifens ML-B sind gegenüber der Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{cr}) des 2DES zu höheren Energien verschoben. Die Resonanzen liegen im Bereich des Fits (ω_{mp}) nach Formel 2.9 und 2.7 (Kap. 2.2). Daraus ergibt sich eine Breite des 1DES-Kanals von 300 nm. Die Energie der Drahtmode ohne Magnetfeld liegt bei $E = 4{,}3$ meV.

1DES-Kanals überein. Aus den beiden Messungen ergibt sich eine Verarmungszone der Oxidlinien zwischen 50 und 60 nm pro Seite. Die Energie der Drahtmode ohne Magnetfeld liegt bei $E = 4{,}3$ meV.

6.7 Untersuchungen an mäanderförmigen Quantenpunktleitern

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der mit dem AFM präparierten Quantenpunktleiter QPL-A und QPL-B untersucht.

6.7.1 Magnetotransport und photomodulierter Transport

Die Leiterstreifen der Quantenpunktleiter verfügen über eine relativ große geometrische Breite von 1 μm um die zusätzlichen Querstreifen in die Struktur zu im-

plementieren. Aufgrund dessen kann bei diesen Quantenpunktleitern keine Abweichungen der Oszillationen in der 1/B-Abhängigkeit im Vergleich zu den Shubnikov-de Haas-Oszillationen des 2DES festgestellt werden. In Abbildung 6.14 ist die Längswiderstandsmessung für QPL-B aufgetragen. Die Messung wird bei einer Temperatur von $T = 300$ mK und einem eingeprägten Strom von $I = 15$ nA durchgeführt. Die aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen bestimmte Ladungsträgerdichte dieser Probe beträgt $N_S = 4{,}5{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2.

Die nachfolgenden Messungen wurde an dem in Abbildung 6.8 gezeigten Quantenpunktleiter QPL-A durchgeführt. Nach der Strukturierung ergibt sich für diese Probe eine aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen ermittelte Ladungsträgerdichte von $N_S = 1{,}65{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2. Das photomodulierte Transportsignal gibt im Gegensatz zu den Messungen an den Miniaturleiterstreifen an mehreren Flanken der Shubnikov-de Haas-Oszillationen ein Signal (Abb. 6.15). Bei der Magnetotransportmessung wird ein Strom von $I = 80$ nA und bei der photomodulierten

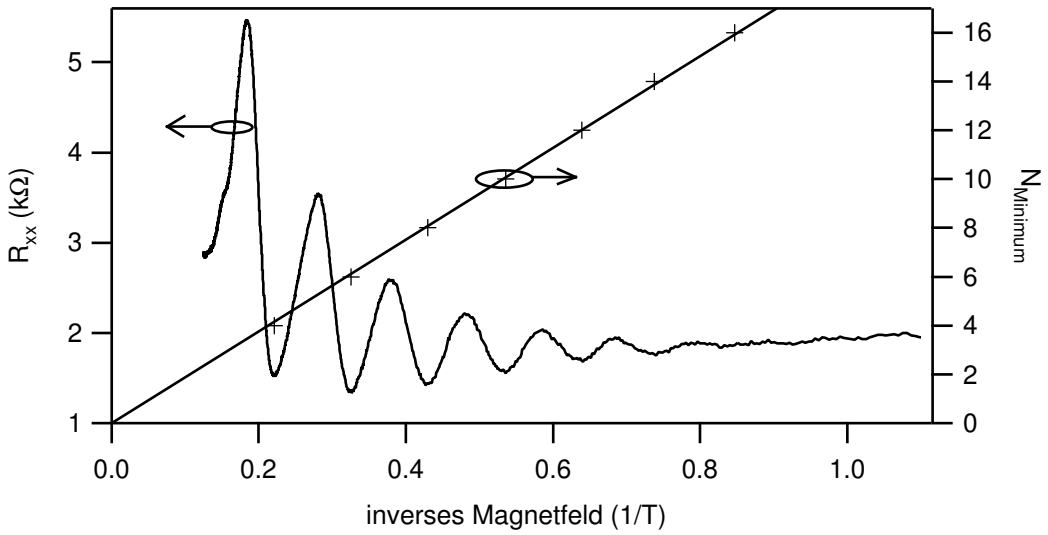

Abbildung 6.14: Der Längswiderstand des Quantenpunktleiters QPL-B bei einer Temperatur von $T = 300$ mK und $I = 15$ nA ist gegen des inverse Magnetfeld aufgetragen. Werden die Minima der Oszillationen ebenfalls gegen das inverse Magnetfeld aufgetragen, ergibt sich im Gegensatz zur in Abbildung 6.10 dargestellten Probe mit höheren $1/B$ keine Abweichung vom linearen Zusammenhang der Oszillationen im 2DES. Die aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen bestimmte Ladungsträgerdichte dieser Probe beträgt $N_S = 4{,}5{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2.

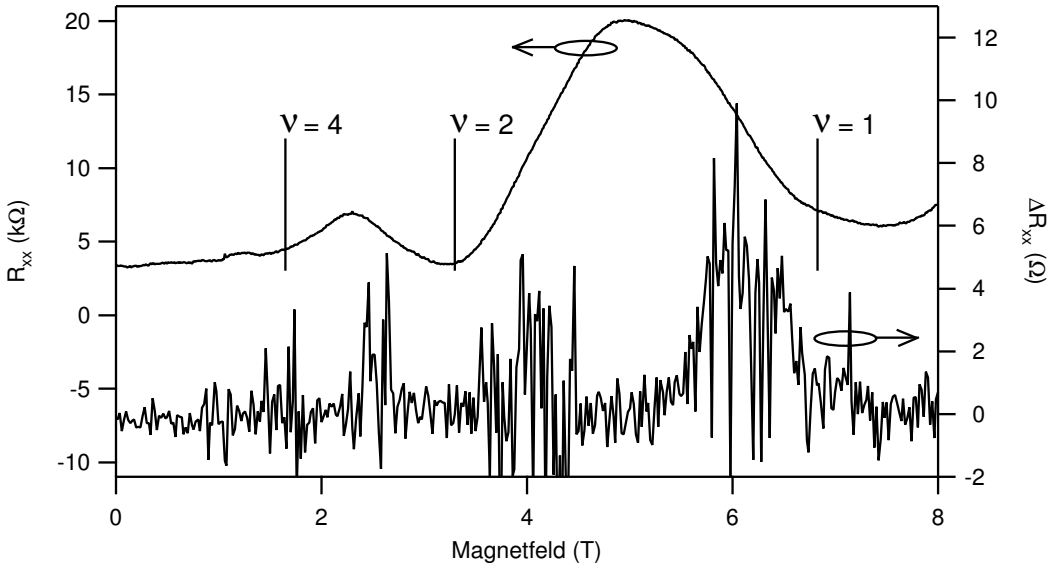

Abbildung 6.15: Der Längswiderstand und das spektral integrierte Photoleitungssignal des in Abbildung 6.8 gezeigten Quantenpunktleiters QPL-A bei einer Temperatur von $T = 300$ mK und einem eingeprägten Strom von $I = 80$ nA sind gegen das Magnetfeld aufgetragen. An den Flanken der Shubnikov-de Haas-Oszillationen wird ein Signal in der photomodulierten Transportmessung beobachtet. Für die photomodulierte Transportmessung wird ein Strom von $I = 450$ nA in den Streifen eingeprägt. Die aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen bestimmte Ladungsträgerdichte beträgt $N_S = 1{,}65{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2.

Transportmessung ein Strom von $I = 450$ nA eingeprägt.

Das Signal ist kleiner und verrauschter, als das photomodulierte Transportsignal an dem Miniaturleiterstreifen ML-B. Die Messungen mit dem Quantenpunktleiter sind in dem ^{3}He-System bei $T = 300$ mK mit einem anderen Spektrometer aufgenommen worden, während die Messungen am Miniaturleiterstreifen in einem variablen Temperatureinsatz aufgenommen wurden. Daher ist systembedingt von einer geringeren FIR-Strahlungsintensität auszugehen. Die Strahlungsintensität am Miniaturleiterstreifen wird weiterhin höher sein, da dieser nicht mit einem Gate ausgestattet ist und von diesem keine Strahlung absorbiert und reflektiert wird. Ein größeres Längen-zu-Breiten-Verhältnis des Leiterstreifens führt ebenfalls zu einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Ein gleichzeitiges Abschnüren aller QPCs des Quantenpunktleiters mit nur ei-

nem Topgate ist aufgrund einer gewissen Inhomogenität der Oxidlinien nicht möglich.

6.7.2 Photoleitungsspektroskopie

Im Bereich von $B = 5{,}2$ T bis 7 T, in dem das photomodulierte Transportsignal des QPL-A am stärksten ist, wird mit einem Strom von $I = 450$ nA ein Photoleitungsspektrum von diesem Quantenpunktleiter aufgenommen (Abb. 6.16).

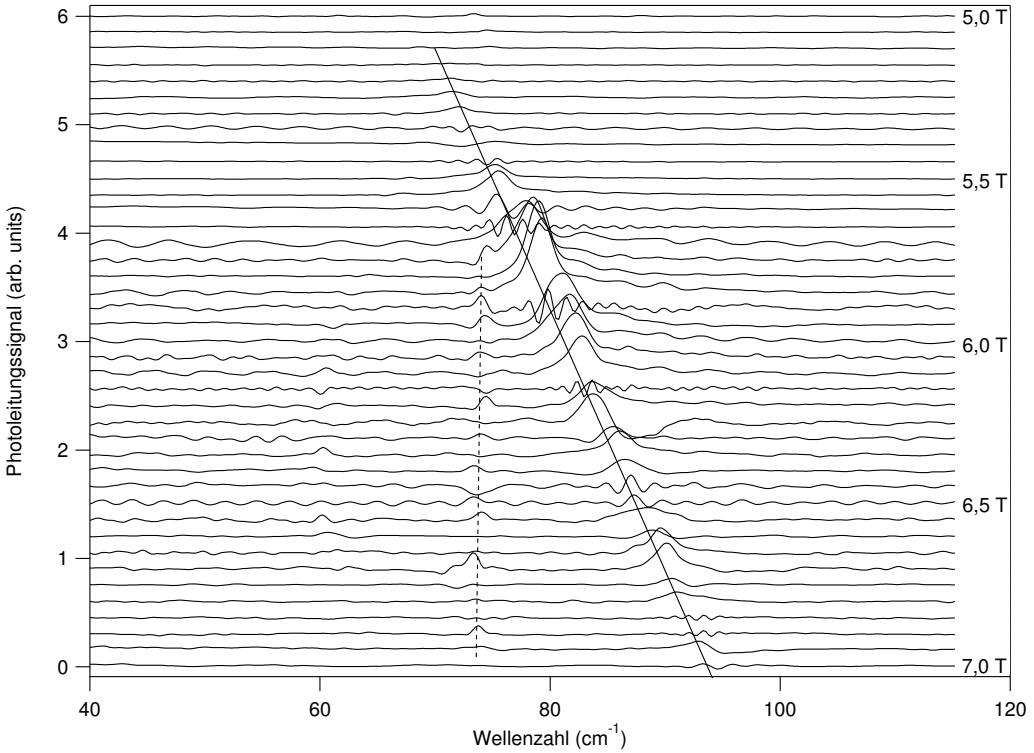

Abbildung 6.16: Photoleitungsspektrum des in Abbildung 6.8 gezeigten Quantenpunktleiters QPL-A zwischen $B = 5{,}0$ T (oben) und 7,0 T (unten) in 0,05 T Schritten bei $T = 300$ mK und $I = 450$ nA. Mit steigendem Magnetfeld wird das Signal zu höheren Wellenzahlen verschoben (angedeutet durch die diagonal verlaufende durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie bei 73,5 cm^{-1} markiert kleinere Peaks. Hierbei handelt es sich nicht um höhere harmonische negative Punktmoden, sondern um Messartefakte. Zur besseren Anschaulichkeit sind die Graphen mit einem Offset voneinander getrennt.

Mit steigendem Magnetfeld verschiebt sich das Photoleitungssignal zu höheren Wellenzahlen. Dies wird durch die diagonal verlaufende durchgezogene Linie verdeutlicht. Die bei 73,5 cm^{-1} verlaufende gestrichelte Linie markiert ebenfalls auftretende kleinere Peaks. Die Vermutung, es handelt sich hierbei um höhere harmonische negative Punkt-, Rechteck- oder Ellipsenmoden, kann ausgeschlossen werden, da diese kleineren Peaks in regelmäßigen Abständen bei unterschiedlichen Wellenzahlen auftreten. Es handelt sich um Messartefakte.

Werden die Energien der Peakmaxima gegen das Magnetfeld aufgetragen, ist ein Abweichen von der Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES zu erkennen (Abb. 6.17).

Aufgrund der komplizierteren Geometrie eines Quantenpunktleiters gegenüber eines Miniaturleiterstreifens werden für diese Abweichung unterschiedliche Annahmen getroffen. Um zu ermitteln, welche Annahme am ehesten zutrifft, werden die erwarteten Werte für unterschiedliche Geometrien ausgerechnet und mit den Messwerten verglichen. Für die Rechnungen wird eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 1{,}65{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 und eine effektive Masse von $m^* = 0{,}069\ m_e$ angenommen. Diese Werte ergeben sich aus Experimenten an dieser Probe.

In Abbildung 6.17 ist eine errechnete Plasmonmode nach Formel 2.9 für einen 400 nm breiten Leitungskanal dargestellt (ω_{mp}). Die Linie stimmt sehr gut mit den Messwerten überein, entspricht jedoch keiner geometrischen oder durch Verarmung angenommenen Abmessung des Quantenpunktleiters. Die Energie der Drahtmode ohne Magnetfeld liegt bei $E = 3{,}2$ meV. Der Fit für einen eindimensionalen Leiter kann daher sowohl aufgrund der Geometrie des Quantenpunktleiters als auch aufgrund der Messergebnisse ausgeschlossen werden.

In der Abbildung 6.18 sind für die gleichen Messwerte die Quantenpunktmoden (nach Formel 2.13) ausgerechnet. Dies würde einer Resonanz im Inneren der Leiterbahnsegmente entsprechen. Ohne Magnetfeld liegt die Energie der Quantenpunktmoden bei $E = 1{,}6$ meV.

Da die einzelnen Segmente über unterschiedliche Ausdehnungen in x- und y-Richtung verfügen, erscheint eine Berechnung für Moden mit einer rechteckigen oder einer elliptischen Geometrie sinnvoll. Der Hauptunterschied neben einer leichten Energieverschiebung zur Quantenpunktmode ist eine Energielücke der oberen und der unteren Ellipsen- und Rechteckmode bei einem Magnetfeld von $B = 0$ T. Diese Moden sind in der Abbildung 6.19 für das Rechteck nach den Formeln 2.17 und 2.18 und in der Abbildung 6.20 für die Ellipse nach der Formel 2.14 dargestellt.

Als geometrische Größen wurden den Rechnungen die Länge $L = 1{,}9\ \mu$m und die Breite $W = 900$ nm zugrunde gelegt. Die Länge und Breite in der Rechnung unterscheiden sich von den Abmessungen der AFM-Aufnahme, da auf jeder Seite der Oxidlinien eine Verarmungszone von 50 nm angenommen wird.

Aus den AFM-Aufnahmen ist zu erkennen, dass der von der reinen Geometrie am besten passende Fit der für die Rechteckmoden ist. Die Oxidlinien stehen senkrecht

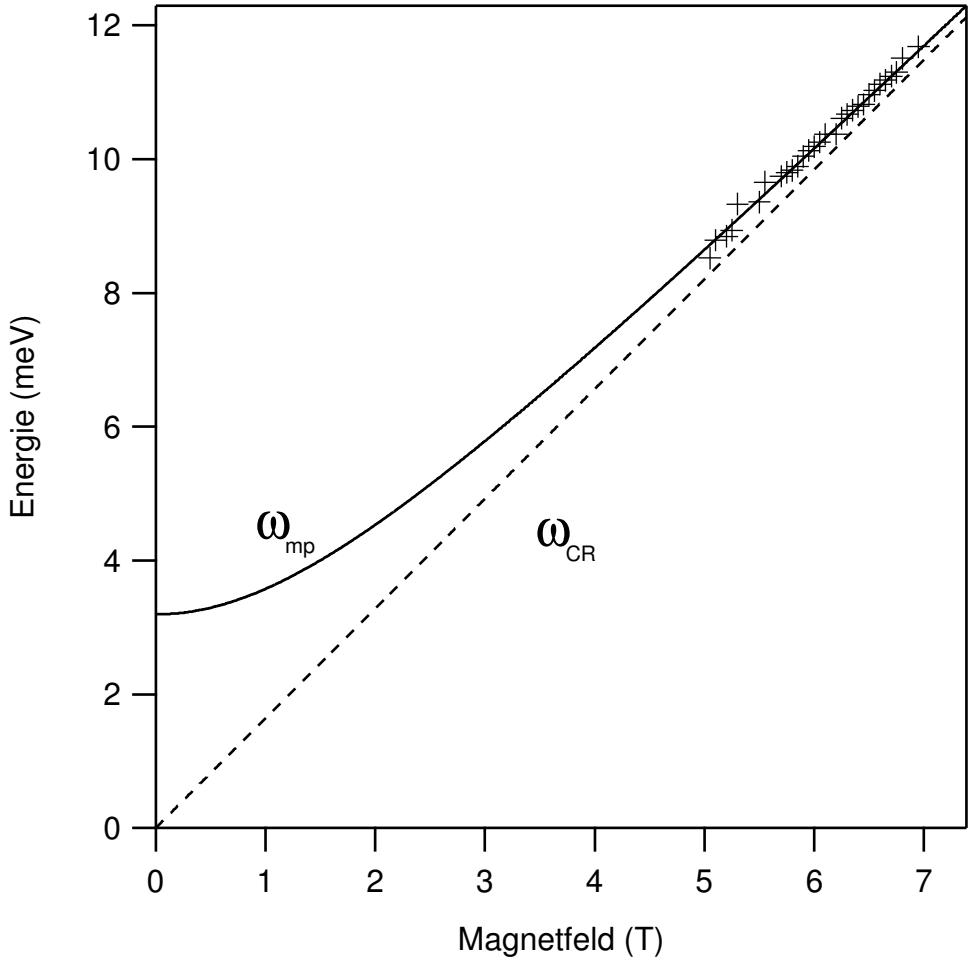

Abbildung 6.17: Die Maxima der Photoleitungssignale des Quantenpunktleiters sind gegenüber der Zyklotronresonanzfrequenz (ω_{cr}) des 2DES zu höheren Energien verschoben. Die errechnete Plasmonmode (ω_{mp}) legt eine effektive Masse von $m^* = 0{,}069\ m_e$, eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 1{,}65{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 und einen eindimensionalen Leitungskanal mit einer Breite von $W = 400$ nm zugrunde (Formel 2.9). Diese Breite entspricht nicht den Abmessungen des Quantenpunktleiters. Die Energie dieser Drahtmode ohne Magnetfeld liegt bei $E = 3{,}2$ meV.

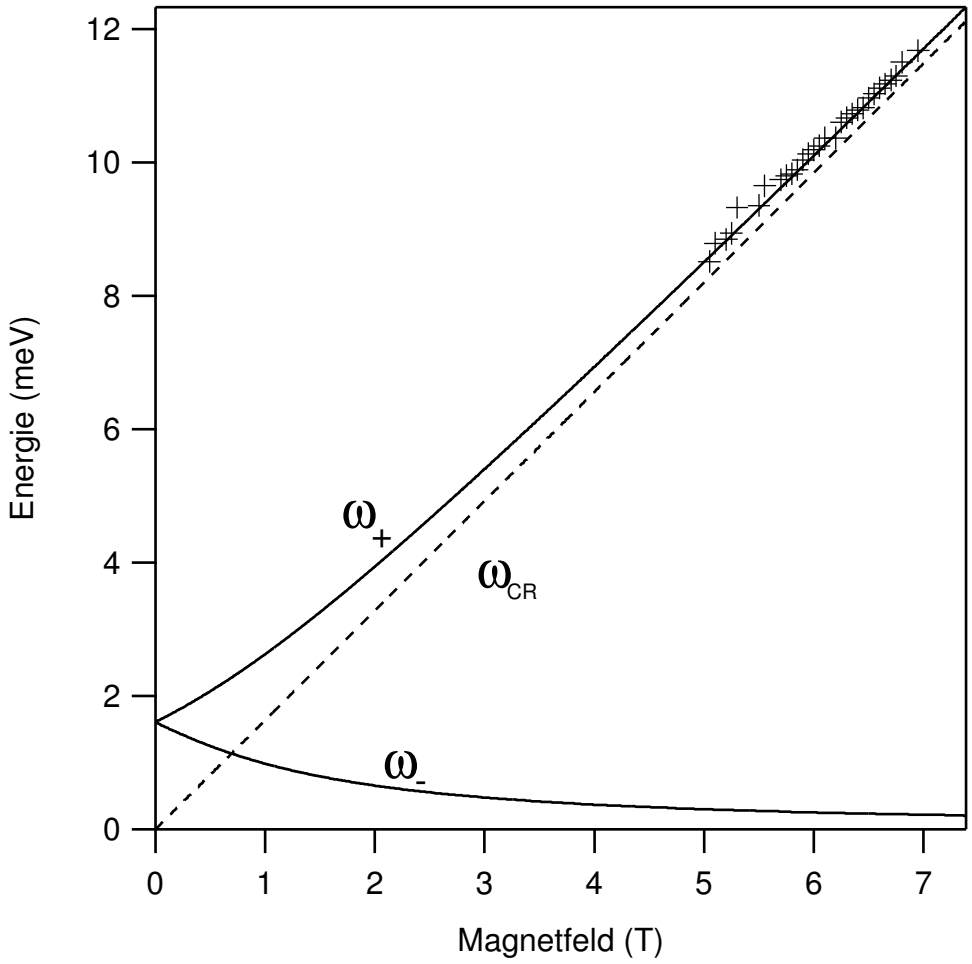

Abbildung 6.18: Die Maxima der Photoleitungssignale sind gegen das Magnetfeld aufgetragen. Mit der Formel für Quantenpunkte (Formel 2.13) werden die Quantenpunktmoden errechnet. Hierbei entspricht ω_+ dem positiven und ω_- dem negativen Ast der Punktmode. Die Energie der Quantenpunktmoden ohne angelegtes Magnetfeld liegt bei $E = 1{,}6$ meV.

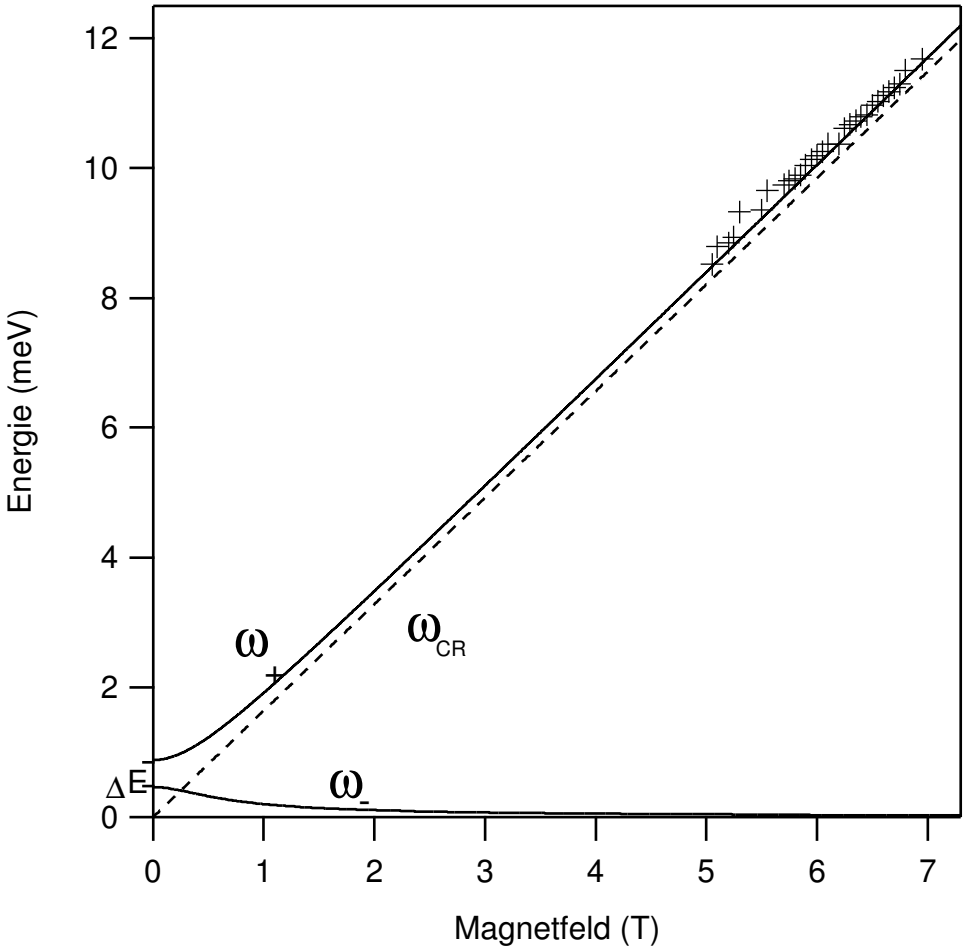

Abbildung 6.19: Die Maxima der Photoleitungssignale sind zum Vergleich mit der Zyklotronresonanzfrequenz ω_{CR} des 2DES gegen das Magnetfeld aufgetragen. Das ω_+ entspricht dem positiven und ω_- dem negativen Ast der Rechteckmode. Die Energielücke bei einem Magnetfeld von 0 T entspricht $\Delta E = 0{,}35$ meV. Für die Rechnung wird eine Länge von $L = 1{,}9$ μm, eine Breite von $W = 900$ nm, eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 1{,}65{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 und eine effektive Masse von $m^* = 0{,}069$ m_e angenommen. Die Länge und die Breite, die für die Rechnung zugrunde liegen, unterscheiden sich von den Abmessungen der AFM-Messung, da auf jeder Seite der Oxidlinie eine Verarmungszone von etwa 50 nm angenommen wird. Die Rechnungen folgen den Formeln 2.17 und 2.18.

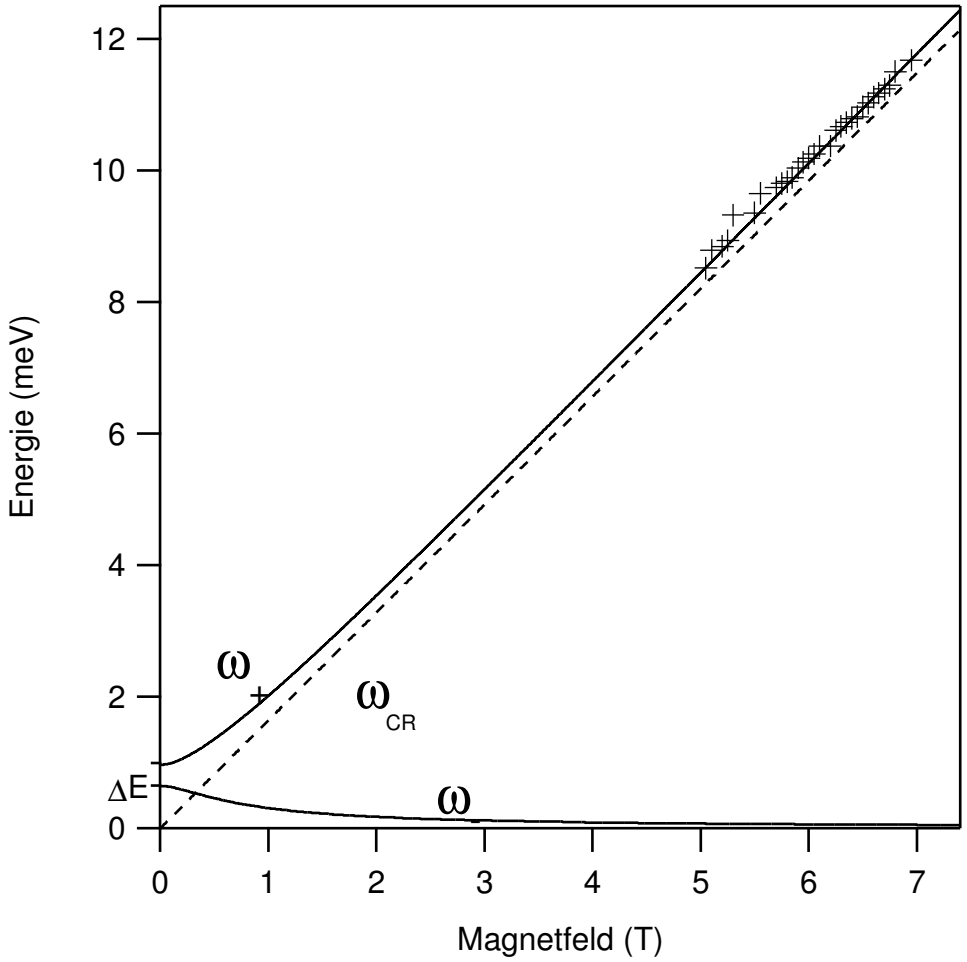

Abbildung 6.20: Die Energien der Maxima der Photoleitungssignale sind gegen das Magnetfeld aufgetragen. Eine Rechnung nach Formel 2.14 zeigt den oberen (ω_+) und den unteren (ω_-) Ast einer Ellipsenmode mit den Parametern: $N_S = 1{,}65{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2, $L = 1{,}9$ μm, $W = 900$ nm und $m^* = 0{,}069$ m_e. Die Energielücke bei einem Magnetfeld von $B = 0$ T beträgt $\Delta E = 0{,}31$ meV. Das ω_{CR} stellt exemplarisch die Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES dar.

aufeinander und bilden eine Rechteckform. Die Messergebnisse zeigen, dass der real am besten passende Fit, der für eine Ellipse ist. Es ist daher anzunehmen, dass ein Abweichen der Oxidlinien von der perfekten symmetrischen, rechteckigen Struktur, sowie Randeffekte wie zum Beispiel die Verarmungszone, die auf der Oberfläche rechteckigen Strukturen in der Tiefe des 2DES mehr oder weniger zu der Form einer Ellipse verschmieren lassen. Diese Annahme ist plausibel, da die Oxidlinien bei der LAO in den Ecken des Rechtecks überkreuzt werden. Hierdurch entsteht ein effektiv höherer Oxidpunkt in den Ecken des Rechtecks. Dies führt, wie in Kapitel 6.2 gezeigt, zu einem tiefer ins GaAs hineinreichenden Oxid und damit zu einer breiteren Verarmungszone um die Ecken des Rechtecks herum.

6.7.3 Mikrowellenmodulierte Photospannungsmessungen

Alle Mikrowellenmessungen werden an dem in Kapitel 6.5 beschriebenen Quantenpunktleiter QPL-MW unter Einfall von modulierter Mikrowellenstrahlung im Bereich von 43 GHz bis 107 GHz durchgeführt. Hierbei schaltet das Mikrowellengerät die Strahlung mit einer Frequenz von 12,345 Hz periodisch an und aus. Gemessen wird die Photospannung. Dabei wird wie im Kapitel 5.5 beschrieben kein Strom in die Struktur eingeprägt, sondern die durch die Mikrowellenstrahlung induzierte Spannung gemessen. In der mikrowellenmodulierten Messung sind im Bereich von $B = 0{,}4$ T bis 2 T Oszillationen zu erkennen, die weder in Transport- noch in der photomodulierten Transportmessungen auftreten. In der Abbildung 6.21 sind die Shubnikov-de Haas-Oszillationen einer Transportmessung und eine mikrowellenmodulierte Messung zusammen aufgetragen. Bei größeren Magnetfeldern treten nur kleinere Spannungsänderungen auf. Aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen der Transportmessung wird eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 3{,}0{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bestimmt.

Diese durch Mikrowellenstrahlung induzierten Oszillationen haben mit den von Zudov *et al.* [Zud01] und Ye *et al.* [Ye01] entdeckten Mikrowellen induzierten Widerstandsoszillationen (MIRO[1]) nichts zu tun. Erstens treten die hier gezeigten Oszillationen bei höheren Magnetfeldern auf, zweitens gehen die Oszillationen im Gegensatz zu den MIROs zu höheren Magnetfeldern nicht in die Shubnikov-de Haas-Oszillationen über und drittens schieben die in dieser Arbeit gemessenen Oszillationen bei veränderter Mikrowellenfrequenz nicht zu anderen Magnetfeldern (Abb. 6.23). Die Entstehung von MIROs ist noch unbekannt. Mani *et al.* [Man02] führen die Oszillationen auf die Entstehung von Elektron-Loch-Paaren zwischen Landau-Leveln nahe der Fermi-Energie zurück, während Durst *et al.* [Dur03] und Zudov [Zud04] davon ausgehen, dass MIROs durch strahlungsinduzierte Ströme

[1] MIRO: *Microwave Induced Resistant Oscillation* (engl.) Mikrowellen induzierte Widerstandsoszillationen

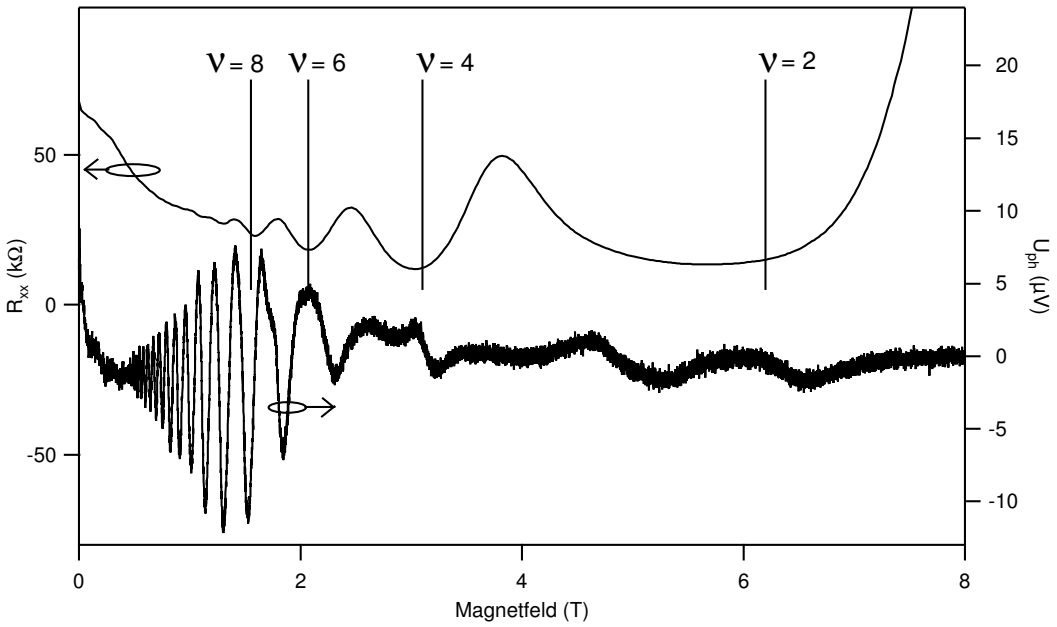

Abbildung 6.21: Magnetotransportsignal und mikrowellenmoduliertes Photospannungssignal des Quantenpunktleiters QPL-MW. Der Quantenpunktleiter ist eine Mäanderstruktur mit $N = 12$ Kanälen mit jeweils $n = 5$ Resonatoren. Die Resonatoren haben eine Länge von $L \approx 1{,}3$ μm und eine Breite von $W \approx 530$ nm. Die aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen bestimmte Ladungsträgerdichte beträgt $N_S = 3{,}0{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2. Die Magnetotransportmessung wurde bei einem Strom von $I = 50$ nA, die Photospannungsmessung bei einer Frequenz von $f = 75$ GHz durchgeführt. Im Bereich von $B = 0{,}4$ T bis 2 T sind im mikrowellenmodulierten Photospannungssignal Oszillationen zu beobachten, welche in der Magnetotransportmessung nicht auftreten.

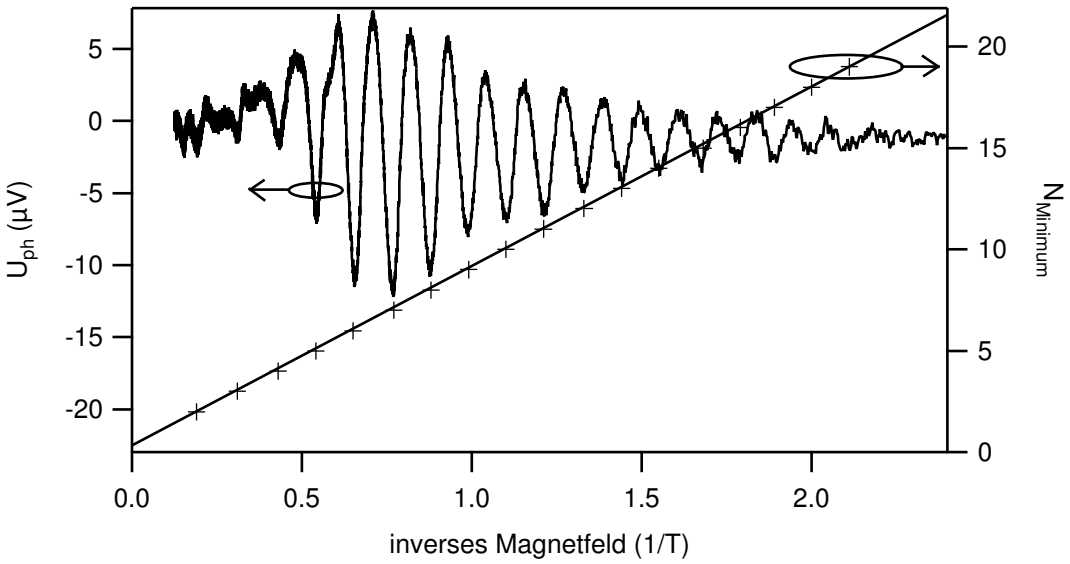

Abbildung 6.22: Die mikrowelleninduzierte Photospannung des Quantenpunktleiters QPL-MW ist gegen das inverse Magnetfeld aufgetragen. Die Lagen der Minima der Oszillationen sind gegen ihre Position aufgetragen. Ein linearer Zusammenhang ist ersichtlich.

auftreten, die an Störstellen hervorgerufenen werden.

Die in dieser Arbeit auftretenden Oszillationen sind wie die MIROs periodisch in $1/B$. In Abbildung 6.22 ist die Photospannung gegen das inverse Magnetfeld aufgetragen. Wird die Lage der Minima als Funktion ihrer Position dargestellt, so ist ein linearer Zusammenhang ersichtlich.

Werden mehrere normierte Photospannungsmessungen unterschiedlicher Frequenzen in einem Grauskalenplot übereinander aufgetragen, ist zu erkennen, dass die $1/B$-Abhängigkeit und damit auch die induzierte Ladungsträgerdichte von der eingestrahlten Frequenz unabhängig ist (Abb. 6.23). Die Grauskala repräsentiert die Photospannung. In dunklen Bereichen ist sie höher als in hellen Bereichen. Der Sprung in der Lage der Oszillationen bei 74 GHz ist ein Artefakt des Wechsels des Frequenzvervielfachers, welcher zur Generierung höherer Frequenzen nötig ist.

Wertet man die auftretenden Oszillationen wie Shubnikov-de Haas-Oszillationen aus, ergibt sich aus der auftretenden $1/B$ Abhängigkeit der Resonanzen eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 2{,}14{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2.

Bei einigen eingestrahlten Mikrowellenfrequenzen, wie zum Beispiel bei einer Frequenz von $f = 90$ GHz (Abb. 6.24), tritt zusätzlich zu der induzierten Oszillation eine weitere ebenfalls induzierte Oszillation auf. Diese überlagert mit der Ursprünglichen und sorgt für eine Schwebung.

Wird eine Fouriertransformation durchgeführt, ergeben sich zwei Frequenzen, die zwei verschiedene Ladungsträgerdichten ergeben. In Abbildung 6.25 ist der Absolutbetrag der Fouriertransformation gegen die Ladungsträgerdichte aufgetragen. Hierfür ergibt sich $N_S = 2{,}14{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2, was der ermittelten Ladungsträgerdichte bei 75 GHz entspricht. Die zweite Ladungsträgerdichte beträgt $N_S = 2{,}54{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2.

Da es sich bei den durch Mikrowellenstrahlung induzierten Oszillationen nicht um MIROs handelt und ihre Lage im Magnetfeld nicht von der Frequenz abhängig ist, ist zu vermuten, dass es sich um lokale Anregungen von Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte handelt. Diese können durch Anregungen in dem Quantenpunktleiter oder in den Kontaktbereichen der Probe zustande kommen. Da die aus den Oszillationen berechneten Ladungsträgerdichten von $N_S = 2{,}14{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 und $N_S = 2{,}54{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 geringer sind als die aus der

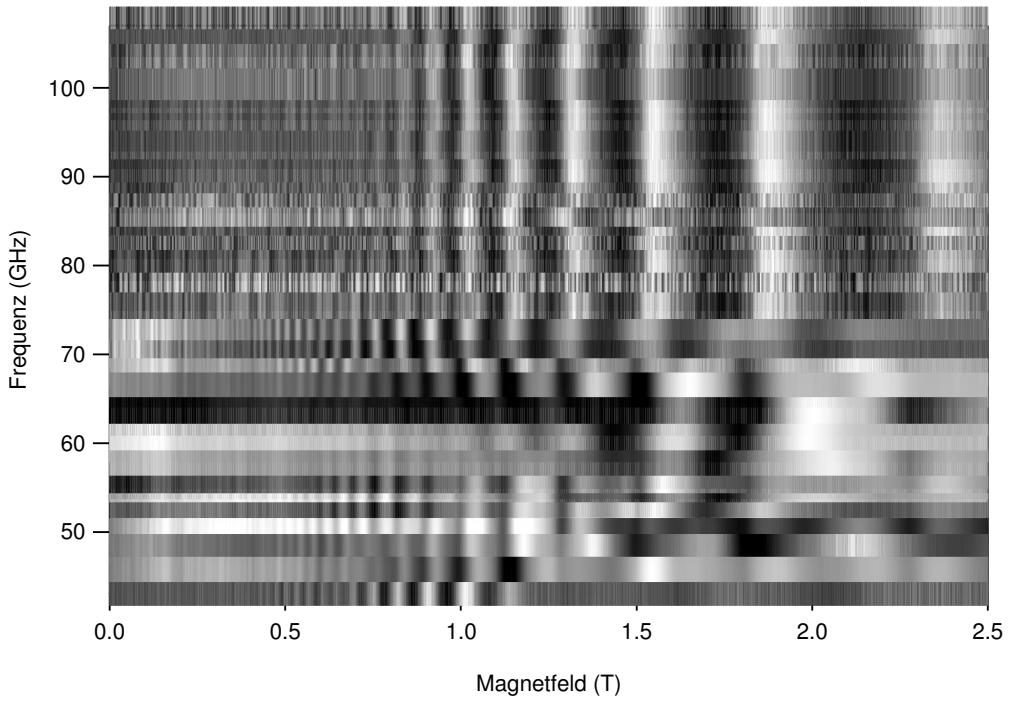

Abbildung 6.23: Grauskalenplot der Photospannungsmessungen gegen das Magnetfeld. Dunkle Bereiche entsprechen hoher Spannung. Die Oszillationen sind nicht von der eingestrahlten Frequenz abhängig. Bei 74 GHz gibt es einen Sprung in der Lage der Oszillationen. Dies liegt am Wechsel des Frequenzvervielfachers für höhere Frequenzen.

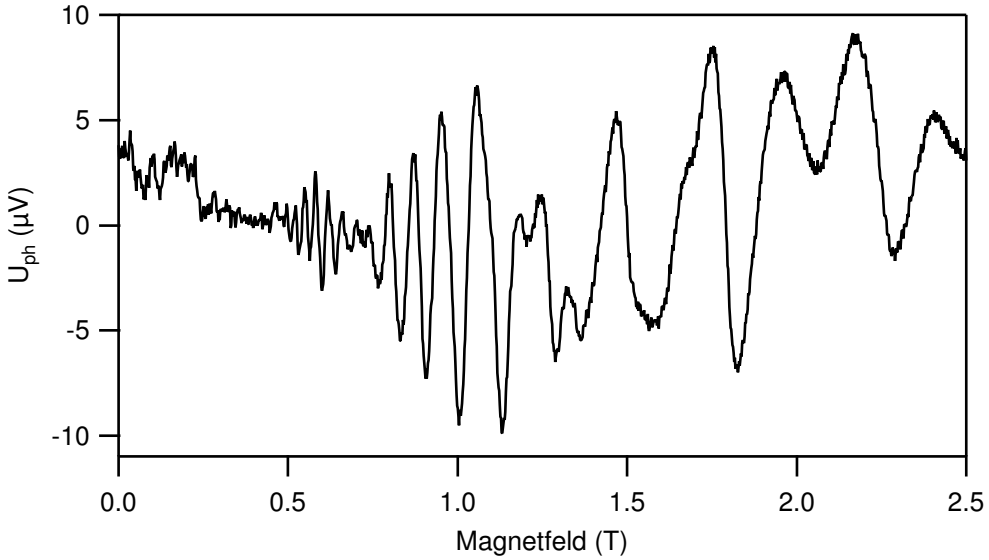

Abbildung 6.24: Mikrowellenmoduliertes Photospannungssignal eines Quantenpunktleiters bei einer Frequenz von $f = 90$ GHz. Es treten zwei verschiedene mikrowellenindunzierte Oszillationen auf, die durch Überlagerung zu einer Schwebung führen.

Magnetotransportmessung bestimmten von $N_S = 3{,}0{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 und die Ladungsträgerdichte mit zunehmender lateraler Einschränkung des 2DES im allgemeinen abnimmt, resultiert hieraus, dass die Oszillationen wahrscheinlich aus dem Bereich des Quantenpunktleiters kommen.

Hierbei wird die Ladungsträgerdichte von $N_S = 2{,}14{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bei jeder Frequenz angeregt. Die Ladungsträgerdichte $N_S = 2{,}54{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 wird bei unterschiedlichen Frequenzen unterschiedlich stark angeregt. Dies kann an der Geometrie des Quantenpunktleiters liegen oder an der Geometrie des Wellenleiters in dem sich die Mikrowellen bei verschiedenen Frequenzen unterschiedlich ausbreiten. Wie in Kapitel 5.5 beschrieben, ist die Entstehung der Photospannung nicht komplett verstanden. Auf diesem Gebiet stehen weitere Messungen an.

Bei Beobachtung des Bereichs niedriger Magnetfelder bis $B = 1$ T in den mikrowellenmodulierten Messungen fällt auf, dass auch in diesem Bereich wiederkehrende Signale (zum Beispiel die Stufe bei $B = 0{,}17$ T in Abbildung 6.26) auftreten. Dies ist der Bereich, in dem die von Zudov *et al.* [Zud01] und Ye at al. [Ye01] entdeckten MIROs liegen würden. Nach Mani *et al.* [Man02] liegt die n-te MIRO bei einem Magnetfeld von:

$$B_{min} = \frac{B_{CR} \cdot 4}{4n + 1} \qquad n \,\epsilon\, 1, 2, 3, \ldots \quad . \tag{6.4}$$

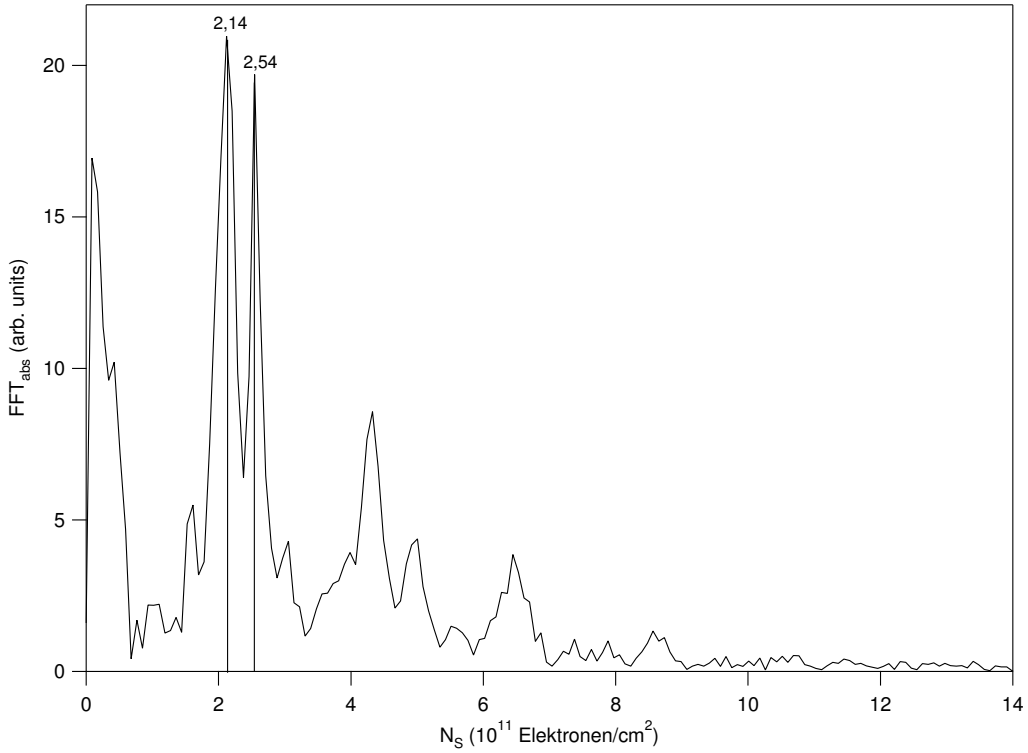

Abbildung 6.25: Der Absolutbetrag der Fouriertransformation der Photospannungsmessung bei 90 GHz ist gegen die Ladungsträgerdichte aufgetragen. Durch die Mikrowellenstrahlung werden zwei Ladungsträgerdichten ($N_S = 2{,}14{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 und $N_S = 2{,}54{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2) besonders angeregt. Bei den bei höheren Ladungsträgerdichten auftretenden Peaks handelt es sich um ganze Vielfache der ermittelten Ladungsträgerdichten.

Dabei ist $B_{CR} = \frac{\omega m^*}{e} = \frac{2\pi f m^*}{e}$ das Magnetfeld, bei dem bei der eingestrahlten Frequenz f die Zyklotronresonanz auftritt. Wird mit dieser Formel die Lage der MIROs ausgerechnet und werden diese zusammen mit der Photospannung gegen das Magnetfeld aufgetragen, treten an den berechneten Stellen keine expliziten Signale auf (Abb. 6.26). Zwar liegen die MIROs (n = 1, 2, 3, 4, 5, 6) bei den Frequenzen 45 GHz, 50 GHz, 60 GHz, 70 GHz und 75 GHz auf einem lokalen Maximum, bei 55 GHz und 65 GHz liegen sie jedoch in einem lokalen Minimum. MIROs wurden bisher ausschließlich in hochbeweglichen 2DES gesehen. Eine Kombination aus Shallow-HEMT-Struktur und hochbeweglichem 2DES ist jedoch noch eine große Herausforderung und stand für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

Die errechnete Zyklotronresonanz (CR) liegt bei einer Frequenz von 65 GHz an einer Stufe. Diese Stufe shiftet im Gegensatz zu der Zyklotronresonanz nicht mit der Frequenz. Daher wird hier ein Zusammenhang ausgeschlossen. Die Graphen sind zur besseren Unterscheidung mit Offsets versehen.

6.8 REM präparierte Quantenpunktleiter

In Abbildung 6.27 sind Magnetotransportmessungen an Hallbar QPL-REM in Abhängigkeit von der Gatespannung aufgetragen. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Graphen mit Offsets versehen. Die Minima der Shubnikov-de Haas-Oszillationen verschieben sich bei niedrigeren Gatespannungen in Richtung niedrigerer Magnetfelder. Aus den Oszillationen wird eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 4{,}2{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bei U = 120 mV, $N_S = 3{,}4{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bei U = 60 mV, $N_S = 2{,}4{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2, wenn keine Gatespannung angelegt wird und N_S = $1{,}6{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bei U = -60 mV, bis hin zur totalen Verarmung des 2DES bei U = -120 mV errechnet.

In Abbildung 6.28 ist die photomodulierte Transportmessung und Magnetotransportmessung bei einer Gatespannung von 0 V im selben Diagramm aufgetragen. In der photomodulierten Transportmessung treten Signale an den Flanken der Shubnikov-de Haas-Oszillationen auf. Diese Signale verschieben sich bei steigender Gatespannung mit den Shubnikov-de Haas-Oszillationen zu höheren Magnetfeldern. Abbildung 6.29 zeigt dies für eine Spannung von U = 120 mV.

Trotz der gut ausgeprägten Signale in den photomodulierten Transportmessungen konnte mit den am REM präparierten Quantenpunktleitern kein aussagekräftiges Photoleitungsspektrum aufgenommen werden. Diese Schwierigkeiten sind auch bei vielen am AFM präparierten Quantenpunktleitern aufgetreten. Ein Zusammenhang mit der Präparationstechnik ist daher nicht zwangsläufig. Vielmehr stellt es eine große Herausforderung dar, Leiterstreifen und Quantenpunktleiter in der in dieser Arbeit untersuchten Größenordnung herzustellen und mit geringen Ferninfrarotstrahlungsintensitäten zu untersuchen.

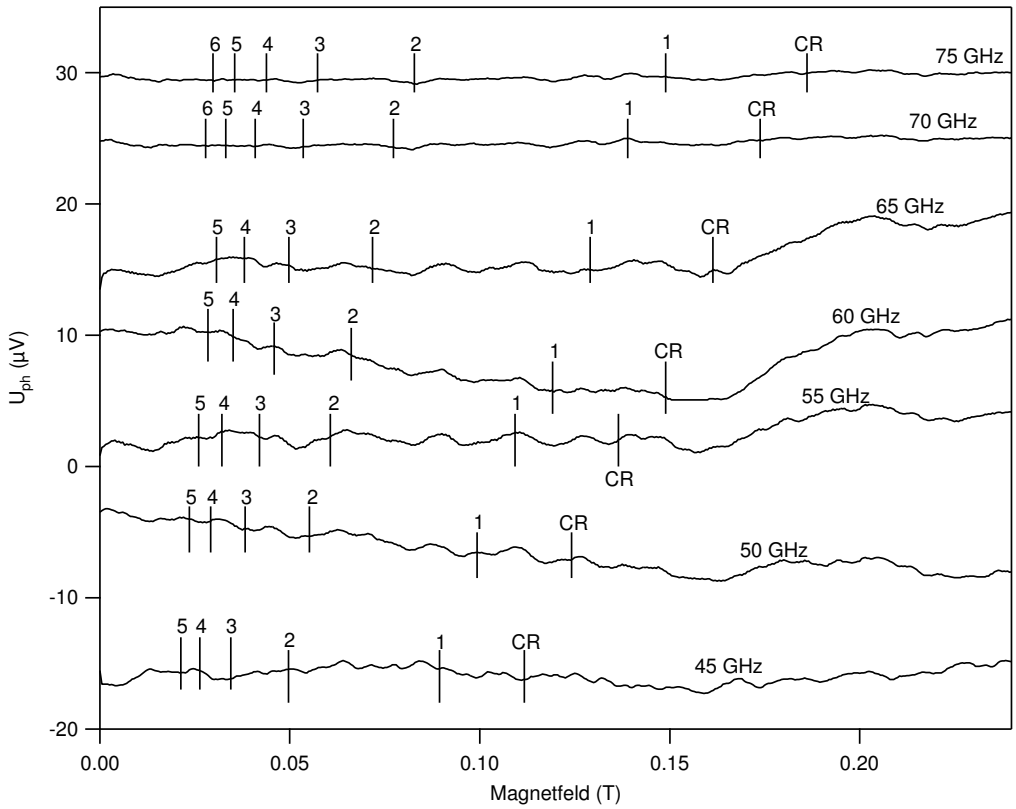

Abbildung 6.26: Für Frequenzen von 45 GHz bis 75 GHz sind Photospannungsmessungen gegen das Magnetfeld aufgetragen. Zur besseren Unterscheidung haben die Graphen Offsets. Für die jeweilige Frequenz ist die berechnete Lage der MIROs (n = 1, 2, 3, 4, 5, 6) und der Zyklotronresonanz (CR) markiert. Die Zyklotronresonanz befindet sich bei einer Frequenz von 65 GHz an einer Photospannungsstufe. Die Stufe shiftet im Gegensatz zu der Zyklotronresonanzfrequenz nicht mit der Frequenz. Ein Zusammenhang kann somit ausgeschlossen werden. Auch an der Position der MIROs wird kein Signal festgestellt. In der Literatur sind MIROs bisher ausschließlich für hochbewegliche Proben beschrieben.

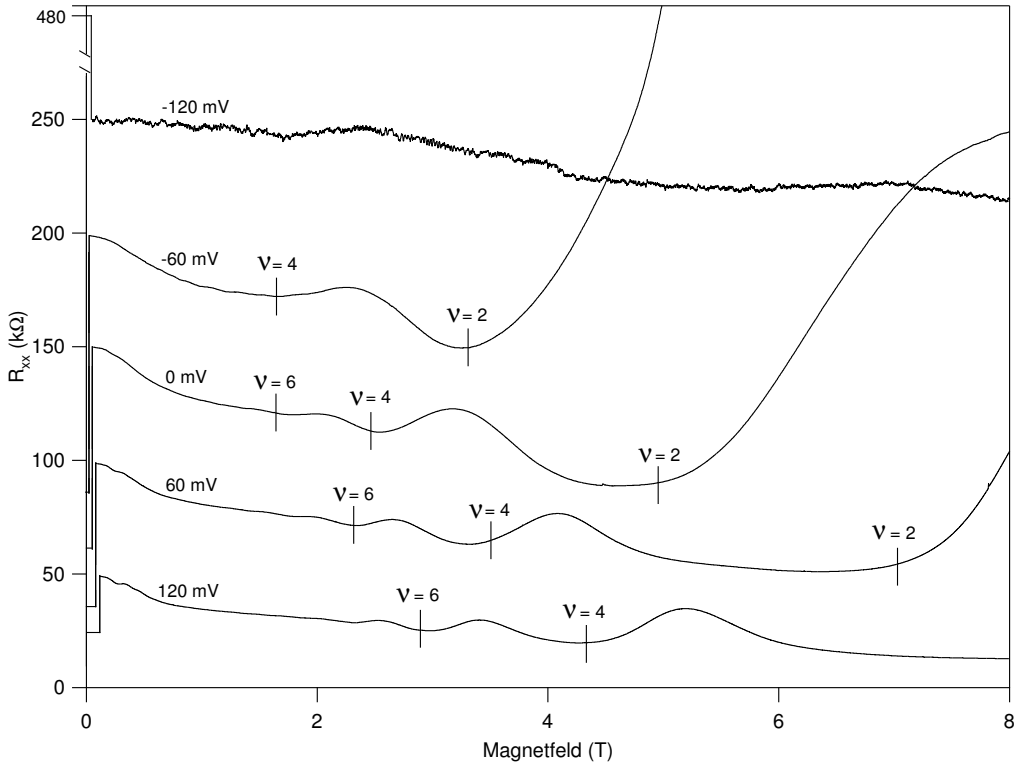

Abbildung 6.27: Magnatotransportmessungen bei unterschiedlichen Gatespannungen. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Graphen mit Offsets versehen. Die Minima der Shubnikov-de Haas-Oszillationen verschieben sich mit niedrigeren Gatespannungen zu niedrigeren Magnetfeldern. Aus den Oszillationen ergibt sich eine Ladungsträgerdichte von $N_S = 4{,}2{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bei $U = 120$ mV, $N_S = 3{,}4{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bei $U = 60$ mV, $N_S = 2{,}4{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2, wenn keine Gatespannung angelegt wird und $N_S = 1{,}6{\cdot}10^{11}$ Elektronen/cm^2 bei $U =$ -60 mV, bis hin zur totalen Verarmung des 2DES bei einer Spannung von $U =$ -120 mV.

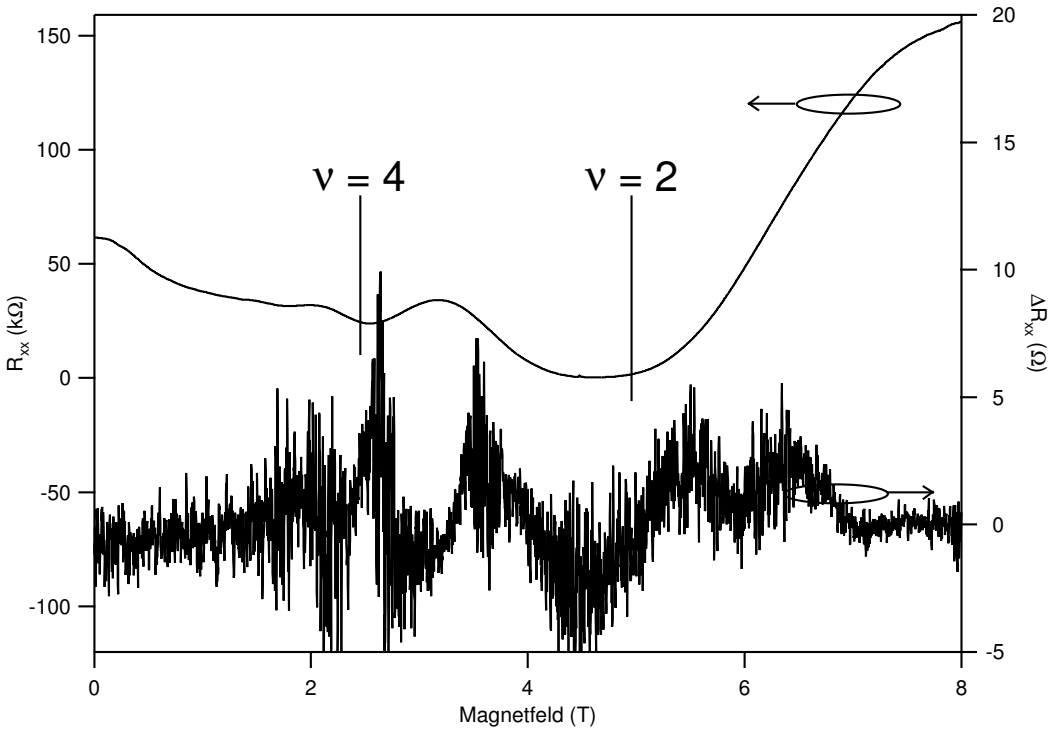

Abbildung 6.28: Eine photomodulierte Transportmessung ist zusammen mit einer Magnetotransportmessung gegen das Magnetfeld aufgetragen. Beide Messungen wurden ohne angelegte Gatespannung durchgeführt. Die Photoleitungssignale, die an den Flanken der Shubnikov-de Haas-Oszillationen auftreten, sind bei Magnetfeldern unter 3 T leicht zu kleineren Magnetfeldern verschoben. Dies kann an Unterschieden in der Versuchsdurchführung liegen.

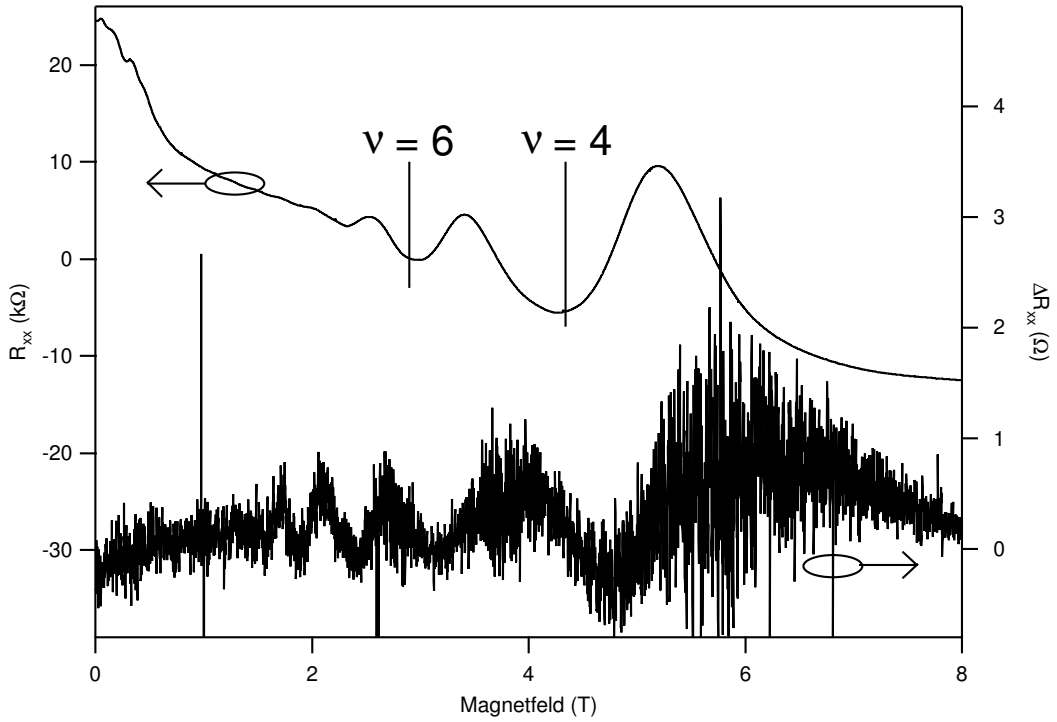

Abbildung 6.29: Eine photomodulierte Transportmessung ist zusammen mit einer Magnetotransportmessung gegen das Magnetfeld aufgetragen. Beide Messungen wurden mit einer angelegten Gatespannung von $U = 120$ mV durchgeführt. Die Shubnikov-de Haas-Oszillationen sowie die Signale der photomodulierten Transportmessung an deren Flanken verschieben sich im Vergleich zu den Messkurven bei einer Gatespannung von 0V (Abb. 6.28) zu höheren Magnetfeldern. Auch hier sind die Photoleitungssignale bei Magnetfeldern unterhalb von 3 T zu niedrigeren Magnetfeldern verschoben.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde mit der lokalen anodischen Oxidation in der Arbeitsgruppe eine neue Technik der AFM-Nanolithographie zur Probenpräparation etabliert.

Die optimalen Schreibparameter zur Oxidation von GaAs/AlGaAs wurden bestimmt und diese Ergebnisse für die Präparation von Quanten-Punkt-Kontakten, Einzelquantenpunkten, Miniaturleiterstreifen und Quantenpunktleitern verwendet. Selektives Ätzen der präparierten Oxidlinien mit Salzsäure zeigte eine Abhängigkeit der Oxidhöhe von ihrer Eindringtiefe in die Heterostruktur. Die Höhe der Oxidlinien wurde nach der Präparation in situ mit einem AFM gemessen. Dadurch kann ohne weiteren Prozessschritt auf die Verarmung des 2DES geschlossen werden.

Zum Vergleich für die mittels lokaler anodischer Oxidation präparierten Strukturen wurden Quantenpunktleiter mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops mit Elektronenstrahllithographie und anschließendem reaktiven Ionenätzen angefertigt. Diese wurden mit vergleichbaren mittels AFM präparierten Strukturen verglichen.

Es wurde gezeigt, dass die lokale anodische Oxidation sehr gut für die laterale Strukturierung von Shallow-HEMT-Systemen im Bereich von einigen 100 nm geeignet ist. Dabei wurde ein mit der Zeit auftretender Shift der AFM-Spitze auf der Ebene der Probenoberfläche beobachtet. Dies kann bei kleineren Strukturen zu einer Überlagerung von Oxidlinien und damit zur Zerstörung der Probe führen. Ein längerer Gebrauch der AFM-Spitze zum Schreiben von Strukturen (Schreiblängen von etwa 100 μm Länge) führte zur Abnutzung der Spitze. Dies hat eine Verbreiterung der Oxidlinien zur Folge.

Bei der Untersuchung der präparierten Strukturen kam ein ^{3}He-System zur Anwendung. Mit diesem wurden die präparierten Strukturen bei Temperaturen von minimal 300 mK gemessen.

An einem mittels lokaler anodischer Oxidation gefertigten Quanten-Punkt-Kontakt wurde quantisierter Transport nachgewiesen. Dadurch wurde bestätigt, dass das Oxid tief genug in die Heterostruktur hineinragt um das 2DES zu verarmen.

Einzelquantenpunkte, oder Einzel-Elektronen-Transistoren, wurden mit unterschiedlichen Geometrien und Designs mit der lokalen anodischen Oxidation hergestellt.

An einem mäanderförmigen Miniturleitersreifen mit einer geometrischen Breite von $W \approx 400$ nm und einer Länge von $L \approx 150$ μm, der mittels lokaler anodi-

scher Oxidation hergestellt wurde, wurde sowohl in Magnetotransport- als auch in Photoleitungsspektroskopiemessungen eindimensionales Verhalten des Elektronensystems nachgewiesen. Ergebnis beider Messungen ist eine sehr gute Übereinstimmung der 1DES-Kanalbreite von 280 bis 300 nm. Hieraus wurde auf eine laterale Verarmungszone der Oxidlinien von 50 bis 60 nm geschlossen. Zusätzliche in den Resonanzen der Photoleitungsspektroskopie auftretende Strukturen zeigten, dass das Wedgen der Probe die Fabry-Perot-Interferenzen nicht vollständig unterdrücken kann. Dies ist auf den starken lateralen Einschluss des 2DES zurück zu führen.

Weiterhin wurden in dieser Arbeit mäanderförmige Miniaturleiterstreifen präpariert, die mittels Querstreifen in einzelne durch Quanten-Punkt-Kontakte getrennte Resonatoren unterteilt wurden. Diese Quantenpunktleiter zeigten in Magnetotransportmessungen kein eindimensionales Verhalten. Die Signale der Photoleitungsspektroskopie waren im Vergleich zur Zyklotronresonanzfrequenz des 2DES zu höheren Energien verschoben. Eine gute Näherung für dieses System stellt die Annahme ellipsenförmiger 2DES in den Resonatoren dar. Entsprechende Simulationen stimmen mit den Messwerten gut überein.

Photospannungsmessungen mit modulierter Mikrowellenstrahlung an den mit lokaler anodischer Oxidation hergestellten Quantenpunktleitern zeigen Oszillationen, die periodisch in $\frac{1}{B}$ sind. Diese Oszillationen treten weder in Magnetotransportmessungen noch in photomodulierten Transportmessungen auf. Eine Veränderung der Mikrowellenfrequenz führt nicht zu einer Verschiebung der Oszillationen im Magnetfeld. Aus der $\frac{1}{B}$-Abhängigkeit wurde die Ladungsträgerdichte des 2DES bestimmen. Durch Mikrowellenstrahlung konnten lokale Bereiche des Quantenpunktleiters mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten zu Shubnikov-de Haas-Oszillationen angeregt werden.

Aufgrund einer geringen Inhomogenität der Oxidlinien, die bei der lokalen anodischen Oxidation immer auftritt, konnten nicht alle Quanten-Punkt-Kontakte der verwendeten Quantenpunktleiter gleichzeitig mit einem einzelnen Topgate abgeschnürt werden. Zum Vergleich mit den mittels AFM präparierten Quantenpunktleitern wurden Quantenpunktleiter mit Hilfe eines REM präpariert. An diesen wurden gateabhängige Messungen durchgeführt. Magnetotransportmessungen und photomodulierte Transportmessungen zeigten das erwartete Verhalten, dass die Shubnikov-de Haas-Oszillationen, beziehungsweise die an deren Flanken auftretenden Photoleitungssignale, bei höheren Gatespannungen zu höheren Magnetfeldern verschoben werden. Niedrigere Gatespannungen führten zur Verarmung der Kanäle und damit zum Sperren des Leiterstreifens.

Für weitere Arbeiten ist die Kombination der REM-Lithographie mit der Präparation von Einzel-Elektronen-Transistoren in Verbindung mit der FIR-Spektroskopie interessant. Der Gruppe um Komiyama ist es im Jahre 2000 gelungen mit einem

Einzel-Elektronen-Transistor einzelne Photonen im Terahertz-Bereich zu detektieren [Kom00]. Auch im Bereich der Mikrowellenmessungen stehen weitere Messungen aus. Ein offenes Forschungsgebiet ist zum Beispiel die Entstehung der Photospannung [Kuk04, Kuk05a, Mik06a, Mik06b]. Sollte in Zukunft die Möglichkeit geschaffen werden Shallow-HEMTs mit einem hochbeweglichen 2DES zu wachsen, sollten mikrowelleninduzierte Widerstandsoszillationen mit ihnen beobachtet werden können. Die lokale anodische Oxidation wird im Bereich der Nanostrukturierung weiter eingesetzt und fortentwickelt. Eine weitere Stabilisierung der Prozesse, insbesondere der zeitlichen Verschiebung der AFM-Spitze sowie eine höhere Spitzenstabilität werden in Zukunft für eine zunehmende Miniaturisierung sorgen.

A Prozessparameter

In diesem Anhang sind Prozessparameter der Präparation im Reinraum aufgeführt.

A.1 Erzeugung der Mesastruktur

Photolack:	Shipley S1813 unverdünnt
Belacken:	4500 rpm, Rampe 255, 60 Sekunden
Ausbacken:	Ofen: 30 Minuten, 90°C, oder
	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 (ca. 40 - 60 Sekunden)
Ätzrate:	ca. 40 nm/Minute

A.2 Einlegierkontakte

Photolack:	Shipley S1813 unverdünnt
Belacken:	4500 rpm, Rampe 255, 60 Sekunden
Ausbacken:	Ofen: 30 Minuten, 90°C, oder
	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 8 Sekunden im Ultraschallbad reinigen.
	Bei Bedarf wiederholen.
Einlegieren:	4 Minuten, 400°C unter Ar/H_2 Atmosphäre

A.3 REM erste Schicht

Photolack:	PMMA 50K
Belacken:	4500 rpm, Rampe 255, 60 Sekunden
Ausbacken:	Hot-Plate: 2 Minuten, 160°C
Belichten:	6 Sekunden 55 mW/cm^2

A.4 REM zweite Schicht

Photolack:	PMMA 350K
Belacken:	6000 rpm, Rampe 255, 60 Sekunden
Ausbacken:	Hot-Plate: 2 Minuten, 160°C
Belichten:	10 kV, 750 - 1500 pC/cm, 20 μm Blende
Entwickler:	PMMA-Entwickler
Entwickeln:	60 Sekunden

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).

[Ale95] I. L. Aleiner, Dongxiano Yue und L. I. Glazman. *Acoustic excitations of a confined two-dimensional electron lipuid in a magnetic field.* Phys. Rev. B **51**, 13467–13474 (1995).

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

[Ast00] O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuwa und S. Komiyama. *Electrostatics of quantum dots in high magnetic fields and sigle far-infrared photon detection.* Phys. Rev. B **62**, 16731 (2000).

[Ber86] K.-F. Berggren, T. J. Thornton, D. J. Newson und M. Pepper. *Magnetic Depopulation of 1D Subbands in a Narrow 2D Electron Gas in a GaAs:AlGaAs Heterojunction.* Phys. Rev. Lett. **57**, 1769 (1986).

[Ber88] K.-F. Berggren, G. Roos und H. van Houten. *Characterization of very narrow quasi-one-dimensional quantum channels.* Phys. Rev. B **37**, 10118 (1988).

[Bin82] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber und E. Weibel. *Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy.* Phys. Rev. Lett. **49**, 57 (1982).

[Bin86] G. Binnig, C. F. Quate und Ch. Gerber. *Atomic Force Microscope.* Phys. Rev. Lett. **56**, 930 (1986).

[Cam95] P. M. Campbell, E. S. Snow und P. J. McMarr. *Fabrication of nanometer-scale side-gated silicon field effect transistors with an atomic force microscope.* Appl. Phys. Lett. **66**, 1388 (1995).

[Cha72] A. V. Chaplik. *Possible crystallization of charge-carriers in low-density inversion layers.* Soviet Phys. JETP **35**, 395 (1972).

[Cro02] S. M. Cronenwett, H. J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, K. Hirose, N. S. Wingreen und V. Umansky. *Low-Temperature Fate of the 0.7 Structure in a Point Contact: A Kondo-like Correlated State in an Open System.* Phys. Rev. Lett. **88**, 226805 (2002).

[Dag90] J. A. Dagata, J. Schneir, H. H. Harary, C. J. Evans, M. T. Postek und J. Bennet. *Modification of hydrogen-passivated silicon by scanning tunneling microscope operating in air.* Appl. Phys. Lett. **56**, 2001 (1990).

[Din52] R. B. Dingle. *Some magnetic properties of metals II. The influence of collisions on the magnetic behaviour of large systems.* Proc. R. Soc. A **211**, 500 (1952).

[Dur03] A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read und S. M. Girvin. *Radiation-induced magnetoresistance oscillations in a 2D electron gas.* Phys. Rev. Lett. **91**, 086803 (2003).

[Eli86] G. Eliasson, J.-W. Wu, P. Hawrylak und J. J. Quinn. *Magnetoplasma modes of a spatially periodic two-dimensional electron gas.* Solid State Commun. **60**, 41 (1986).

[Foc28] V. Fock. *Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld.* Z. Phys. **47**, 446 (1928).

[Gha94] S. V. Ghandhi. *VLSI Fabrication Principles.* Wiley, New York, 1994.

[Hel98] R. Held, T. Vancura, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland und W. Wegscheider. *In-plane gates and nanostructures fabricated by semiconductor heterostructures with an atomic force microscope.* Appl. Phys. Lett. **73**, 262 (1998).

[Hir01] K. Hirakawa, K. Yamanaka, Y. Kawaguchi, M. Endo, M. Saeki Hirakawa und S. Komiyama. *Far-infrared photoresponse of the magnetoresistance of the two-dimensional electron system in the integer quantized Hall regime.* Phys. Rev. B **63**, 085320 (2001).

[Ins00] Digital Instruments. *Scanning Probe Microscopy Training Notebook.* Digital Instruments, Veeco Metrology Group, 2000.

[Ins01] Oxford Instruments. *Operator's Handbook.* Oxford Instruments Superconductivity, Abington, 2001.

[Kah03] D. Kahler. *Quantentransport in nanoskaligen schichtkompensierten GaAs/AlGaAs Feldeffektstrukturen.* Dissertation, Universität Bochum, 2003.

[Key02] U. Keyser. *Nanolithography with an atomic force microscope: quantum point contacts, quantum dots, and quantum rings.* Dissertation, Universität Hannover, 2002.

[Koh61] W. Kohn. *Cyclotron resonance and de Haas- van Alphen oscillations of an interacting electron gas.* Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).

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

[Kuk04] I. V. Kukushkin, M. Y. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, K. von Klitzing, I. L. Aleiner und V. I. Falko. *New Type of B-Periodic Magneto-Oscillations in a Two-Dimensional Electron System Induced by Microwave Irradiation.* Phys. Rev. Lett. **86**, 236803 (2004).

[Kuk05a] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet und K. von Klitzing. *Miniature quantum-well microwave specrometer operating at liquid-nitrogen temperature.* Phys. Rev. Lett. **86**, 044101 (2005).

[Kuk05b] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing und W. Wegscheider. *Spectrum of one-dimensional plasmons in a single stripe of two-dimensional electrons.* Phys. Rev. B **72**, 113310 (2005).

[Kun02] U. Kunze. *Nanoscale divices fabricated by dynamical ploughing with an atomic force microscope.* Superlattices and Microstructures **31**, 3 (2002).

[Lan30] L. Landau. *Diamagnetismus der Metalle.* Zeitschrift für Physik **64**, 629–637 (1930).

[Lau88] S. E. Laux, D. J. Frank und F. Stern. *Quasi-one-dimensional electron states in a split-gate GaAs/AlGaAs heterostructure.* Surf. Sci. **196**, 101 (1988).

[Li91] Q. P. Li, K. Karräi, S. K. Yip, S. Das Saram und H. D. Drew. *Electrodynamic response of a harmonic atom in an external magnetic field.* Phys. Rev. B **43**, 5151 (1991).

[Mak90] P. Maksym und T. Chakraborty. *Quantum Dots in a Magnetic Field: Role of Electron-Electron Interactions.* Phys. Rev. Lett. **53**, 108 (1990).

[Man02] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnsen und V. Umansky. *Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures.* Nature **420**, 646 (2002).

[McA03] T. J. McArdle. *The 0.7 Anomalous Conductance in Quantum Point Contacts*. Physics Nanoscale Devices **398**, 1 (2003).

[Mik05] S. A. Mikhailov und N. A. Savostianova. *Microwave response of a two-dimensional electron stripe*. Phys. Rev. B **71**, 035320 (2005).

[Mik06a] S. A. Mikhailov. *Propagation of edge magnetoplasmons in semiconductor quantum-well structures*. App. Phys. Lett. **89**, 042109 (2006).

[Mik06b] S. A. Mikhailov und N. A. Savostianova. *Influence of contacts on the response of a two-dimensional electron stripe*. Phys. Rev. B **74**, 045325 (2006).

[Moo65] G. E. Moore. *Cramming more components onto integratet circuits*. Electronic Magazine, 19.04.1965.

[Mor77] S. R. Morrison. *The Chemical Physics of Surfaces*. Plenum, New York, 1977.

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

[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).

[Rac05] K. Rachor. *Präparation von Quanten-Punkt-Kontakten durch AFM-Nanolithographie*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2005.

[Sno94] E. S. Snow und P. M. Campbell. *Fabrication of Si nanostrucures with an atomic force microscope*. Appl. Phys. Lett. **64**, 1932 (1994).

[Ste67] F. Stern. *Polarizability of a 2-Dimensional Elektron Gas*. Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).

[Tec06] Agiland Technologies. *User's Guide*. Agiland Technologies, USA, 2006.

[Tho96] K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace und D. A. Ritchie. *Possible Spin Polarization in a One Dimensional Electron Gas*. Phys. Rev. Lett. **77**, 135 (1996).

[vdV97] N. C. van der Vaart, L. P. Kouwenhoven, M. P. R. van Steveninck, Y. V. Nazarov und C. J. P. M. Harmans. *Time-resolved tunneling in the quantum Hall regime*. Phys. Rev. B **55**, 9746 – 9756 (1997).

[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).

[vW88] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel und C. T. Foxon. *Quantized Conductance in Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas.* Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).

[vW91] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harmans und J. E. Mooij. *Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts.* Phys. Rev. B **43**, 12431 (1991).

[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).

[Ye01] P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, J. A. Simmons, J. R. Wendt, G. A. Vawter und J. L. Reno. *Giant microwave photoresistance of two-dimensional electron gas.* Appl. Phys. Lett. **79**, 2193 (2001).

[Zeh03] C. Zehnder, A. Wirthmann, Ch. Heyn, D. Heitmann und C.-M. Hu. *Bolometric spin effect due to internal spin injection in an two-dimensional electron system.* Europhys. Lett. **63**, 576 – 582 (2003).

[Zud01] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons und J. L. Reno. *Shubnikov-de Haas-like oscillations in millimeterwave photoconductivity in a high-mobility two-demensional electron gas.* Phys. Rev. B **64**, 201311 (2001).

[Zud04] M. A. Zudov. *Period and phase of microwave-induced resistance oscillations and zero-resistance states in two-dimensional electron systems.* Phys. Rev. B **69**, 041304 (2004).

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 dürfen
- Prof. Dr. Ulrich Merkt für die Übernahme des Zweitgutachtens der Dissertation
- Prof. Dr. Wolfgang Hansen für die Übernahme des Zweitgutachtens der Disputation
- Prof. Dr. Can-Ming Hu für die Betreuung zu Beginn der Arbeit und seine Motivation
- Kevin Rachor für seine Einweisung in das AFM
- Olaf Rösler und Jan Podbielski für ihre Hilfe bei der Präparation mit dem REM
- Dr. Nikolai Mecking für die Messungen mit dem Miniaturleiterstreifen
- Allen Mitgliedern und ehemaligen Mitgliedern der FIR-Gruppe: Dr. André Wirthmann, Dr. Yongsheng Gui, Dr. Carsten Zehnder, Dr. Nikolai Mecking, Kevin Rachor, Tobias Krohn, Carsten Graf von Westarp und Thomas Raab für viele hilfreiche Diskussionen, Tipps und Anregungen sowie die angenehme Arbeitsatmosphäre in der Gruppe während der Arbeitszeit und danach
- dem Hamburger MBE-Team für die gewachsenen Heterostrukturen
- Wolfgang Hatje und Klaus Ahrens für den ständigen Nachschub an flüssigem Helium
- den Mitarbeitern der Feinmechanischen- und der Elektronikwerkstatt

- allen, die eine angenehme Arbeitsatmosphäre im Büro verbreiteten: Tim Köppen, Bernhard Botters, Kristina Reckwell, Christoph M. Schulz und Stephan Schwaiger
- Fabian Wilde und Timo Kökenhoff für die Betreuung des Gruppennetzwerkes
- allen Mitgliedern der Gruppen H, W und N für Gespräche, Anregungen, Tipps und das freundliche Arbeitsklima
- der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit durch den SFB 508
- allen meinen Freunden, besonders Norina, Frank, Wulf, Alex, Jörn, Steffen, Arne, Mathias, Carsten, Carsten, Tobias, Fabian und Markus für ihre Freundschaft und Aufmunterungen
- AEGEE-Hamburg für anderes Arbeiten an der Universität und grenzüberschreitende Erfahrungen
- Julia dafür, dass sie immer an meiner Seite steht und mich aufopferungsvoll unterstützt
- meiner Oma für ihre vielseitigen Aufmunterungen
- meinem Vater und Mechthild dafür, dass sie wirklich immer da sind
- meiner Mutter und Michael für grenzenlose Unterstützung, Vertrauen und Verständnis
- meinem Bruder für wortloses Verständnis und tiefe Freundschaft