

# Quantendrähte in Metall-Isolator-Halbleiterstrukturen

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

JÖRG LOHSE

aus Itzehoe/Steinburg

Hamburg

2003

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Hansen  
Prof. Dr. U. Merkt

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Hansen  
Prof. Dr. D. Heitmann

Datum der Disputation:

27. Mai 2003

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Dr. Dr. D. Grundler

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. R. Wiesendanger

Dekan des Fachbereichs Physik:

Prof. Dr. G. Huber

## Abstract

In this work the behavior of one-dimensional electron systems (quantum wires) is studied by means of magnetocapacitance measurements. The quantum wires are fabricated in GaAs/AlGaAs metal-insulator-semiconductor (MIS-type) heterostructures. Due to field effect induced lateral confinement, the capacitance of the one-dimensional electron system is investigated in the range of small carrier densities with tunable confining potential.

The lateral confining potential is defined by fork-shaped interdigital metallic gates realized by electron beam-lithography. Due to the use of a two layer resist system, the metallic gates have a width of  $\sim 100$  nm. To enhance the sensitivity of the measurements, the background capacity of the samples were reduced by a wet chemical etching of the back contact.

In the experiments single quantum wires as well as arrays of wires were investigated. The measurements on the arrays were performed by a standard synchronous detection technique whereas for the studies of the single wires it is necessary to use a high sensitive bridge technique.

To analyse the measurement a simple model was applied. In this model the form of the confining potential is assumed to be parabolic. This assumption provides the possibility to determine the correlation between the strength of the confining potential and the applied confining voltage.

During the measurements in a  $\text{He}^3/\text{He}^4$  dilution cryostat the spin splitting of the first one-dimensional subband was studied as a function of both confinement and magnetic field. In different regimes, we find for the g-factor either an enhancement up to a factor of almost 25 with respect to the *bare* value or a suppression of the spin splitting in agreement with theoretical models.

# Inhaltsangabe

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung eindimensionaler Elektronensysteme mit Hilfe der Kapazitätsspektroskopie. Die Quantendrähte wurden mittels Feldeffektelektroden an der AlGaAs/GaAs-Grenzfläche einer Metall-Isolator-Halbleiter Struktur erzeugt. Durch die Verwendung von Feldeffektelektroden ist es möglich, die Kapazität des eindimensionalen Elektronensystems im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten bei abstimmbarem Einschlusspotential zu untersuchen.

Die zur lateralen Strukturierung des Elektronensystems notwendigen Feldeffektelektroden wurden mit Hilfe der hochauflösenden Elektronenstrahlithographie hergestellt. Durch die Verwendung eines zweilagigen Lacksystems konnten metallische Elektroden präpariert werden, deren Breite 100 nm beträgt. Um die parasitären Kapazitäten der Probe zu verringern, wurde durch nasschemische Ätzverfahren der Rückkontakt der Proben strukturiert.

Im Laufe der Experimente wurden sowohl einzelne Drähte als auch Arrays von Drähten untersucht. Während für die Spektroskopie an den Drahtarrays einfache, phasensensitive Messverfahren verwendet wurden, war es für die Kapazitätsmessungen an einzelnen Quantendrähten notwendig, ein hochauflösendes Brückenmessverfahren zu verwenden.

Die Kapazitätsmessungen an den Quantendrähten wurden mit Hilfe eines einfachen Modells ausgewertet. Im Rahmen dieses Modells wird für das erzeugte Einschlusspotential ein parabolischer Verlauf angenommen. Aufgrund dieses Ansatzes ist es möglich, die Abhängigkeit des Einschlusspotentials von der jeweils angelegten Einschlussspannung zu bestimmen.

Bei der Untersuchung der Proben in einem  $He^3/He^4$ -Mischkryostaten konnte die Spinaufspaltung des ersten Subbandes beobachtet werden. Der aus der Spinaufspaltung ermittelte g-Faktor zeigt den starken Einfluss von Vielteilchenwechselwirkungen auf das eindimensionale Elektronensystem. Weiterhin konnte in Übereinstimmung mit theoretischen Modellen eine Abnahme des g-Faktors mit zunehmendem Einschlusspotential beobachtet werden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie niedrigdimensionaler Elektronensysteme</b>	<b>4</b>
2.1	Das zweidimensionale Elektronensystem . . . . .	4
2.1.1	Zustandsdichte zweidimensionaler Elektronensysteme . . . . .	5
2.1.2	Landauquantisierung . . . . .	6
2.2	Das eindimensionale Elektronensystem . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Präparation</b>	<b>14</b>
3.1	Probenaufbau . . . . .	14
3.2	Laterale Strukturierung durch Feldeffekt . . . . .	17
3.3	Herstellung von Quantendrähten . . . . .	19
3.3.1	Optische Kontaktlithographie . . . . .	21
3.3.2	Nanostrukturierung mit dem Elektronenmikroskop . . . . .	22
3.3.3	Strukturierung des Rückkontaktes . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Messmethoden</b>	<b>31</b>
4.1	Kapazitätsspektroskopie . . . . .	31
4.2	Die Messbrücke . . . . .	36
4.2.1	Das Millikelvin-System . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>42</b>
5.1	Zweidimensionale Elektronensysteme . . . . .	42
5.1.1	Kapazitätsmessungen . . . . .	42
5.1.2	Epitaktische Feldeffektelektroden . . . . .	46
5.1.3	Vielteilcheneffekte im zweidimensionalen Elektronengas . . . . .	49
5.2	Eindimensionale Elektronensysteme . . . . .	56
5.2.1	Drahtarrays . . . . .	57
5.2.2	Einzeldrähte . . . . .	64
5.2.3	Spinaufspaltung in eindimensionalen Elektronensystemen . . . . .	71

<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
<b>A Präparationsparameter</b>	<b>89</b>
A.1 Lacksysteme . . . . .	89
A.2 Präparation von feldeffektinduzierten Quantendrähten . . . . .	90

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Einteilchen-Zustandsdichte niedrigdimensionaler Systeme . . .	7
2.2	Landaufächer . . . . .	8
2.3	2d-Zustandsdichte . . . . .	9
2.4	1d-Zustandsdichte . . . . .	11
3.1	Leitungsbandverlauf einer Heterostruktur . . . . .	15
3.2	Schichtfolge und Bandverlauf . . . . .	16
3.3	Feldeffektinduzierte Quantendrähte . . . . .	18
3.4	Präparationsablauf . . . . .	20
3.5	Maskensatz für die Kontaktolithographie . . . . .	21
3.6	Prinzip der Strahlsteuerung . . . . .	24
3.7	REM-Maske für Einzeldrähte . . . . .	25
3.8	REM-Aufnahmen von Einzeldrähten . . . . .	26
3.9	Aufnahmen von Ätzgräben . . . . .	28
3.10	Unterätzungen . . . . .	29
4.1	Schematischer Messaufbau . . . . .	32
4.2	Admittanz . . . . .	33
4.3	MIS-Struktur als Kondensator . . . . .	34
4.4	Das Prinzip der Messbrücke . . . . .	37
4.5	Die Messbrücke . . . . .	38
4.6	Der Heliumverdünnungskühler . . . . .	40
5.1	Messungen an einem 2d-System . . . . .	43
5.2	Messungen an einem 2d-System . . . . .	45
5.3	Konzept für gestapelte Feldeffektelektroden . . . . .	47
5.4	Kapazitätsmessung an einer MIS-Struktur mit epitaktischer Feldeffektelektrode . . . . .	48
5.5	Konzepte für lateralen Transport . . . . .	49
5.6	Messungen an einem 2d-System bei mK-Temperaturen . . . . .	50
5.7	Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte und Gatespan- nung . . . . .	51

5.8	Kapazitives und resistives Signal bei einem Magnetfeld von 13.5 Tesla . . . . .	52
5.9	Verlauf des resistiven Signals im Magnetfeld . . . . .	53
5.10	I-V Charakteristik . . . . .	55
5.11	Messungen an Drahtgittern . . . . .	57
5.12	Messungen an Drahtgittern . . . . .	59
5.13	Magnetfeldabhängige Messungen an einem Elektronendraht . .	61
5.14	Abschätzung des Einschlusspotentials . . . . .	62
5.15	Subbandabstand und mittlere Kapazität in Abhängigkeit der Einschlussspannung . . . . .	64
5.16	Instabile Messung an einem Einzeldraht . . . . .	66
5.17	Kapazitätsmessungen an einem Einzeldraht . . . . .	67
5.18	Resistives Signal eines Einzeldrahtes . . . . .	68
5.19	Einzeldraht im Magnetfeld . . . . .	69
5.20	Einschlusspotential eines Einzeldrahtes . . . . .	70
5.21	Gesamtenergie nach Kinaret und Lee . . . . .	73
5.22	Polarisierung der Randkanäle nach Shepard . . . . .	75
5.23	Kapazitätsmessungen bei Millikelvin-Temperaturen . . . . .	76
5.24	Resistive Signal bei Millikelvin-Temperaturen . . . . .	77
5.25	Magnetfeldabhängige Kapazitätsmessungen bei Millikelvin-- Temperaturen . . . . .	78
5.26	Fit von $U_{qt}^{4/3}$ gegen $B^2$ . . . . .	79
5.27	Subbandabstand und Kapazität/Länge . . . . .	80
5.28	Symmetrische und asymmetrische Zustandsdichte . . . . .	81
5.29	Spinaufspaltung in Abhängigkeit der Einschlussspannung . . .	83
5.30	g-Faktor in Abhängigkeit des Einschlusspotentials, Wire2a . .	84
5.31	g-Faktor in Abhängigkeit des Einschlusspotentials, Wire1a . .	85

# Kapitel 1

## Einleitung

1947 erfanden William Shockley, John Bardeen und Walther Brattain den Transistor. Am Forschungszentrum der Bell Telefongesellschaft hatten sie schon seit Jahren nach einer Alternative zu den bisher verwendeten Vakuumröhren gesucht, mit denen elektrische Signale verstärkt wurden. Zunächst wurde der Transistor für die Herstellung von tragbaren Radios und Fernsehern verwendet, doch schon Mitte der 50er Jahre bauten die Bell Labs den ersten transistorgestützten Computer. 1961 war die Halbleiter-Industrie in den USA schon zu einem Milliarden-Dollar Geschäft mutiert. Heute entfallen auf jeden Menschen etwa 40 Millionen Transistoren und es werden jährlich so viele produziert, wie es Ameisen auf der Erde gibt [1].

Der technologische Siegeszug der Halbleiter führte auch in der Grundlagenforschung zu vielen neuen Aktivitäten. So entdeckte Klaus v. Klitzing 1980 an dem zweidimensionalen Elektronensystem eines Silizium Feldeffekttransistors den ganzzahligen Quanten-Hall Effekt [2] und wurde dafür mit dem Nobelpreis geehrt.

In Feldeffekttransistoren auf Silizium Basis wird die Beweglichkeit der Ladungsträger in dem zweidimensionalen Elektronengas durch die unmittelbare Nähe der Dotierung und im Bereich hoher Ladungsträgerdichten durch die Rauigkeit der Silizium-Siliziumdioxid Grenzfläche beschränkt. Aufgrund dieser Tatsache schlug Herbert Kroemer [3] schon 1957 vor, Schichtsysteme aus Halbleitern mit unterschiedlicher Bandlücke zu verwenden. Für diese Idee wurde Herbert Kroemer im Jahr 2000 neben Jack S. Kilby und Zhores I. Alferov mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Die herausragende Bedeutung solcher Heterostrukturen für die Halbleiterphysik haben erstmals Esaki und Tsui in Ihren Arbeiten über künstlich erzeugte Übergitter betont [4, 5, 6]. Mit Einführung der Modulationsdotierung [7] und der Entwicklung der Molekularstrahlepitaxie (MBE) gelang es in den 80er Jahren Heterostrukturen auf Basis von *AlGaAs* herzustellen, die sich inzwischen durch

Ladungsträgerbeweglichkeiten von einigen 10 Millionen  $cm^2V^{-1}s^{-1}$  auszeichnen, was einer mittleren freien Weglänge der Elektronen von mehr als 0.1 mm entspricht. Die modulationsdotierten Proben ermöglichten die Beobachtung des fraktionierten Quanten-Hall Effekts (FQHE), für dessen Entdeckung Horst Störmer *et. al.* 1998 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde.

Elektronensysteme mit reduzierter Dimension zeigen eine Vielzahl von Effekten, die durch Wechselwirkungen zwischen den Elektronen zustande kommen. Ein aktueller Schwerpunkt der heutigen Forschung ist die Untersuchung von Phänomenen, die mit dem Spin des Elektrons zu tun haben. Im Mittelpunkt stehen sowohl angewandte Aspekte, wie die Realisierung neuartiger Bauelemente mit den Konzepten der *Spintronics* [8, 9], als auch grundlegende Aspekte wie z.B. die so genannte *all-optical nuclear magnetic resonance* [10, 11]. Der Landéfaktor  $g$ , der die Aufhebung der Spinentartung im magnetischen Feld beschreibt, wird durch Wechselwirkungseffekte zwischen den Elektronen stark beeinflusst. Es wurde sowohl experimentell [12] als auch theoretisch [13, 14] bestätigt, dass der  $g$ -Faktor in einem zweidimensionalen System im Gegensatz zu dem intrinsischen Wert durch Austauschwechselwirkungen erhöht ist.

Mitte der 80er Jahre begann man mit der Erforschung von ein- und null-dimensionalen Elektronensystemen [15]. Untersuchungen an diesen Quantendrähten und -punkten sind von großem Interesse, da die Reduzierung der Dimension zu einer drastischen Änderung der Zustandsdichte in diesen Systemen führt. Viele physikalische Eigenschaften eines Elektronensystems sind eng mit der Zustandsdichte verbunden und man erhofft sich aus ihrer Untersuchung ein besseres Verständnis der niedrigdimensionalen Systeme. Auch der Einfluss von Wechselwirkungseffekten zwischen den Ladungsträgern nimmt mit der Reduzierung der Dimension des Elektronensystems zu. Um die Dimension eines zweidimensionalen Elektronengases zu reduzieren, gibt es verschiedene Ansätze. Eine Möglichkeit besteht z.B. in der lateralen Strukturierung durch Ätzprozesse oder dem Aufwachsen des Halbleiters auf eine vorstrukturierte Oberfläche.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Quantendrähte untersucht, in denen das Elektronensystem durch Feldeffektelektroden lateral strukturiert wird. Als Ausgangsmaterial für die Proben werden Metall-Isolator-Halbleiter Strukturen (MIS) verwendet, in denen sich im Gegensatz zu herkömmlichen Heterostrukturen keine Donatorschicht in direkter Nähe des Elektronensystems befindet. Dadurch ist es möglich, Quantendrähte sowohl im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten als auch mit mehreren besetzten Subbändern zu untersuchen. Ein weiterer Vorteil der MIS-Strukturen liegt in dem geringen Abstand zwischen Elektronensystem und Oberfläche, der es ermöglicht, in diesen Strukturen ein starkes Einschlusspotential zu definieren.

Der Aufbau der Arbeit ist in vier Teilbereiche gegliedert. Der erste Bereich, Kapitel 2, beschäftigt sich mit der Theorie niedrigdimensionaler Elektronensysteme. Es werden sowohl zwei- als auch eindimensionale Systeme behandelt. In Kapitel 3 wird der Aufbau der verwendeten Proben und die Präparation von feldeffektinduzierten Quantendrähten vorgestellt. Es wird diskutiert, warum sich gerade die verwendeten MIS-Strukturen für die Untersuchung von eindimensionalen Elektronensystemen eignen. Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Präparationsverfahren liegt der Schwerpunkt auf der Nanostrukturierung mit dem Rasterelektronenmikroskop.

Das zur Untersuchung von Quantendrähten verwendete Verfahren der Kapazitätsspektroskopie wird in Kapitel 4 eingeführt. Mit Hilfe dieser Methode kann der Grundzustand eines Elektronensystems in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte untersucht werden. Da in dieser Arbeit neben Feldern von parallelen Drähten auch Einzeldrähte untersucht werden, kam eine spezielle Variante der Kapazitätsspektroskopie zur Anwendung, die auf einem Verfahren von *Ashoori et. al.* basiert [16]. Dabei handelt es sich um eine Brücken-Messtechnik, die die Messung von kleinsten Kapazitäten bis zu einigen Attifarad ermöglicht.

Schließlich werden in Kapitel 5 die Ergebnisse dieser Arbeit präsentiert. Der erste Abschnitt zeigt Messungen an zweidimensionalen Elektronensystemen. Neben Messungen an typischen MIS-Strukturen wird eine modifizierte Struktur untersucht, bei der die metallische Feldeffektelektrode durch eine hochdotierte GaAs-Schicht ersetzt wurde. Untersuchungen eines zweidimensionalen Elektronensystems bei Temperaturen von 100 Millikelvin deuten auf eine durch Vielteilcheneffekte induzierten Lücke in der Einteilchenzustandsdichte des Elektronensystems hin.

Der letzte Abschnitt dieses Kapitels widmet sich der Kapazitätsspektroskopie an Quantendrähten. Es wird zunächst die Magnetfelddispersion der eindimensionalen Subbänder anhand eines einfachen Einteilchenmodells diskutiert. Im diesem Rahmen werden auch die Messungen an Einzeldrahtstrukturen vorgestellt, die mit Hilfe des oben erwähnten Brücken-Verfahrens durchgeführt wurden. Zusätzlich zu den einzelnen Subbändern lässt sich bei hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen ( $\sim 100$  mK) eine Struktur in den Kapazitätsmessungen beobachten, die der Spinaufspaltung des ersten eindimensionalen Subbandes zugeordnet wird. Das Verhalten der Spinaufspaltung in Abhängigkeit des Einschlusspotentials zeigt eine deutliche Abnahme des effektiven g-Faktors. Diese Beobachtung steht in guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen von *Kinaret et. al.* [17].

# Kapitel 2

## Theorie niedrigdimensionaler Elektronensysteme

### 2.1 Das zweidimensionale Elektronensystem

Zweidimensionale Elektronengase können z.B. an Halbleiter-Grenzflächen, wie in einer *Metall-Oxid-Halbleiter-Struktur (MOS)* oder an einer Grenzfläche zwischen Halbleitern verschiedener Bandlücke, einer so genannten *Heterostruktur*, realisiert werden. Im ersten Fall ist es die extern angelegte Spannung, im zweiten Fall die geeignete Dotierung zusammen mit einem Bandlückensprung, die an der jeweiligen Grenzfläche einen in erster Näherung dreiecksförmigen Potentialtopf erzeugt. Das wohl technologisch bedeutendste Materialsystem ist hierbei die Materialkombination Silizium/Siliziumdioxid. Dieses System wird seit Mitte der 60er Jahre zur Untersuchung der physikalischen Eigenschaften zweidimensionaler Elektronensysteme verwendet [18].

Der Aufbau eines  $Si/SiO_2$  Feldeffekttransistors besteht beispielsweise aus einem p-dotierten Siliziumeinkristall, auf dessen oxidierte Oberfläche eine Metallschicht aufgedampft wird. Die Metallschicht wird als so genannte Gate-Elektrode verwendet, das heißt, die an das Gate angelegte Spannung  $U_G$  bestimmt Bandstruktur und Ladungsträgerverteilung. Übersteigt die Gatespannung eine bestimmte Schwelle  $U_{th}$ , sinkt die Leitungsbandkante unter das Fermi-niveau und es können in unmittelbarer Nähe der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Isolator Elektronen ins Leitungsband gelangen [19]. Diese Elektronen können sich zwar parallel zur Grenzschicht frei bewegen, werden aber senkrecht dazu (üblicherweise als z-Richtung bezeichnet) in dem entstehenden Potentialtopf lokalisiert. Die Ausdehnung des Elektronensystems in dieser Richtung liegt in der Größenordnung von 10 nm und damit im Bereich der deBroglie-Wellenlänge der Elektronen.

Die Lokalisierung an der Grenzfläche führt im Gegensatz zu einem System freier Elektronen, das ein kontinuierliches Energiespektrum besitzt, zu einer Quantisierung der Energie in z-Richtung. Zwar hat das betrachtete System noch eine Ausdehnung in z-Richtung, es besteht aber keine kinematische Freiheit in dieser Richtung mehr; das System verhält sich bei tiefen Temperaturen *quasi* zweidimensional. Welche Form die Energieeigenwerte des Systems haben, hängt von dem Verlauf des Einschlusspotentials ab. Dieses setzt sich sowohl aus einem Beitrag externer Ladungen, z.B. ionisierter Störstellen und Ladungen auf der Gateelektrode, als auch aus dem Beitrag der Ladungen der Elektronen selbst zusammen. Die Elektronenzustände in diesem Einschlusspotential ergeben sich aus einer selbstkonsistenten Lösung von Poisson- und Schrödingergleichung. Die Enveloppen-Wellenfunktionen der Elektronen in der effektiven Massennäherung [20] lauten

$$\Psi_{j,\vec{k}}(x, y, z) = e^{i(k_x x + k_y y)} \Phi_j(z) \quad (2.1)$$

mit den Einteilchen-Energieeigenwerten

$$E^j(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2 k_x^2 + \hbar^2 k_y^2}{2m^*} + E_z^j. \quad (2.2)$$

$E_z^j$  ist die in z-Richtung quantisierte Energie und wird auch als Subbandenergie bezeichnet,  $m^*$  ist die effektive, hier als konstant angenommene Masse des Elektrons in dem verwendeten Halbleiter. Im folgenden wird für die effektive Masse der Elektronen in einer AlGaAs/GaAs Heterostruktur ein Wert von  $m^* = 0.07 m_e$  angenommen [21].

### 2.1.1 Zustandsdichte zweidimensionaler Elektronensysteme

Für die in Kapitel 4 vorgestellte Kapazitätsspektroskopie ist sowohl die thermodynamische Zustandsdichte  $D(\mu)$  als auch die Einteilchenzustandsdichte  $D_s(E)$  von Bedeutung. Die thermodynamische Zustandsdichte  $D(\mu) = \frac{dn}{d\mu}$  beschreibt die Änderung des chemischen Potentials  $\mu$  bei einer Änderung der Ladungsträgerdichte  $n$ . Aus der Einteilchenzustandsdichte  $D_s(E) = \frac{dn}{dE}$  lässt sich die Anzahl der Einteilchenzustände im Energieintervall  $dE$  bestimmen.

Der Unterschied zwischen den beiden Zustandsdichten lässt sich anschaulich anhand von Tunnelprozessen beschreiben. Wir nehmen zunächst ein Elektronengas der Dichte  $n$  an, das über eine Tunnelbarriere mit einem Ladungsträgerreservoir gekoppelt ist. Über einen Tunnelprozess wird die Ladungsträgerdichte in dem Elektronengas um  $dn$  erhöht. Das Elektronengas kann nicht instantan auf die erhöhte Ladungsträgerdichte reagieren, da der

Tunnelprozess extrem schnell ist [22]. Die hinzugefügten Ladungsträger tunneln zunächst in freie Einteilchenzustände, die Tunnelwahrscheinlichkeit wird durch die Einteilchenzustandsdichte bestimmt [23]. Erst nach dem Tunnelprozess relaxieren die Elektronen in den thermodynamischen Grundzustand eines Elektronengases der Dichte  $n+dn$ . Die Änderung des chemischen Potentials wird durch die thermodynamische Zustandsdichte beschrieben.

Sowohl die Einteilchen- als auch die thermodynamische Zustandsdichte können durch Vielteilcheneffekte modifiziert werden. Die Einteilchenzustandsdichte ist immer positiv, während die thermodynamische Zustandsdichte unter dem Einfluss von Vielteilcheneffekten auch negative Werte annehmen kann [24, 25].

Vernachlässigt man die Vielteilcheneffekte, kann man die Einteilchenzustandsdichte eines Elektronengases analytisch bestimmen. Für diesen Fall besteht zwischen der thermodynamischen und der Einteilchenzustandsdichte der Zusammenhang

$$D(\mu) = \frac{d}{d\mu} \int_0^\infty D_s(E) f(E) dE, \quad (2.3)$$

wobei  $f(E)$  die Fermiverteilungsfunktion ist. Betrachtet man das System am absoluten Nullpunkt der Temperatur, ergibt sich  $D(\mu) = D(E_F) = D_s(E_F)$ .

Im Einteilchenmodell mit konstanter effektiver Masse lautet die Einteilchenzustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronengases :

$$D_s(E) = \frac{g_s g_v m^*}{2\pi \hbar^2}. \quad (2.4)$$

Die Spinartung wird durch den Faktor  $g_s$  berücksichtigt, der in GaAs innerhalb des ersten Subbandes einen Wert von  $g_s = 2$  hat. Da im Rahmen dieser Arbeit nur GaAs Strukturen verwendet wurden, wird der Faktor für die Valleyentartung  $g_v = 1$  gesetzt. In Gegensatz zu einem dreidimensionalen Elektronensystem ist die Zustandsdichte eines idealen zweidimensionalen Systems innerhalb eines Subbandes unabhängig von der Energie (Abb. 2.1).

## 2.1.2 Landauquantisierung

Ein senkrecht zum zweidimensionalen Elektronensystem angelegtes Magnetfeld führt zu einer Quantisierung der lateralen Bewegung. Durch das Lösen der dazugehörigen Schrödingergleichung kann man zeigen, dass die Elektronen quantisierte Energieeigenwerte mit dem Abstand  $\hbar\omega_c$  einnehmen, die so genannten Landau-Niveaus. Für die Gesamtenergie der Elektronen unter Vernachlässigung des Spins ergibt sich

$$E_i^j = (i + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + E_z^j \quad i = 0, 1, 2, 3... \quad (2.5)$$

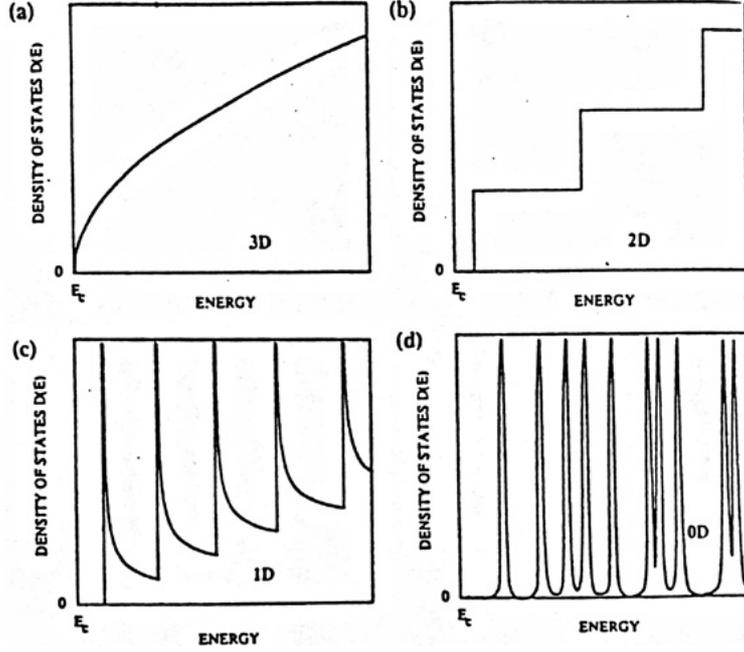


Abbildung 2.1: Zustandsdichte für a) dreidimensionale, b) quasi-zweidimensionale, c) quasi-eindimensionale und d) nulldimensionale Elektronensysteme [26].

mit der Zyklotronresonanz  $\omega_c = eB/m^*$ . Da sich die Elektronen nur noch in den Landau-Niveaus aufhalten dürfen, ist die Einteilchenzustandsdichte nicht mehr gleichmäßig über die Energie verteilt, sondern kondensiert in den Zuständen der Landau-Niveaus. Für die Anzahl der Zustände in einem spinentarteten Landau-Niveau, dem Entartungsgrad, gilt:

$$n_L = \int_{E_i^j - \frac{1}{2}\hbar\omega_c}^{E_i^j + \frac{1}{2}\hbar\omega_c} D_s(E) dE = g_s \frac{2\pi m^*}{h^2} \hbar\omega_c = g_s \frac{eB}{h}. \quad (2.6)$$

Variiert man das Magnetfeld  $B$ , kommt es zu einer Umverteilung der Elektronen, da sich sowohl die Energie als auch die Entartung der Landau-Niveaus ändert. Die sich daraus ergebende Oszillation der Fermienergie, wie sie in Abbildung 2.2 dargestellt ist, spiegelt sich zum Beispiel in Transportuntersuchungen in den Shubnikov-de-Haas Oszillationen wieder.

Die Anzahl gefüllter Landau-Niveaus berechnet sich aus der Anzahl  $n$  von Ladungsträgern pro Einheitsfläche bezogen auf den Entartungsgrad  $n_L$  eines Landau-Niveaus:

$$\frac{n}{n_L} = \frac{1}{g_s} \frac{\hbar n}{eB} =: \frac{1}{g_s} \nu. \quad (2.7)$$

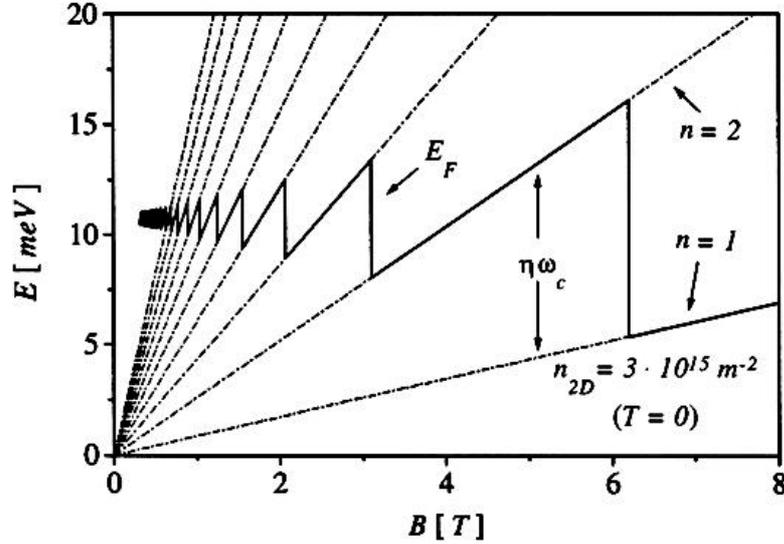


Abbildung 2.2: Magnetfelddispersion der Landau-Niveaus bei  $T = 0$  K ohne Streuverbreiterung. Die dargestellte Oszillation der Fermienergie bezieht sich auf eine Ladungsträgerdichte von  $n_{2D} = 3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ .

Der Füllfaktor  $\nu$  gibt die Anzahl spinentarteter Landau-Niveaus an. Durch Streuprozesse an Verunreinigungen und Defekten im Kristall werden die im Idealfall  $\delta$ -förmigen Landau-Niveaus verbreitert. Abbildung 2.3 zeigt die streuverbreiterte Einteilchenzustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronensystems im senkrechten Magnetfeld.

In der bisherigen Betrachtung wurde außer acht gelassen, dass im Magnetfeld die Spinartung der Landau-Niveaus aufgehoben wird (Zeeman-Aufspaltung). Berücksichtigt man diesen Effekt, so gilt für die Gesamtenergie eines Elektrons:

$$E_{i,spin}^j = \left(i + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + E_z^j + sg\mu_B B \quad (2.8)$$

mit  $s = \pm 1/2$ , dem Bohr'schen Magneton  $\mu_B$  und dem Landéfaktor  $g$ . Der Landéfaktor  $g$  beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Elektrons und dem angelegten Magnetfeld. Anhand von Spinresonanzmessungen an Leitungselektronen haben Weisbuch und Hermann den  $g$ -Faktor in Volumen-GaAs ermittelt und geben einen Wert von  $g = -0.44$  an [27]. Elektronen mit negativem Spin haben folglich im Magnetfeld eine höhere Energie als Elektronen mit  $s = +1/2$ . In Experimenten an zweidimensionalen Elektronensystemen beobachtet man jedoch einen

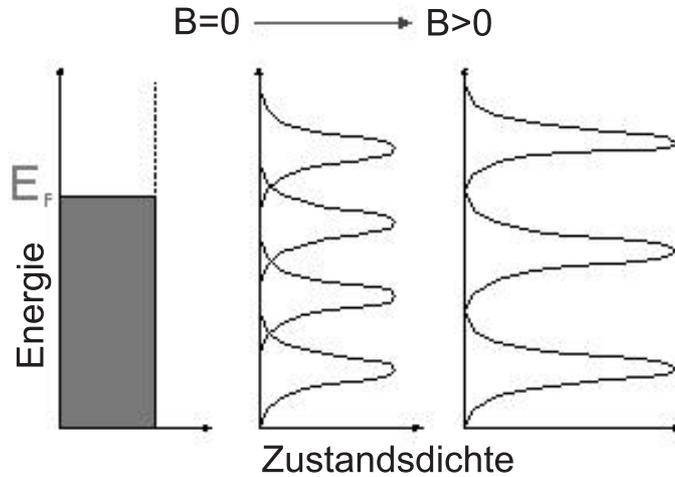


Abbildung 2.3: Zustandsdichte des untersten Subbandes eines zweidimensionalen Elektronensystems im endlichen Magnetfeld. Die zweifach-spinentarteten Landau-Niveaus sind bis zur Fermikante  $E_F$  besetzt.

erhöhten g-Faktor. In Spinresonanzmessungen an einem zweidimensionalen Elektronengas an der Grenzfläche einer  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Heterostruktur beobachten Stein et. al. einen g-Faktor von  $g^* = 0.3$ . Die Banddiskontinuität und das starke Einschlusspotential an der Grenzfläche beeinflussen die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Bändern des Halbleiters und führen zu einer Variation des g-Faktors sowohl im Bezug auf dessen Größe als auch auf dessen Vorzeichen [28]. Allerdings kann in Spinresonanzmessungen die Korrektur des g-Faktors durch Wechselwirkung der Leitungselektronen untereinander nicht beobachtet werden [28]. Dies gelingt zum Beispiel mit Hilfe von Shubnikov-de Haas Experimenten. So finden erstmals Fang und Stiles [12] in ihren Transportexperimenten an zweidimensionalen Elektronensystemen in Silizium Inversionsschichten einen im Gegensatz zum reinen Silizium erhöhten und von der Ladungsträgerdichte abhängigen effektiven g-Faktor  $g^*$  (enhanced g-factor). Janak [13] gibt als Ursache für diesen experimentellen Befund Austauschwechselwirkungen an, die immer dann erhöht sind, wenn die Besetzung zweier Spinzustände des Elektronensystems unterschiedlich ist. Diesen Umstand kann man in einem einfachen Bild verstehen, wenn man die Coulomb-Abstoßung der Elektronen in den unterschiedlichen Spinzuständen betrachtet. Aufgrund des Pauli-Prinzips haben Elektronen mit gleichem Spin eine symmetrische Spinwellenfunktion und eine antisymmetrische Ortsraumwellenfunktion, d.h. Elektronen mit gleichem Spin haben einen größeren Abstand voneinander als Elektronen mit unterschiedlichem Spin. Für das Sy-

stem ist es energetisch günstiger, wenn sich die Elektronen in Zuständen mit gleichem Spin befinden, da die Coulomb-Abstoßung zwischen den Elektronen reduziert wird. Aufgrund dieses Umstandes erhöht sich die Energieaufspaltung zwischen den Spinniveaus und man beobachtet in den Experimenten einen erhöhten, effektiven g-Faktor. Dieses Modell wird durch Berechnungen von Ando und Uemura [14] bestätigt, die das oszillierende Verhalten des g-Faktors in Abhängigkeit des Füllfaktors in einem zweidimensionalen Elektronensystem berechnen. Die Erhöhung des g-Faktors hängt von der Position des Ferminiveaus ab. Befindet es sich zwischen den Spinzuständen eines Landauniveaus, ist die Differenz der Ladungsträger zwischen Zuständen mit unterschiedlichem Spin maximal und der effektive g-Faktor erreicht seinen maximalen Wert. Der minimale g-Faktor ergibt sich, wenn das Ferminiveau zwischen den Spinzuständen unterschiedlicher Landauniveaus liegt. Der Wert des effektiven g-Faktors wird in guter Näherung durch

$$g^* \mu_B B = g \mu_B B + E_{xc} \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n_s} \quad (2.9)$$

beschrieben [29].  $E_{xc}$  ist die Austauschenergie, die in der Größenordnung der Coulombenergie liegt,  $n \uparrow$  und  $n \downarrow$  sind die Elektronendichten der unterschiedlichen Spinzustände.

Dieses Modell wurde bisher durch eine Vielzahl von Experimenten bestätigt, so zum Beispiel in Messungen der Aktivierungsenergie in Magnetotransportexperimenten [30, 31], durch direkte Spektroskopie der inelastischen Lichtstreuung [32], Magnetisierung [33], Magnetokapazität [34] und optischer Absorptionsspektroskopie [35]. Für den effektiven g-Faktor werden Werte zwischen 1 und 10 angegeben. Neben den Austauschwechselwirkungen werden andere Effekte vermutet, die zu einer Veränderung des g-Faktors führen können. Hierzu gehören unter anderem intrinsische Eigenschaften des Materialsystems [36] wie auch Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Subbändern des zweidimensionalen Elektronensystems [37]. Um die Spinaufspaltung in den spin-polarisierten Quanten-Hall Zuständen zu beschreiben, wurden von *Sondhi et. al.* neuartige Quasiteilchen vorhergesagt, so genannte Skyrmionen [38]. Skyrmionen reflektieren eine durch das Zusammenspiel von Zeeman- und Coulombenergie auftretende Spin-Textur und wurden erstmals mit Hilfe der magnetischen Kernresonanz-Spektroskopie experimentell nachgewiesen [39, 40].

## 2.2 Das eindimensionale Elektronensystem

Schränkt man die Bewegung der Elektronen in einem zweidimensionalen System in einer weiteren Richtung (x-Richtung) ein, so erhält man ein-

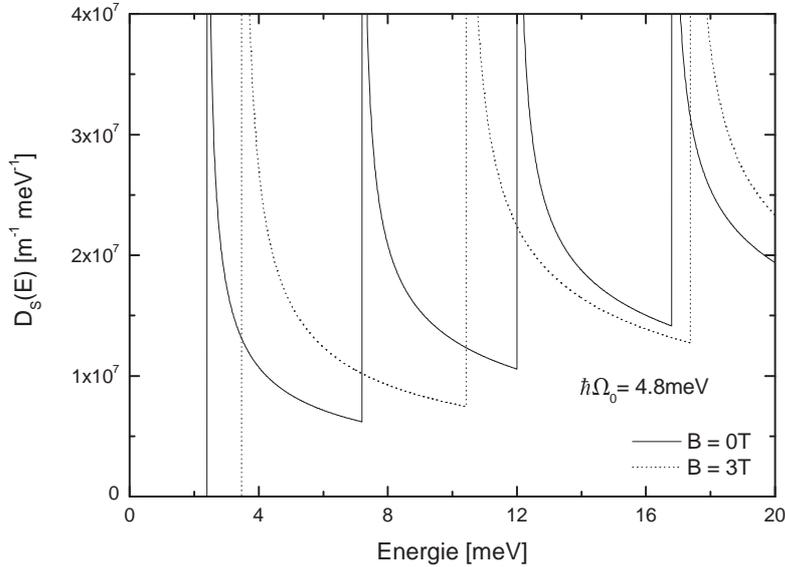


Abbildung 2.4: Zustandsdichte eines eindimensionalen Elektronensystems als Funktion der Energie bei Magnetfeldern von 0 und 3 Tesla. Für die Berechnung wurde ein effektives parabolisches Einschlusspotential mit  $\hbar\omega_0 = 4.8 \text{ meV}$  angenommen.

mensionale Elektronendrähte. Die Elektronen können sich nur noch in einer Richtung (y-Richtung) frei bewegen. Das laterale Einschlusspotential in x-Richtung  $V_{eff}$  setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Das so genannte *nackte* Potential  $V_{bare}$  wird durch alle Ladungen außerhalb des Elektronensystems erzeugt.  $V_{bare}$  berücksichtigt sowohl Ladungen auf einer Gateelektrode und in Oberflächenzuständen, als auch ionisierter Störstellen. Einen weiteren Beitrag zu  $V_{eff}$  liefert das Elektronensystem aufgrund der Coulombwechselwirkung selbst:

$$V_{eff} = V_{bare} + V_{ee}. \quad (2.10)$$

Die Lösung der zum System gehörigen Schrödingergleichung hängt von der Form des Einschlusspotentials ab und kann nur unter Annahme verschiedener Näherungen selbstkonsistent bestimmt werden. Nimmt man allerdings für die Form des Einschlusspotentials in x-Richtung einen parabolischen Verlauf

$$V_{eff} = \frac{1}{2}m^*\omega_0^2x^2. \quad (2.11)$$

an, ergibt sich für die Wellenfunktion der Elektronen in der xy-Ebene

$$\Psi_{j,k_y}(x, y) = e^{ik_y y} \Phi_j(x). \quad (2.12)$$

Die Energieeigenwerte für diese Wellenfunktion lauten

$$E_j(k_y) = E_j + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} = \hbar\omega_0(j - \frac{1}{2}) + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.13)$$

$E_j$  ist die quantisierte Energie der Elektronen in x-Richtung und wird auch als eindimensionale Subbandenergie bezeichnet. Der Abstand zweier benachbarter Subbänder ist durch  $\hbar\omega_0$  gegeben. In aktuellen Experimenten an eindimensionalen Systemen liegt der Subbandabstand typischerweise in der Größenordnung von einigen  $\hbar\omega_0/k_B = 10 \text{ K}$ , so dass Messungen bei tiefen Temperaturen die Quantisierung des Systems zeigen, wenn die elastische freie Weglänge der Elektronen wesentlich größer als die Breite des Elektronensystems ist [26]. Die Annahme eines parabolischen Einschlusspotentials bietet zudem den Vorteil, dass sich die Lösung des Systems im Magnetfeld analytisch bestimmen lässt.

Legt man senkrecht zum Elektronendraht in z-Richtung ein Magnetfeld an, so bilden sich Hybridzustände mit den folgenden Energieeigenwerten:

$$E_j(k_y) = \hbar\omega(j - \frac{1}{2}) + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 k_y^2 \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.14)$$

Für  $\omega$  gilt  $\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2$ . Die Einteilchenzustandsdichte ergibt sich zu:

$$D_s(E) = \sum_{E \geq E_j} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{g_s}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2}} \frac{1}{\sqrt{E - E_j}}. \quad (2.15)$$

Beim Übergang von einem zweidimensionalen zu einem eindimensionalen Elektronensystem ändert sich die Zustandsdichte drastisch. Während sie für den zweidimensionalen Fall innerhalb eines Subbandes konstant ist, nimmt sie in einem Elektronendraht mit  $1/\sqrt{E}$  ab (Abb. 2.1). Abbildung 2.4 zeigt die ideale Einteilchenzustandsdichte eines eindimensionalen Systems für ein effektives parabolisches Einschlusspotential von  $\hbar\omega_0 = 4.8 \text{ meV}$  mit und ohne angelegtes Magnetfeld.

Bei dem hier beschriebenen Quantendraht handelt es sich, wie schon bei den zweidimensionalen Elektronengasen diskutiert wurde, um ein quasi-eindimensionales System. Ist die Ladungsträgerdichte in den Drähten jedoch klein genug, so dass nur ein Subband besetzt ist, erhält man ein eindimensionales System. Diesen Bereich bezeichnet man als den eindimensionalen

Quantenlimes. Schon in den 80er Jahren sagte Sakaki für rein eindimensionale Elektronensysteme bei tiefen Temperaturen eine im Gegensatz zu zweidimensionalen Systemen deutlich erhöhte Ladungsträgerbeweglichkeit voraus [41]. Diese Annahme beruht auf der Tatsache, dass die Beweglichkeit bei tiefen Temperaturen durch elastische Streuprozesse dominiert wird, die im eindimensionalen Impulsraum stark unterdrückt werden.

# Kapitel 3

## Präparation

Das folgende Kapitel widmet sich dem Aufbau der verwendeten Heterostrukturen und beschreibt die wesentlichen Präparationsschritte zur Herstellung von feldeffektinduzierten Quantendrähten.

Gerade der Versuch, Elektronendrähte im Quantenlimes zu untersuchen, stellt hohe Anforderungen an den Aufbau der Heterostruktur, da der Einfluss von Störstellen hinreichend reduziert werden muss. Warum sich die hier verwendeten MIS-Strukturen im Vergleich zu anderen Heterostrukturen besonders gut eignen, wird im ersten Abschnitt dieses Kapitels diskutiert. Abschnitt 3.2 stellt die verwendeten Konzepte zur lateralen Strukturierung eines zweidimensionalen Elektronensystems mittels Feldeffektelektroden vor.

Der letzte Abschnitt beschäftigt sich mit den konkreten Präparationsschritten, die zur Herstellung von Quantendrähten in MIS-Strukturen notwendig sind. Der Schwerpunkt liegt hier insbesondere auf der Verwendung der Nanostrukturierung mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM).

### 3.1 Probenaufbau

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Heterostrukturen wurden in der MBE-Anlage des Instituts für Angewandte Physik der Universität Hamburg hergestellt. Das Verfahren der Molekularstrahlepitaxie erlaubt es, bestimmte Materialien einkristallin und versetzungsfrei aufeinanderzuwachsen. Das Materialsystem  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ <sup>1</sup> hat in dieser Hinsicht eine herausragende Bedeutung, da die Gitterkonstanten dieser beiden Halbleiter nahezu identisch sind. Aufgrund der größeren Bandlücke von  $Al_xGa_{1-x}As$  ergibt sich an einer Grenzfläche zwischen  $GaAs$  und  $Al_xGa_{1-x}As$  eine Leitungsbanddiskontinuität, die dazu genutzt werden kann, ein Einschlusspotential für ein Elektro-

---

<sup>1</sup>x gibt den prozentualen Anteil an Aluminium an.

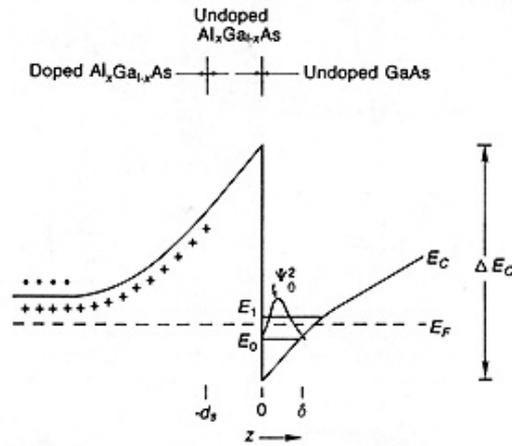


Abbildung 3.1: Leitungsbandverlauf einer typischen modulationsdotierten Heterostruktur.

nensystem in Wachstumsrichtung zu schaffen. Im Gegensatz zu dem zweidimensionalen System in einem Silizium Feldeffekttransistor, in dem das Elektronengas häufig an der relativ rauen Grenzfläche zwischen Oxid und Halbleiter entsteht, spielt im  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -System die Grenzflächenrauigkeit kaum eine Rolle, da die Grenze zwischen den beiden Halbleitern bis auf Monolagen genau definiert werden kann. In typischen  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostrukturen, wie z.B. dem HEMT (High Electron Mobility Transistor) werden die Elektronen von Donatoren in der  $Al_xGa_{1-x}As$ -Barriere geliefert (Abb. 3.1). Durch diese so genannte Modulationsdotierung [7], d.h. die Trennung der mobilen Elektronen von den Donatoren, gelingt es, die sonst bei tiefen Temperaturen dominante Streuung der Ladungsträger an Störstellen zu unterdrücken. Die ständige Optimierung der Wachstumsprozesse ermöglicht es,  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostrukturen herzustellen, in denen die Beweglichkeit der Ladungsträger bei der Temperatur von flüssigem Helium Werte im Bereich einiger  $10^7 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$  bei typischen Ladungsträgerdichten von  $n \sim 1 - 3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$  erreicht [42].

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wurden Metall-Isolator-Halbleiter Strukturen (MIS) verwendet. Das Elektronengas in MIS-Strukturen wird nicht durch eine Modulationsdotierung wie bei konventionellen Heterostrukturen, sondern, ähnlich wie bei MOSFET-Systemen mit Hilfe einer Feldeffektelektrode erzeugt. Das Probenkonzept der MIS-Strukturen weist gegenüber modulationsdotierten Heterostrukturen Vorteile bezüglich der Nanostrukturierung von Elektronensystemen auf, die im Verlauf des Abschnitts 3.2 noch diskutiert werden.

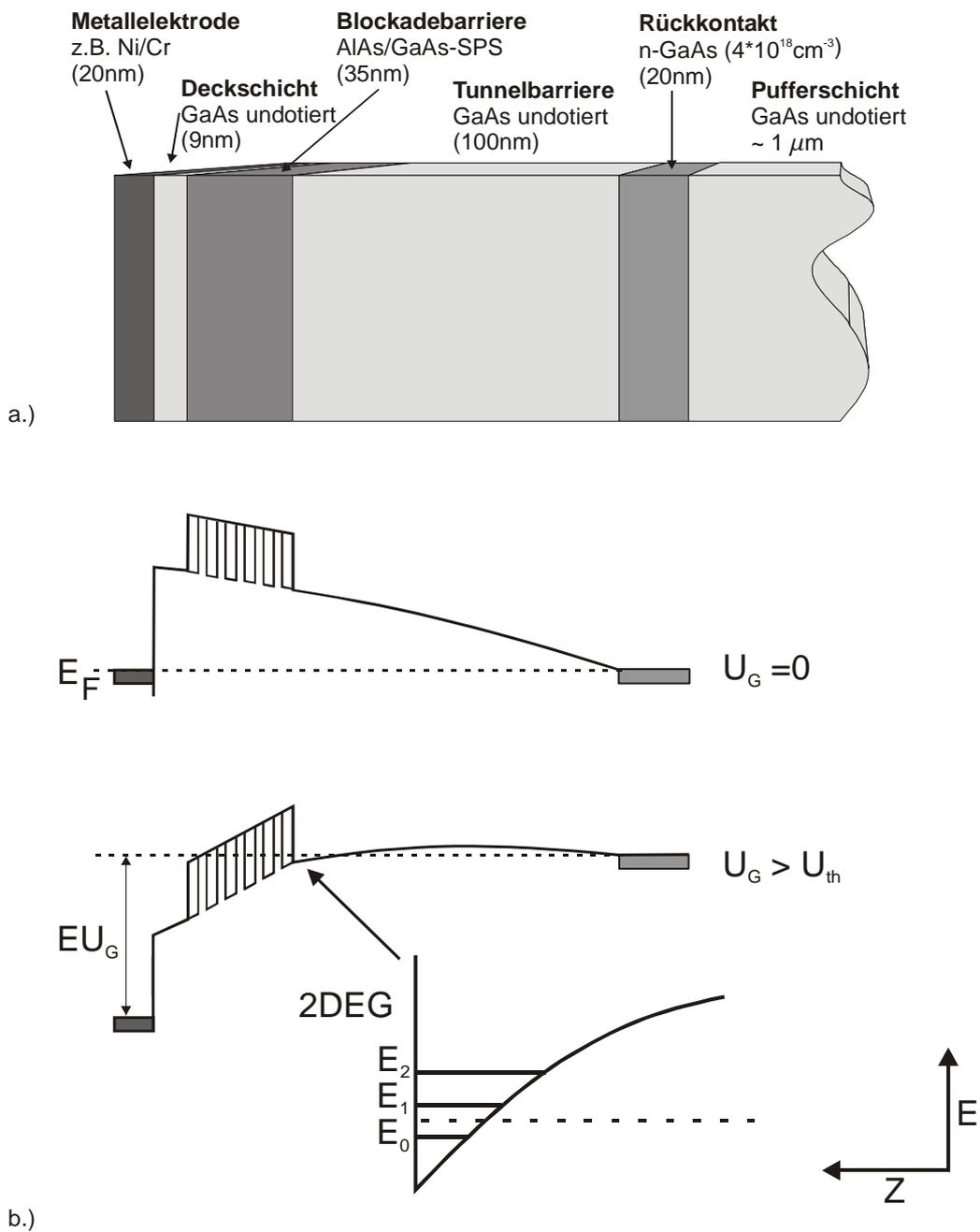


Abbildung 3.2: a.) Schichtaufbau einer typischen MIS-Struktur. Die Pufferschicht dient der räumlichen Trennung der Heterostruktur vom Substrat. b.) Verlauf des Leitungsbandes für Gatespannungen unterhalb (oben) und oberhalb (unten) der Einsatzspannung. Oberhalb der Einsatzspannung bildet sich an der Grenzfläche zwischen Tunnel- und Blockadebarriere ein in erster Näherung dreieckförmiger Potentialtopf.

Den Aufbau einer MIS-Struktur sowie der Verlauf des Leitungsbandes ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Struktur beginnt mit einem 20 nm breiten Rückkontakt, der aus einer hochdotierten Schicht GaAs besteht. Die Dotierung ist so gewählt (etwa  $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  Silizium), dass sich die Schicht auch noch bei tiefen Temperaturen metallisch verhält. Auf den Rückkontakt folgt eine flache, 100 nm dicke, Tunnelbarriere aus nominell undotiertem GaAs, die an eine Blockadebarriere aus AlAs/GaAs grenzt. Die Höhe der Tunnelbarriere wird durch die p-artige Hintergrunddotierung der MBE-Anlage bestimmt, die in einem Bereich von  $\sim 1 - 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  [43] liegt. Die Blockadebarriere wird durch ein kurzperiodisches Übergitter (Short Period Superlattice) aus alternierenden Schichten von AlAs und GaAs gebildet. Die Struktur endet mit einer Deckschicht aus 9 nm undotiertem GaAs.

Legt man eine positive Spannung  $U_G$  zwischen einer Metallelektrode an der Oberfläche und dem Rückkontakt an, kann an der Grenzfläche zwischen der Tunnel- und der Blockadebarriere ein quasi-zweidimensionales Elektronengas erzeugt werden. Sinkt das Leitungsband an dieser Grenzfläche unter die Fermi-Energie des Rückkontaktes, können Elektronen aus dem Rückkontakt in die Zustände an der Grenzfläche zur Blockadebarriere tunneln. Der Wert von  $U_G$ , bei dem sich das Elektronensystem bildet, wird als Schwellspannung  $U_{th}$  bezeichnet. Mit  $U_G \geq U_{th}$  lässt sich die Ladungsträgerdichte an der Grenzschicht durchstimmen. Da sich nur unterhalb der Feldeffektelektrode ein Elektronensystem ausbildet, kann man direkt durch laterale Strukturierung der Elektrode eine Strukturierung des darunter liegenden Elektronensystems erreichen.

## 3.2 Laterale Strukturierung durch Feldeffekt

Zur Realisierung von Quantendrähten in MIS-Strukturen wurden interdigitale Feldeffektelektroden verwendet, wie sie in Abbildung 3.3 dargestellt sind. Sie bestehen aus einer stimmgabelförmigen, äußeren Elektrode und einer Zentralelektrode. Durch das Anlegen einer Spannung  $U_{conf}$  zwischen den äußeren Metallstreifen und der Zentralelektrode lässt sich am Ort des Elektronensystems ein abstimmbares Einschlusspotential erzeugen. Mit einer zweiten Spannung  $U_G$  zwischen Zentralelektrode und Rückkontakt wird die Ladungsträgerdichte in dem eindimensionalen Elektronensystem durchgestimmt. Die Erzeugung eines feldeffektinduzierten Einschlusspotentials besitzt gegenüber der lateralen Strukturierung des Elektronensystems durch Ätzprozesse den Vorteil, dass keine zusätzlichen Störstellen und offene Oberflächen erzeugt werden. Außerdem erlaubt die verwendete Anordnung, sowohl das Einschlusspotential als auch die Ladungsträgerdichte in den Drähten na-

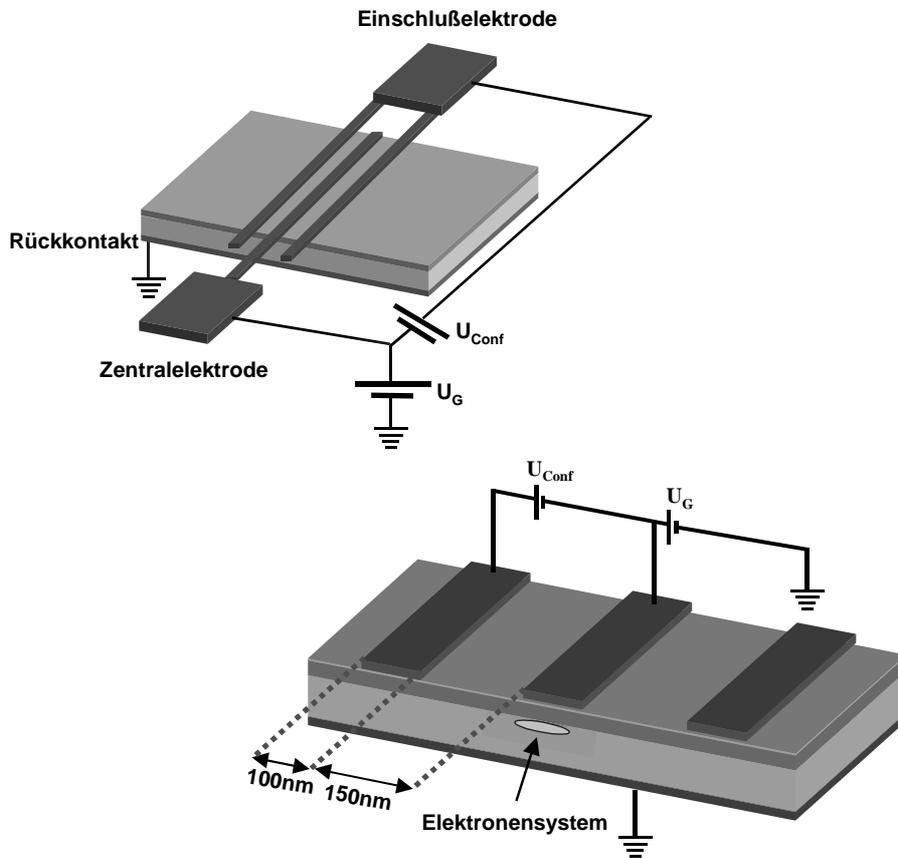


Abbildung 3.3: Schematische Ansicht eines feldeffektinduzierten Quantendrahtes. Der obere Teil der Grafik zeigt eine Übersicht der Struktur. Zwischen der Zentralelektrode und dem Rückkontakt wird die Gatespannung  $U_G$  angelegt. Die Einschlußelektroden umschließen die Zentralelektrode und bilden eine Art Stimmgabel. Der Rückkontakt ist nur in dem Bereich direkt unter den Elektroden kontaktiert. Das Elektronensystem bildet sich unter der Zentralelektrode (unteres Bild). Durch Variation der Einschlußspannung  $U_{Conf}$  relativ zur Zentralelektrode wird das Einschlußpotential des Quantendrahtes durchgestimmt.

hezu unabhängig voneinander zu kontrollieren.

Die unabhängige Kontrolle der beiden Größen stellt einen entscheidenden Vorteil gegenüber der Verwendung von modulationsdotierten Heterostrukturen dar. In Arbeiten von *Thornton et. al.* [44] werden zum Beispiel schmale Elektronenkanäle in HEMT's untersucht. Auch hier kommen strukturierte Feldeffektelektroden zum Einsatz, allerdings dienen sie der Verarmung des

Elektronensystems und ermöglichen keine unabhängige Kontrolle von Einschlusspotential und Ladungsträgerdichte. Ähnliches gilt für Quantendrähte, die durch die laterale Strukturierung des Kristalls erzeugt werden [45, 46, 47]. Aufgrund der undotierten Barriere kann weiterhin der Abstand zwischen Oberfläche und Elektronensystem sehr klein gewählt werden, ohne die Beweglichkeit der Elektronen maßgeblich zu beeinflussen. Durch den geringeren Abstand gelingt es, stärkere Einschlusspotentiale in diesen Strukturen zu definieren.

Ein weiterer Vorteil in der Verwendung von MIS-Strukturen liegt in der Größe des Abstandes zwischen Elektronensystem und dem dotierten Rückkontakt. Im Gegensatz zu den modulationsdotierten Systemen, in denen insbesondere im Grenzfall kleiner Ladungsträgerdichten die ionisierten Donatoren zu Potentialfluktuationen im Bereich des Elektronengases führen [48], lassen sich in MIS-Strukturen auch noch bei kleinen Dichten wohldefinierte Einschlusspotentiale erzeugen. Diese Tatsache eröffnet insbesondere die Möglichkeit, Elektronendrähte im Bereich des Quantenlimes zu untersuchen.

### 3.3 Herstellung von Quantendrähten

Der folgende Abschnitt beschreibt die Herstellung von Quantendrähten in MIS-Strukturen mittels hochauflöser Elektronenstrahlolithographie. Grundlegende Präparationsverfahren, wie z.B. das Aufschleudern von Lacken, Aufdampfen von Metallisierungen oder das Lift-Off Verfahren werden nur dann ausführlich erläutert, wenn sie von üblichen Vorgehensweisen abweichen. Diese Verfahren sind an vielen Stellen ausführlich erläutert [49, 50, 51, 52]. Abbildung 3.4 skizziert den Ablauf der Präparation. Die genauen Parameter der einzelnen Schritte befinden sich in Anhang A.

Die Präparation besteht im Wesentlichen aus drei Schritten. Zunächst werden auf der zu untersuchenden MIS-Struktur durch optische Lithographie metallisierte Bereiche definiert, die zum einen den Rückkontakt anschließen und zum anderen die Zuleitungen zu einem Schreibfeld bilden. Der zweite Schritt dient der eigentlichen Nanostrukturierung des Elektronensystems. Mit Hilfe der hochauflösenden Elektronenstrahlolithographie werden in dem Schreibfeld dünne Metallstege aus Titan hergestellt, die die Einschluss- und Zentralelektroden des Quantendrahtes bilden. Der letzte Präparationsschritt sorgt dafür, dass der Rückkontakt an verschiedenen Stellen der Probe entfernt wird. Hierdurch werden zum einen Kurzschlüsse zwischen den Kontakten vermieden. Weiterhin wird sichergestellt, dass nur das Elektronensystem unter der Zentralelektrode zum Kapazitätssignal beiträgt und keine zusätzlichen zweidimensionalen Systeme zwischen den Zuleitungen und dem Rückkontakt

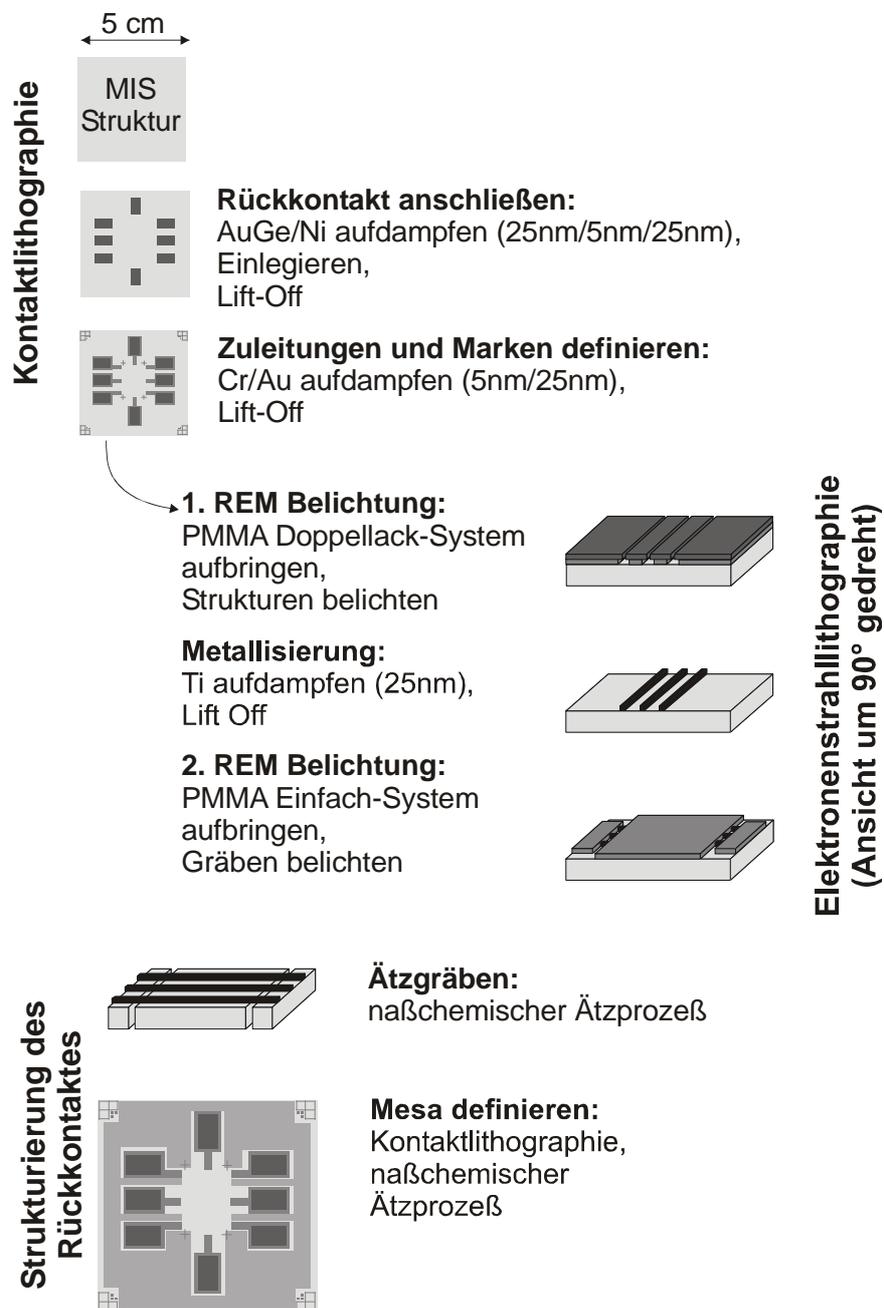


Abbildung 3.4: Diagramm zum Ablauf der Präparation. Der Ablauf unterteilt sich in drei wesentliche Schritte: Kontaktlithographie (oben), Elektronenstrahlolithographie (Mitte) und Strukturierung des Rückkontaktes (unten).

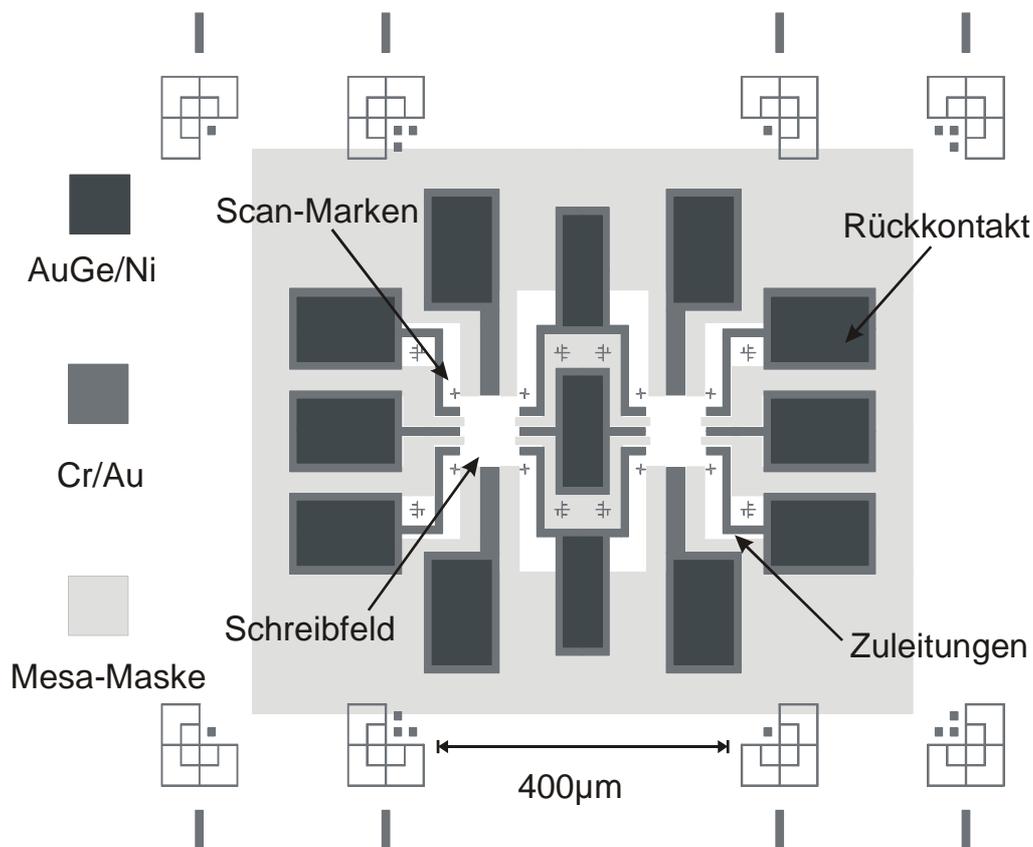


Abbildung 3.5: Maskensatz für die Kontaktlithographie. Es werden die Anschlüsse an den Rückkontakt, die Zuleitungen zu den  $100 \times 100 \mu\text{m}$  großen Schreibfeldern und die Mesa zur Strukturierung des Rückkontaktes definiert. Die Marken dienen bei der REM-Lithographie zur Orientierung und ermöglichen eine bis zu einem Mikrometer genaue Ausrichtung der Drähte.

erzeugt werden.

### 3.3.1 Optische Kontaktlithographie

Die Kontaktlithographie wird verwendet, um Strukturen in der Größe von  $\geq 1 \mu\text{m}$  zu definieren. Die verwendeten Masken bestehen aus einer auf einem Glassubstrat aufgetragenen Chromschicht. Die Proben werden mit einem lichtempfindlichen Lack versehen, in den mit Hilfe eines Mask-Aligners die Maske übertragen wird. Für die Präparation von feldeffektinduzierten Quantendrähten wird der in Abbildung 3.5 dargestellte Maskensatz verwendet. Er wurde von Dieter Schmerek [51] im Rahmen seiner Doktorarbeit

erstellt.

Insgesamt werden drei Präparationsschritte mit Hilfe der Kontaktlithographie durchgeführt. In einem ersten Lithographie-Schritt werden die Flächen definiert, an denen der Rückkontakt der MIS-Struktur angeschlossen wird. Es wird eine Metallisierung aus AuGe/Ni aufgebracht und nach einem Lift-Off Prozess einlegiert. Um zu gewährleisten, dass auch die Bereiche des Rückkontaktes, die bei den Kapazitätsmessungen keinen Beitrag zum Signal leisten, auf einem definierten Potential liegen, werden auch die Kontakte einlegiert, mit denen die Feldeffektelektroden angeschlossen werden. Die einlegierten Metallflächen bilden zudem eine stabilere Grundlage für die spätere Ankontaktierung der Probe mittels gebondeten Metalldrähten.

Der zweite Schritt definiert gleichzeitig einen Satz von Orientierungsmarken für die spätere Nanostrukturierung mit dem REM, die Zuleitungen zu den Zentral- und Einschlusselektroden sowie eine weitere Metallisierung der AuGe/Ni Flächen, damit später die Drähte zum Anschluss der Probe an den Messaufbau besser haften. Wie in Abbildung 3.5 zu erkennen ist, münden die Zuleitungen jeweils in einem  $100 \times 100 \mu\text{m}$  Feld, in dem später mit dem REM die Feldeffektelektroden strukturiert werden. Mit Hilfe der Orientierungsmarken ist es möglich, die mit dem REM erstellten Strukturen bis auf einen Mikrometer genau an den optisch erstellten Strukturen auszurichten. Die Probe wird nach dem zweiten Lithographie-Schritt mit Cr/Au metallisiert.

Der dritte optische Lithographie-Schritt erfolgt nach der Nanostrukturierung mit dem REM und wird in Abschnitt 3.3.3 erläutert.

### **3.3.2 Nanostrukturierung mit dem Elektronenmikroskop**

Mit Hilfe des REM ist es nicht nur möglich, kleinste Strukturen im Bereich einiger Nanometern abzubilden. Unter Verwendung von elektronenempfindlichen Lacken kann es auch zur direkten Nanostrukturierung von Oberflächen verwendet werden. Der Vorteil dieser Strukturierungsmethode liegt in dem hohen Auflösungsvermögen. Ein Nachteil dieser Technik stellt die sequentielle Belichtung der gewünschten Strukturen dar, welche im Gegensatz zu parallelen Verfahren wie der Kontaktlithographie zu wesentlich längeren Prozesszeiten führt.

Bei dem am Institut verfügbaren REM handelt es sich um ein Gerät der Firma Zeiss (DSM 962), welches speziell für die Elektronenstrahlithographie mit einer Ansteuerungselektronik der Firma Raith ausgerüstet wurde. Im Gegensatz zu einem herkömmlichen Gerät benötigt ein Lithographie-System

folgende Erweiterungen:

- Steuerung der Ablenkspulen
- Einrichtung zur Ausblendung des Elektronenstrahls
- Rechnergestützte Belichtungssteuerung

Die Steuerung der Ablenkspulen, die es ermöglichen, den Elektronenstrahl entsprechend der lateralen Geometrie über die Probe zu führen, geschieht durch zwei 16Bit-Digital/Analog-Wandler (D/A-Wandler). Die Auflösung der D/A-Wandler führt zu einer maximalen Rasterung der Belichtungsmaske von 65536 Punkten in der jeweilige Richtung. Die D/A-Wandler geben mit ihrer Taktfrequenz auch die kleinstmögliche Belichtungszeit pro Rasterpunkt vor (hier 375 ns). Um den Elektronenstrahl nur an definierten Orten auf der Probe ein- und auszuschalten, befindet sich im Strahlengang des REM ein Kondensator in Form einer Schlitzblende. Das Ausblenden (beam blanking) erfolgt durch das Anlegen einer Gleichspannung von ca. 200 V. Um eine fehlerfreie Belichtung zu sichern, muss die Zeit, um den Strahl auszublenden, kleiner als die Belichtungszeit für einen Rasterpunkt sein. Aus diesem Grunde wurden alle Strukturen in dieser Arbeit in vektorieller Form belichtet. Im Gegensatz zum rasterförmigen Modus, in dem die gesamte Maske Zeile für Zeile abgefahren wird, wird in diesem Modus jede in sich geschlossene Struktur vollständig belichtet (Abb. 3.6).

Der gesamte Prozess wird von einem zum System gehörenden Rechner verwaltet, der die Ansteuerung sowohl der D/A-Wandler als auch der Schlitzblende übernimmt. Die Masken liegen in Form einer Datenbank im GDSII-Format vor. Für das Design der Strukturen wurde ein von Dieter Schmarek entworfener Maskeneditor verwendet [51], der es im Gegensatz zu dem von Raith mitgelieferten Editor erlaubt, die Reihenfolge der belichteten Strukturen festzulegen.

Um die Maske auf die Oberfläche der Probe zu übertragen, wird die Probe mit einer elektronenempfindlichen Lackschicht versehen. Hierbei handelt es sich um Polymethylmethacrylat (PMMA), einem Polymer, das aus langen Ketten von Monomeren besteht. Bei Energiezufuhr durch den Elektronenbeschuss werden die Monomerketten aufgebrochen und können durch die Verwendung von alkoholischen Lösungen als Entwickler von der Probe entfernt werden. Der PMMA wird im Wesentlichen durch zwei Faktoren charakterisiert. Der Feststoffgehalt des PMMA bestimmt den Bereich der erzielbaren Schichtdicken, mit denen sich der Lack aufschleudern lässt. Die Empfindlichkeit und der Kontrast der belichteten Strukturen wird durch das Molekulargewicht des PMMA bestimmt. Das Molekulargewicht  $M$  kommerziell

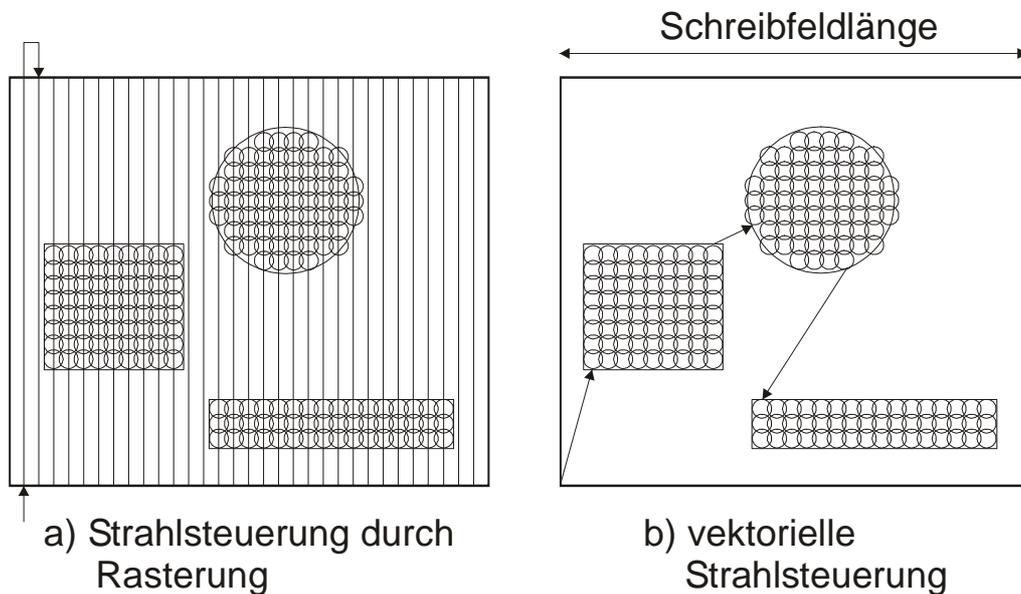


Abbildung 3.6: Prinzip der rasterförmigen (a) und vektoriellen (b) Strahlsteuerung.

hergestellter Lacke liegt in einem Bereich von

$$50.000 \text{ g/mol} \leq M \leq 1.500.000 \text{ g/mol}. \quad (3.1)$$

Ein höheres Molekulargewicht bedeutet einen höheren Vernetzungsgrad des Polymers, was sich anschaulich am besten durch eine erhöhte Polymerkettenlänge erklärt. Unter Einbezug des Entwicklungsprozesses besitzen Lacke niedrigen Molekulargewichts eine größere Empfindlichkeit als höhermolekulare Lacke bei ansonsten gleicher chemischer Zusammensetzung. Aus diesem Grund ist es möglich, mehrschichtige Lacksysteme zu verwenden, bei denen das Profil der belichteten Struktur durch die Verwendung von PMMA mit unterschiedlichen Molekulargewichten gesteuert werden kann. Speziell für Lift-Off Prozesse wird ein zweischichtiges System verwendet. Die erste Schicht besteht aus einem empfindlichen Lack niedrigen Molekulargewichts und die zweite aus einem weniger empfindlichen Lack höheren Molekulargewichts. Die Verwendung dieses Systems führt zu steilen, bis hin zu unterkehligen Lackprofilen.

Für die Herstellung der feldeffektinduzierten Quantendrähte sind zwei Lithographie-Schritte mit dem REM notwendig. Abbildung. 3.7 zeigt als Beispiel den Maskensatz für die Belichtung dreier Einzeldrahtstrukturen und den dazugehörigen Ätzgräben. Die Feldeffektelektroden werden in diesem Fall durch schmale Rechtecke definiert, die die Zentral- und die Einschluss-

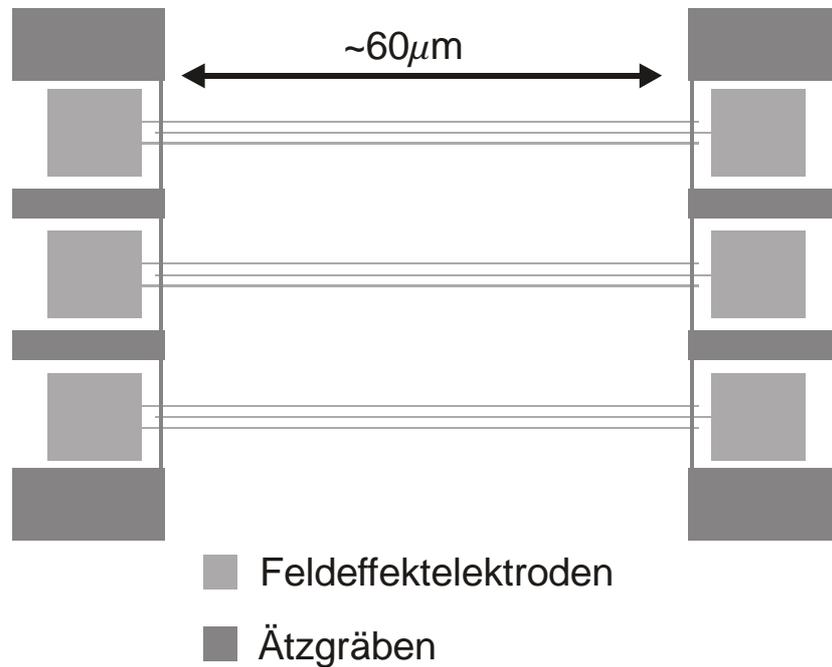


Abbildung 3.7: REM-Maskensatz zur Herstellung dreier Einzeldrahtstrukturen und den dazugehörigen Ätzgräben.

selektroden der Einzeldrahtstruktur bilden. Um ganze Felder von Drähten mit einer Gesamtlänge von mehr als einem Millimeter herzustellen, wurden die Einzeldrahtstrukturen periodisch fortgesetzt. Die verwendete Vergrößerung von  $\times 700$  ergibt bei 16-Bit Auflösung einen Pixel-Abstand von  $1,5\text{ nm}$ . Die Breite der Rechtecke beträgt typischerweise 12-24 Pixel. Da der PMMA-Lack nicht nur durch die einfallenden, sondern auch durch im Substrat zurückgestreuten Elektronen belichtet wird, ist die resultierende Breite der Drähte deutlich größer. Die aus diesem so genannte Proximity-Effekt [53] resultierenden Breiten der Feldeffektelektroden liegen je nach den verwendeten Belichtungsparametern bei ca.  $100\text{-}200\text{ nm}$ . Die Abstände zwischen den Drähten bewegen sich in derselben Größenordnung.

Auf einem Schreibfeld werden insgesamt drei Quantendraht-Strukturen belichtet. Dies geschieht zum einen aus Gründen der Redundanz, da es durch Schwankungen des Strahlstroms während der Belichtung oder auch durch Haftprobleme der Drahtmetallisierung immer wieder zu Ausfällen einzelner Strukturen kommt. Einen weiteren Grund stellt die Verwendung der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Brückenmesstechnik dar. Hierfür ist es notwendig, zwei identische Drahtstrukturen auf einer Probe zu definieren.

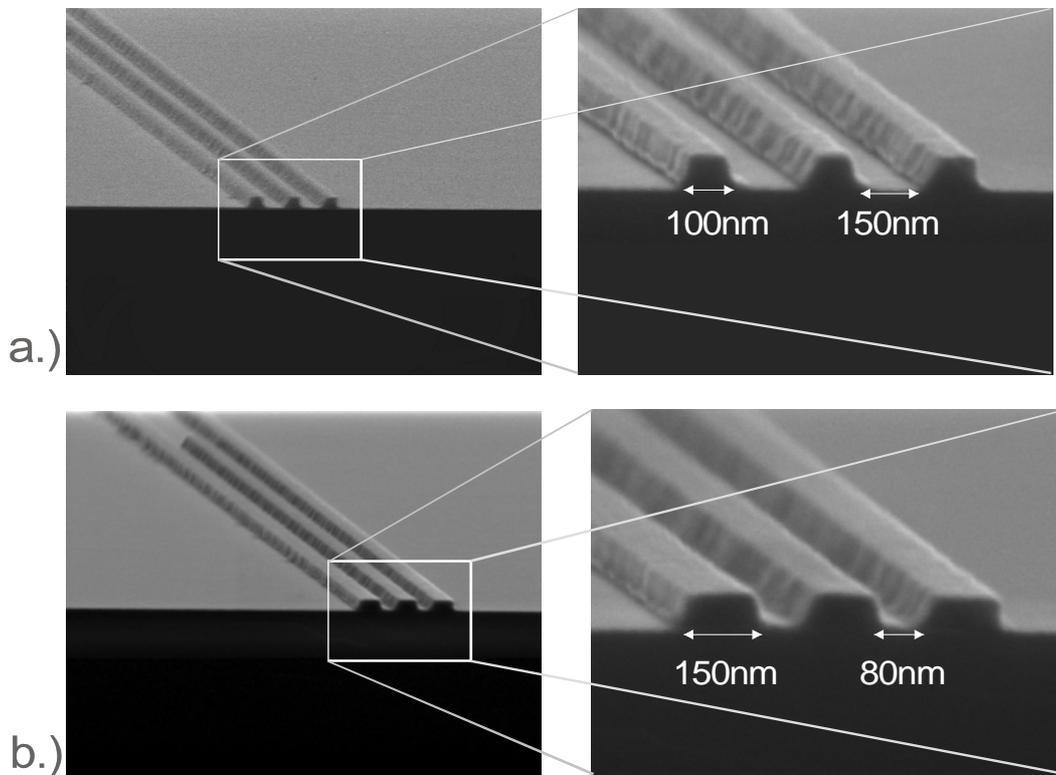


Abbildung 3.8: Aufnahmen von Einzeldrahtstrukturen. Die REM-Aufnahmen zeigen zwei Einzeldrähte verschiedener Breite nach der Metallisierung und dem anschließenden Lift-Off. Die Probe wurde senkrecht zu den Drähten gebrochen.

Anhand der Marken, die das Schreibfeld umgeben, werden die Drähte so positioniert, dass sie an den vorher definierten Leiterbahnen (s.a. Abschn. 3.3.1) angeschlossen werden. Nach dem Belichten der Drahtstrukturen wird die Probe mit einer 25 nm starken Metallisierung aus Titan versehen.

Abbildung 3.8 zeigt zwei Einzeldrahtstrukturen mit unterschiedlichen Tastverhältnissen. Die Breite der Elektroden beträgt 100 nm (bzw. 150 nm) und die Abstände 150 nm (bzw. 80 nm). Die Länge eines Einzeldrahtes liegt bei etwa  $60 \mu\text{m}$ . Da es sich hierbei um Teststrukturen handelt, wurde die Höhe der aufgetragenen Metallisierung deutlich vergrößert, um bessere Aufnahmen mit dem REM machen zu können.

Der zweite Belichtungsschritt mit dem REM dient der Strukturierung des Rückkontaktes. Für diesen Schritt reicht es aus, die Probe mit einer einfachen Schicht aus PMMA hohen Molekulargewichts zu versehen, da die belichteten Strukturen zwischen 500 nm und  $1 \mu\text{m}$  liegen und kein weiterer

Lift-Off Prozess notwendig ist.

### 3.3.3 Strukturierung des Rückkontaktes

Durch die Strukturierung des Rückkontaktes sollen die parasitären Kapazitäten in der Struktur so klein wie möglich gehalten werden. Weiterhin muss verhindert werden, dass sich unter den Zuleitungen zum Schreibfeld zweidimensionale Elektronengase bilden, die das Signal der Quantendrähte überlagern. Daher wird der Rückkontakt durch nasschemische Ätzprozesse an definierten Orten der Probe entfernt, so dass nur noch der Bereich der Probe zum Kapazitätssignal beiträgt, der sich unter den streifenförmigen Feldeffektelektroden befindet.

Nachdem mit dem Elektronenmikroskop in einem ersten Lithographieschritt die Feldeffektelektroden hergestellt wurden, werden in einem zweiten Schritt die so genannten Ätzgräben definiert. Das Layout der verwendeten Maske zeigt Abb. 3.7. Senkrecht zu den Drahtelektroden wird ein etwa 500 nm breiter Graben in den PMMA-Lack geschrieben, der in einem anschließenden selektiven nasschemischen Ätzprozess in die Halbleiterbereiche der MIS-Struktur übertragen wird. Die Metallisierung bleibt ungeätzt. Aufgrund der Isotropie des Prozesses werden die metallischen Elektroden unterätzt und bilden eine Brücke über den Ätzgraben. Die Breite des Grabens beträgt einige  $\mu\text{m}$ .

Die Aufnahmen in Abbildung 3.9 belegen, dass die Feldeffektelektroden auch noch über Gräben von mehreren  $\mu\text{m}$  Breite stabile Brücken bilden. In der oberen Aufnahme ist eine Einzeldraht-Struktur in der Seitenansicht abgebildet, die untere Aufnahme zeigt ein Feld von 22 Drähten in der Aufsicht. Die aus Titan bestehenden 120 nm breiten und 25 nm hohen Metallstege überspannen die mehrere  $\mu\text{m}$  breiten Ätzgräben. Auch während des später erfolgenden Abkühlens der Proben auf die Temperatur flüssigen Heliums zerreißen die Brücken nicht.

Im Zuge der Präparation verschiedener Proben kam es zeitweilig zu unkontrollierten Ätzprozessen, in denen die Feldeffektelektroden massiv unterätzt wurden. Ursache hierfür könnte zum Beispiel eine Oxidschicht auf der Oberfläche der Probe sein, die durch den nasschemischen Ätzprozess wesentlich schneller als das GaAs entfernt wird. Dieses Problem konnte durch das Einführen von aufwendigen Reinigungsprozeduren vor dem Aufschleudern der Lacke und dem Aufdampfen der Metallisierung weitestgehend behoben werden (siehe Präparationsparameter im Anhang). Abbildung 3.10 zeigt typische Aufnahmen von massiv unterätzten Brücken. Wie insbesondere in der rechten Aufnahme zu erkennen ist, haben sich trotz des erweiterten Ätzgrabens Brücken über eine Länge von mehreren 10  $\mu\text{m}$  ausgebildet, die auch nach-

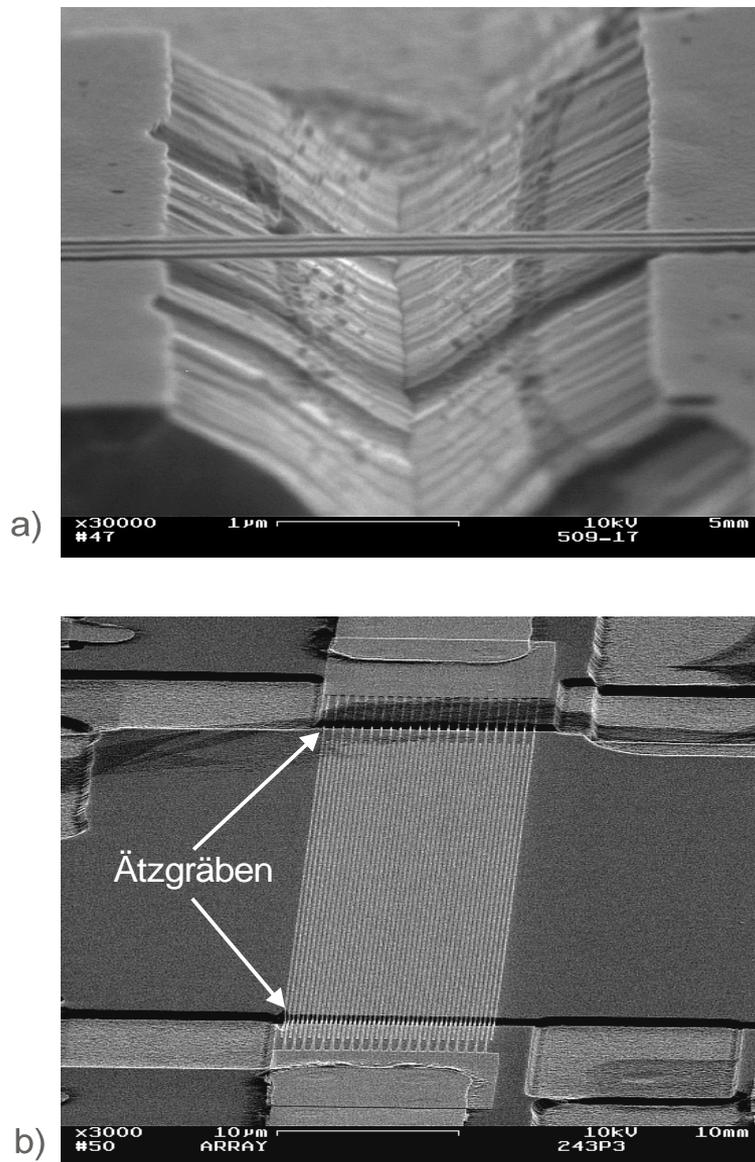


Abbildung 3.9: a.) Seitenansicht eines Einzeldrahtes, der einen Ätzgraben überspannt. Der Graben ist etwa  $3\ \mu\text{m}$  breit. b.) Aufsicht auf ein Drahtarray. Oben und unten im Bild sind die Leiterbahnen zu den Kontaktflächen und die Ätzgräben zu erkennen.

folgenden Reinigungsschritten in einem Ultraschallbad standhielten. Diese Tatsache zeigt, welchen erstaunlichen Belastungen diese schmalen Metallstege standhalten.

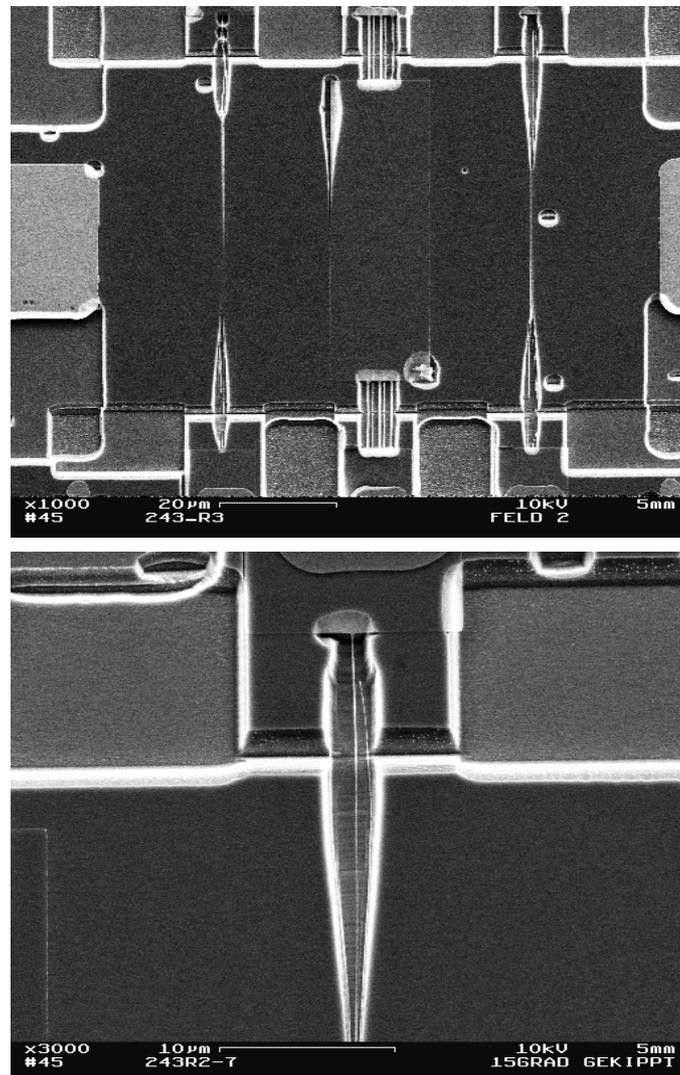


Abbildung 3.10: Die Aufnahmen zeigen Drahtstrukturen, bei denen es während der Strukturierung des Rückkontaktes zu unerwünschten massiven Unterätzungen kam. Deutlich ist zu erkennen, dass die Unterätzungen entlang der Elektroden weit in das Schreibfeld hineinreichen.

In einem letzten Präparationsschritt wird der Rückkontakt großflächig um das Schreibfeld herum entfernt. Die Probe wird mit einer Schicht Photolack versehen und in einem optischen Lithographie-Schritt werden die Bereiche definiert, in denen durch einen letzten nasschemischen Ätzschritt der Rückkontakt getrennt werden soll. Dieser Bereich ist in Abbildung 3.5 ge-

zeigt. Zum einen werden so die Kurzschlüsse, die durch das Einlegieren der Kontaktflächen entstanden sind, aufgehoben. Die optische Maske reicht bis in das Schreibfeld hinein, so dass ein Überlapp zwischen dem letzten optischen und dem vorherigen Strukturierungsschritt mit dem Elektronenmikroskop vorhanden ist.

# Kapitel 4

## Messmethoden

In diesem Kapitel werden zunächst die verwendeten Methoden beschrieben, mit denen die Kapazitätsspektroskopie an den Quantendrähten durchgeführt wurde. Insbesondere bei den Messungen des g-Faktors wurden Proben mit Hilfe eines He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup>-Mischkryostaten auf eine Temperatur von  $\sim 100$  mK abgekühlt und untersucht. Das Funktionsprinzip eines solchen Heliumverdünnungskühlers wird zum Ende dieses Kapitels beschrieben.

### 4.1 Kapazitätsspektroskopie

Wie schon in der Einleitung erwähnt, stellt die Kapazitätsspektroskopie eine hervorragende Methode dar, um die Zustandsdichte niedrigdimensionaler Elektronensysteme zu untersuchen. Die verglichen mit der metallischer Systeme relativ geringe Zustandsdichte führt dazu, dass eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte eine deutliche Änderung des chemischen Potentials  $\mu$  zur Folge hat. Die Kapazität des Elektronensystems bezüglich einer externen Elektrode hängt somit messbar von der thermodynamischen Zustandsdichte des Elektronensystems ab. Alternativ lässt sich die Zustandsdichte eines Elektronensystems z.B. auch über Messungen der spezifischen Wärme [54, 55] oder der Magnetisierung [56] bestimmen. Insbesondere seien hier die Experimente von *Eisenstein et. al.* [25] erwähnt, in denen sowohl die Größe als auch das Vorzeichen der Kompressibilität eines zweidimensionalen Elektronengases bestimmt wird. In den Experimenten zeigt sich, dass die zur thermodynamischen Zustandsdichte proportionale Kompressibilität im Limes kleiner Ladungsträgerdichten negativ wird. Dieser Befund wird auf den Einfluss von Vielteilcheneffekten zurückgeführt. Allerdings kann sich die magnetfeldabhängige Leitfähigkeit des zweidimensionalen Elektronensystems als ein prinzipielles Problem dieser Messmethode erweisen.

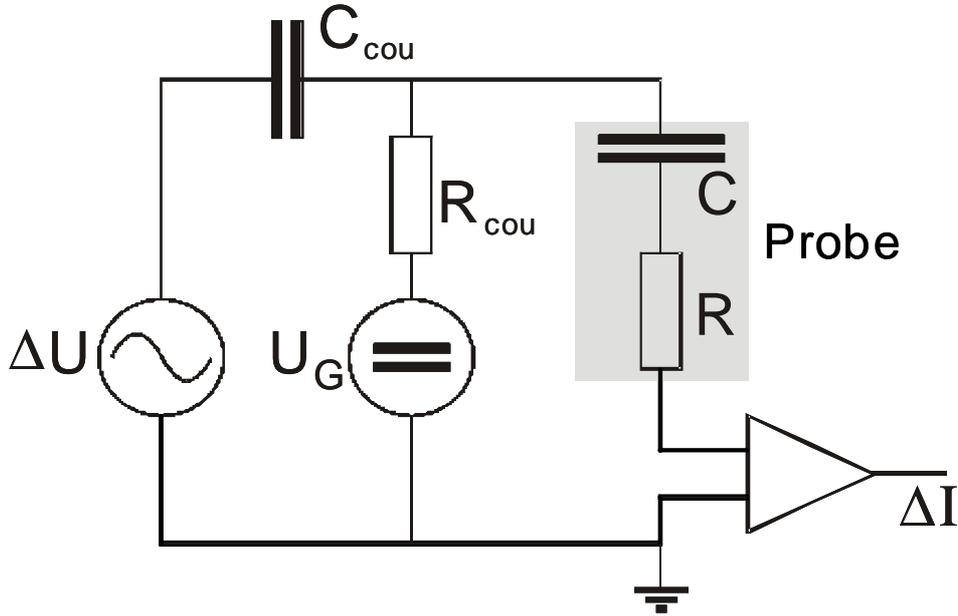


Abbildung 4.1: Schematischer Messaufbau. Die Wechselspannung  $\Delta U$  wird über den Kondensator  $C_{cou}$  der Gleichspannung  $U_G$  aufmoduliert. Die Probe ist als Ersatzschaltung aus dem Kondensator  $C$  und dem Widerstand  $R$  dargestellt.  $\Delta I$  ist das Messsignal.

Das Prinzip der klassischen Kapazitätsspektroskopie besteht darin, den differentiellen Leitwert zwischen dem Elektronengas der Probe und einer metallischen Feldeffektelektrode in Abhängigkeit einer Gleichspannung  $U_G$  zu messen. Den experimentellen Aufbau zeigt Abbildung 4.1. Die MIS-Struktur wird als eine Reihenschaltung aus der Kapazität  $C = dQ/dU$  und einem Widerstand  $R$  dargestellt. Über einen Hochpass ( $R_{cou}, C_{cou}$ ) wird auf die Gatespannung  $U_G$  die Wechselspannung  $\Delta U$  mit der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  aufmoduliert. Der aus der Wechselspannung resultierende Wechselstrom  $\Delta I$  wird mit Hilfe der phasensensitiven Lock-In Technik gemessen. Der um  $90^\circ$  zur Modulationsspannung phasenverschobene Strom wird als kapazitives, das In-Phase Signal als resistives Signal bezeichnet. Üblicherweise wird die interne Phase des Lock-In so eingestellt, dass die Außer-Phase Komponente auf dem X-Signal und die In-Phase Komponente auf dem Y-Signal liegt. Für die Admittanz der Reihenschaltung aus  $R$  und  $C$  ergibt sich

$$Y = \frac{\Delta I}{\Delta U} = \frac{1}{R} \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} + i\omega C \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} \quad \text{mit } \tau = RC. \quad (4.1)$$

Wird das Elektronensystem über einen Widerstand  $R$  geladen, so ist das

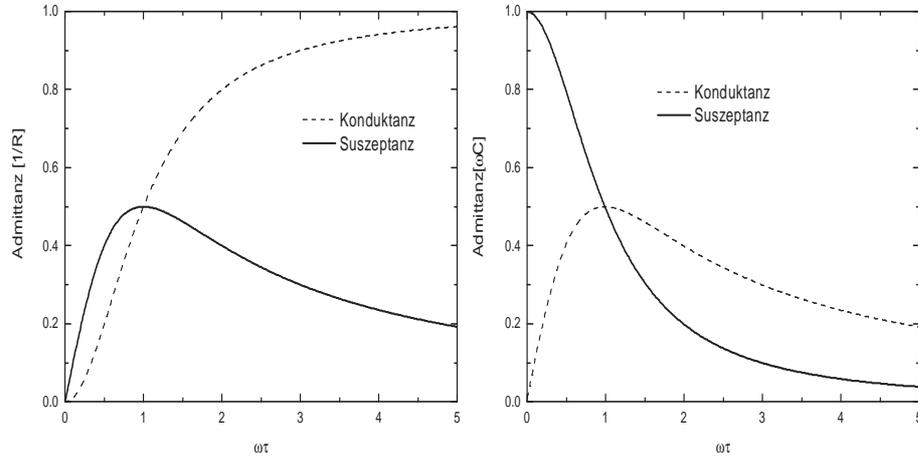


Abbildung 4.2: Admittanz einer Reihenschaltung aus einem Kondensator  $C$  und einem Widerstand  $R$ . Aufgetragen sind jeweils der Realteil (Konduktanz) und Imaginäranteil (Suszeptanz) der Admittanz in den Einheiten  $1/R$ , bzw.  $\omega C$ .

Messsignal nur dann proportional zur Kapazität, wenn die Impedanz  $1/\omega C$  des Kondensators deutlich größer als  $R$  ist (Abb. 4.2). In einer gewöhnlichen Heterostruktur, in der das Elektronengas lateral ankontaktiert werden muss [57], stellt das Elektronengas selbst den Ladewiderstand dar. Aufgrund der starken Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeit eines hochbeweglichen Elektronengases ist es selbst bei kleinen Modulationsfrequenzen nicht möglich, die Kapazität des Elektronensystems zu bestimmen. Ähnliche Probleme treten auch bei den oben erwähnten Messungen von *Eisenstein et. al.* im hohen Magnetfeld auf. Anders verhält es sich bei den hier verwendeten MIS-Strukturen, da die Elektronen vertikal aus dem Rückkontakt über die Tunnelbarriere in das Elektronengas injiziert werden. Während das System geladen wird, fließt innerhalb des Elektronensystems kein lateraler Strom. Aufgrund der hohen Dotierung und der geringen Beweglichkeit der Elektronen bleibt der Widerstand des Rückkontaktes bei einem senkrecht angelegten Magnetfeld nahezu konstant. Die Größe der Tunnelbarriere wurde so gewählt, dass ein homogenes Laden des Elektronensystems möglich ist [58].

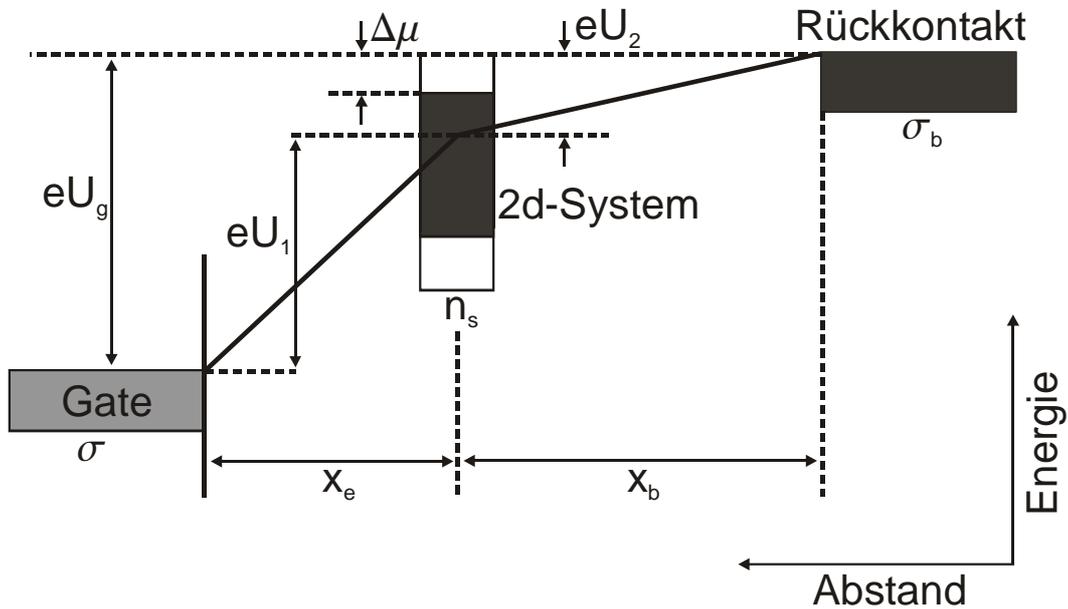


Abbildung 4.3: Vereinfachte Darstellung einer MIS-Struktur als Kondensator. Die Mittelelektrode stellt das zweidimensionale Elektronensystem mit endlicher Zustandsdichte dar.

Bisher wurde die endliche Zustandsdichte des Elektronensystems nicht in die Diskussion einbezogen. Wäre die Zustandsdichte des Elektronengases unendlich, so würde die Kapazität der MIS-Struktur rein durch die geometrische Anordnung der Feldeffektelektrode bestimmt werden. Da jedoch ein Teil der angelegten Spannung zur Erhöhung des chemischen Potentials verwendet werden muss, ist die gemessene Kapazität kleiner als die rein geometrische Kapazität  $C_{geo}$ . Mit Hilfe der folgenden einfachen elektrostatischen Überlegungen lässt sich ein Zusammenhang zwischen der Admittanz der Probe und der thermodynamischen Zustandsdichte des zweidimensionalen Elektronensystems herstellen.

In Abbildung 4.3 wird das System als Kondensator mit einer Mittelelektrode endlicher Zustandsdichte dargestellt. Für das Gate und den Rückkontakt wird ein metallisches Verhalten angenommen, d.h. eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte in diesen Reservoirs ist nicht mit einem Anheben des Ferminiveaus verbunden. Die Anzahl der Ladungsträger pro Fläche auf dem Gate, im Elektronensystem und dem Rückkontakt wird durch  $\sigma$ ,  $n_s$  und  $\sigma_b$  gegeben. Die Größen  $x_e$  und  $x_b$  geben den Abstand zwischen dem Ladungsträgerschwerpunkt des Elektronensystems und dem Gate, bzw. dem Rückkontakt an. Diese Abstände stimmen nur ungefähr mit den Wachs-

tumsparametern überein und können sich mit angelegter Gatespannung ändern.

Die angelegte Gatespannung  $U_g$  lässt sich in zwei Teilspannungen  $U_g = U_1 + U_2$  zerlegen, die über Gate und Elektronensystem ( $U_1$ ), bzw. Rückkontakt und Elektronensystem ( $U_2$ ) abfallen. Mit Hilfe des Gaußschen Satzes erhält man die Beziehungen:

$$U_1 = \frac{e\sigma}{\epsilon\epsilon_0} x_e \quad (4.2)$$

$$U_2 = \frac{e\sigma_b}{\epsilon\epsilon_0} x_b. \quad (4.3)$$

Eine Änderung der Gatespannung um den Betrag  $\Delta U_g$  hat eine Änderung der Ladungsträgerdichten  $\sigma$  und  $n_s$  zur Folge. Mit der Ladungsneutralität  $\Delta\sigma = \Delta\sigma_b + \Delta n_s$  und unter Berücksichtigung von Gl. 4.2 ergibt sich der Zusammenhang zwischen  $\Delta U_g$ ,  $\Delta\sigma$  und  $\Delta n_s$ :

$$\Delta U_g = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} [(x_e + x_b)\Delta\sigma - e\Delta n_s x_b]. \quad (4.4)$$

Nimmt man für  $\Delta U_g$  eine harmonische Anregungsspannung der Form  $\Delta U_g = \Delta U_{g0} e^{i\omega t}$  an und setzt ein lineares System mit  $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 e^{i\omega t}$  voraus, lässt sich  $\Delta\sigma$  durch den Teilchenfluss pro Fläche  $j = i\omega\Delta\sigma$  ersetzen.

Ein Teil der angelegten Spannung  $\Delta U_g$  wird verwendet, um das chemische Potential im Elektronensystem zu erhöhen. Dieser Zusammenhang wird bei der Betrachtung der Energiedifferenz zwischen Elektronensystem und Rückkontakt (Abb. 4.3) deutlich:

$$e\Delta U_2 = \Delta\mu + \frac{\Delta n_s}{D}. \quad (4.5)$$

$D$  ist die thermodynamische Zustandsdichte des zweidimensionalen Elektronensystems und  $\Delta\mu$  die Differenz der chemischen Potentiale zwischen Rückkontakt und Elektronensystem. Der zweite Teil der Summe ist die Energie, die aufgewendet werden muss, um die Anzahl der Ladungsträger im Elektronensystem um  $\Delta n_s$  zu erhöhen.

Wir betrachten nun den Fall des thermodynamischen Gleichgewichts zwischen Rückkontakt und Elektronensystem, d.h.  $\Delta\mu = 0$ . Unter Verwendung von Gl. 4.3 und Gl. 4.5 ergibt sich für die Änderung der Ladungsträgerdichte im Elektronensystem

$$\Delta n_s = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon\epsilon_0}{e^2 D} \frac{1}{x_b} i\omega}. \quad (4.6)$$

Die Ladungsträgerdichte  $\Delta\sigma$  wurde durch den Teilchenfluss  $j$  ersetzt. Setzt man diesen Ausdruck in Gl. 4.4 ein und führt die Kapazitäten pro Fläche

$C_D = \frac{1}{\epsilon^2 D}$ ,  $C_e = \frac{\epsilon \epsilon_0}{x_e}$  und  $C_b = \frac{\epsilon \epsilon_0}{x_b}$  ein, ergibt sich für die Admittanz des Systems

$$Y = i\omega C_e \frac{C_b + C_D}{C_b + C_e + C_D}. \quad (4.7)$$

$C_e$  und  $C_b$  sind die geometrischen Kapazitäten zwischen Elektronensystem und Gate, bzw. Rückkontakt.  $C_D$  ist eine durch die Zustandsdichte des Elektronengases bestimmte Kapazität. Insbesondere ergibt sich für den Fall  $C_b = 0$  eine Admittanz, die sich aus den in Serie geschalteten Kapazitäten  $C_e$  und  $C_D$  zusammensetzt. Das bedeutet, das Signal hängt von der geometrischen Kapazität  $C_e$  zwischen Elektronensystem und Oberfläche und einer durch die Zustandsdichte des Elektronensystems bestimmten Kapazität  $C_D$  ab.

## 4.2 Die Messbrücke

Neben Untersuchungen an zweidimensionalen Systemen sind mit dem im vorherigen Abschnitt vorgestellten Verfahren ohne weiteres auch Untersuchungen an großflächigen Drahtarrays möglich. Die geometrische Kapazität dieser Arrays liegt im Bereich einiger hundert Femtofarad und lässt sich mit dem klassischen Messaufbau untersuchen. Um jedoch die Kapazität einzelner Quantendrähte zu untersuchen, bedarf es eines aufwendigeren Verfahrens. Hier kommt ein Brücken-Messverfahren zum Einsatz, das erstmals von *Asghoori et. al.* beschrieben wurde, um das Tunneln einzelner Elektronen zu beobachten [16, 59].

Das Prinzip des Brücken-Messverfahrens stellt Abbildung 4.4 dar. An die Probe  $C_P$  wird eine Wechselspannung  $U_P$  mit definierter Amplitude und Phasenlage angelegt. Zusätzlich wird eine Referenzkapazität  $C_R$  verwendet. Über diese Referenz wird die Summe zweier Spannungen  $U_C$  und  $U_R$  angelegt, wobei  $U_C$  gegen  $U_P$  um  $180^\circ$  phasenverschoben und  $U_R$  gegen  $U_P$  um  $90^\circ$  verschoben ist. Die Idee dieses Verfahrens ist, das Gesamtsignal an dem Abgleichpunkt A zu minimieren, indem die Amplituden von  $U_C$  und  $U_R$  verändert werden. Ändert sich während der Messung die Kapazität der Probe, wird am Punkt A nur noch die relative Änderung zum Abgleich detektiert. Der Einfluss von parasitären Kapazitäten kann so um ein Vielfaches verringert und die Auflösung der Messung deutlich verbessert werden.

Diese Brückentechnik wurde in modifizierter Form an unserem Institut im Rahmen der Doktorarbeit von Dieter Schmerek eingeführt. Die verwendete Kapazitätsmessbrücke wurde von ihm in Zusammenarbeit mit Stephan Manus an der LMU-München entwickelt. Abbildung 4.5 zeigt den schematischen Messaufbau.

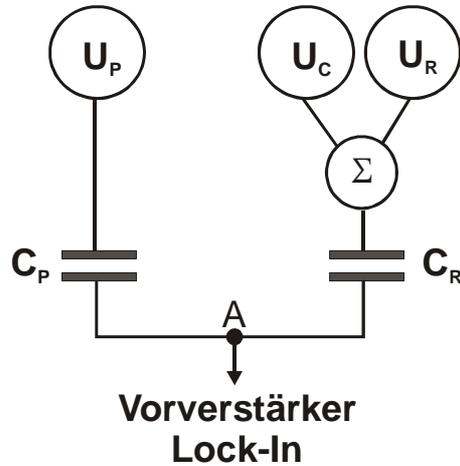


Abbildung 4.4: Prinzip der Messbrücke. Die Spannungen  $U_C$  und  $U_R$  werden summiert und auf eine Referenzkapazität gegeben. Die Grundidee besteht darin, das Gesamtsignal von der Probe  $C_P$  und der Referenz  $C_R$  am Abgleichpunkt A zu minimieren.

Aus dem Oszillator Signal eines Lock-In Verstärkers generiert die Messbrücke zwei Ausgangskanäle. Auf einem Kanal liegt das abgeschwächte Signal (1:135) des Oszillators an, welches mit der Gatespannung  $U_G$  überlagert wird. Dieses Signal wird an den Rückkontakt der zu messenden Probe angeschlossen. Der zweite Kanal dient der Versorgung der Referenzkapazität. Phase und Amplitude dieses Kanals können mit Hilfe der Messbrücke gesteuert werden. Wie schon in Abschnitt 3.3.2 erwähnt, befinden sich jeweils zwei identisch präparierte Quantendrähte auf der Probe. Die Zentralelektroden dieser Drähte sind über einen gemeinsamen Kontakt, der als Abgleichpunkt verwendet wird, verbunden. Dieser Aufbau ermöglicht es, jeweils einen der beiden Drähte als Probe und den anderen als Referenz zu verwenden. Vor der Messung findet der Abgleich des Aufbaus statt. Die Phase und Amplitude des Referenzsignals werden so eingestellt, dass die Summe der Signale am Abgleichpunkt A minimal wird. Im Falle identischer Kapazitäten kompensiert sich das Gesamtsignal am Abgleichpunkt zu Null und der Brückenaufbau erreicht seine maximal Empfindlichkeit von einigen Attifarad [60]. Ändert sich die Kapazität der Probe mit der Gatespannung  $U_G$ , liegt am Punkt A ein Wechsellspannungssignal proportional zur Kapazitätsänderung  $\Delta C$  an, falls  $\Delta C \ll C_{Shunt}$  ist.  $C_{Shunt}$  stellt die Kapazität zwischen dem Abgleichpunkt und der Erde dar und beträgt bei diesem Messaufbau etwa 1 pF [51].

Zusätzlich zur Probe befinden sich auf dem Probenhalter (Chipcarrier)

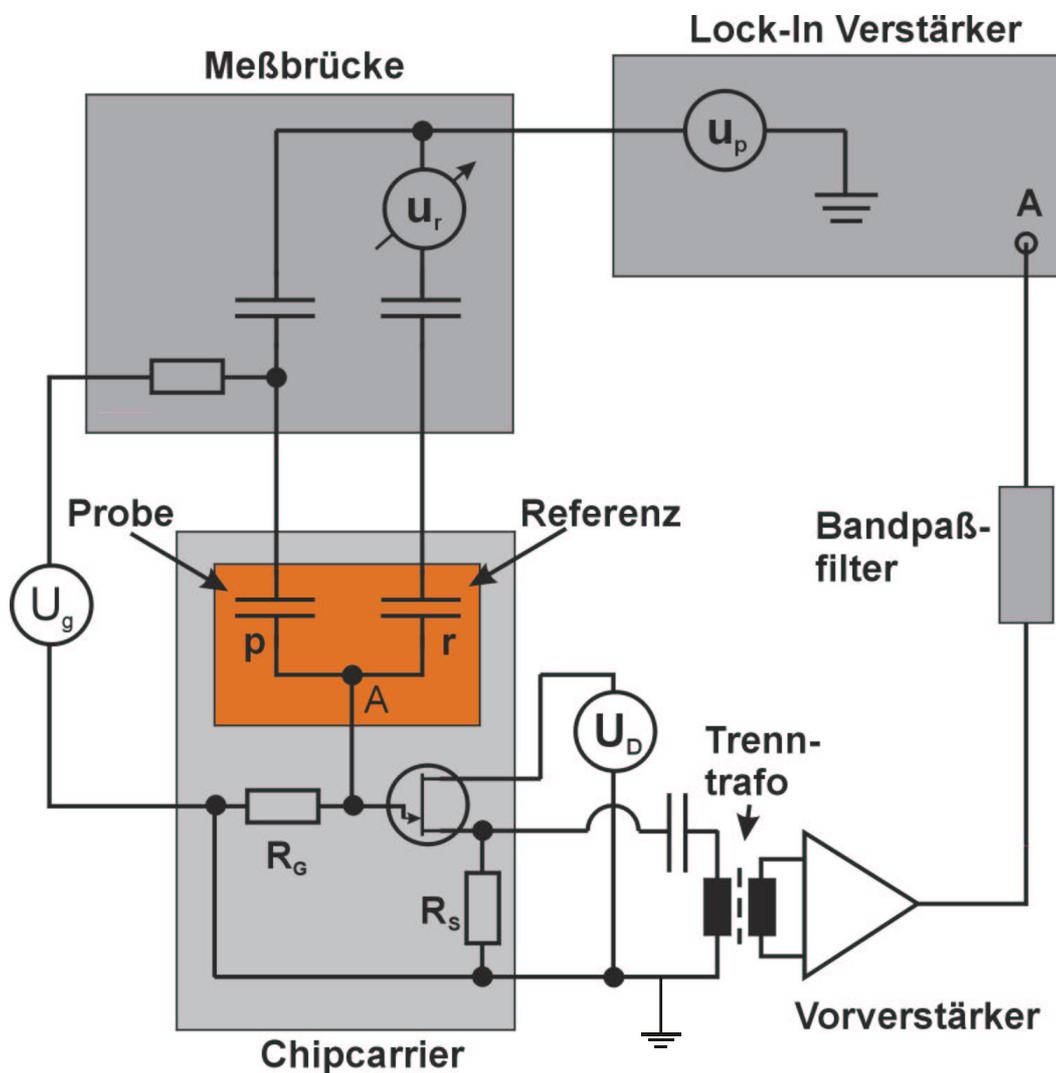


Abbildung 4.5: Versuchsanordnung für die Brückenmessung. Referenz und Probe werden durch zwei Drahtstrukturen auf einem Waferstück gebildet. Alle Elemente im Bereich des Chipcarriers befinden sich während der Messung auf Heliumtemperatur.

zwei Widerstände und ein GaAs Feldeffekttransistor. Der Transistor wird als Spannungswandler betrieben und dient als Impedanzwandler. Da er sich direkt am Ort der Probe befindet, muss sichergestellt werden, dass die Funktion des Transistors durch ein angelegtes Magnetfeld nicht beeinträchtigt wird. Daher wird die aktive Fläche des Transistors parallel zum angelegten Magnetfeld ausgerichtet. Das Signal am Abgleichpunkt A wird auf das Gate

des Transistors gegeben, welches durch einen Widerstand  $R_G$  von der Erde entkoppelt wird. Bei  $R_G$  handelt es sich um einen  $10\text{ M}\Omega$  großen SMD Widerstand. Die an dem Gate anliegende Wechselspannung führt zu einer Modulation des Source-Drain Stromes durch den Transistor und somit zu einer Modulation der über dem Widerstand  $R_S$  abfallenden Spannung.  $R_S$  wird durch einen Präzisionswiderstand von  $1\text{ k}\Omega$  realisiert, der auch beim Abkühlen auf Heliumtemperatur seinen Widerstandswert beibehält.

Zur Impedanzanpassung wird ein Trenntransformator verwendet, über den das über  $R_S$  abfallende Signal auf den Eingang eines Vorverstärkers gegeben wird. Dieser verstärkt sowohl das Messsignal als auch das um einige Größenordnungen höhere, breitbandige Rauschen. Durch den nachfolgende Bandpassfilter wird der Abstand zwischen Signal und Rauschen deutlich verbessert. Im Gegensatz zu einem Aufbau ohne Vorverstärker und Bandpassfilter kann am Eingang des Lock-In so ein deutlich größerer Verstärkungsfaktor gewählt werden. Mit dem so verstärkten Signal kann der Lock-In deutlich bessere Ergebnisse erzielen [51].

### 4.2.1 Das Millikelvin-System

Im Verlauf dieser Arbeit wurde ein  $\text{He}^3\text{-He}^4$ -Mischkryostat der Firma Oxford Instruments aufgebaut und in Betrieb genommen. Bei diesem System handelt es sich um einen Heliumverdünnungskühler, in dem Temperaturen bis unter  $20\text{ mK}$  erzeugt werden können. Ein supraleitender Magnet ermöglicht es, Proben in einem Feld von bis zu  $14\text{ Tesla}$  ( $16\text{ Tesla}$  bei  $2\text{ K}$ ) zu untersuchen. Im folgenden soll das Prinzip und der Aufbau eines solchen Kühlers dargestellt werden.

Geht man von flüssigem Helium aus ( $T= 4.2\text{ K}$ ), führt der einfachste Weg zu niedrigeren Temperaturen über die Verdampfungskühlung des flüssigen Heliums. Durch Abpumpen von Heliumdampf wird der Flüssigkeit latente Verdampfungswärme entzogen und sie kühlt ab. In kommerziellen Kühlsystemen werden so mit flüssigem  $\text{He}^3$  Bad-Temperaturen von etwa  $300\text{ mK}$  erreicht. Die niedrigste mit Verdampfungskühlung von flüssigem Helium erreichbare Temperatur ist ein Problem der Vakuumtechnologie [61]. Mit fallender Temperatur fällt auch der Gleichgewichtsdampfdruck und damit das Verhältnis, in dem Heliumgas und seine Verdampfungswärme aus dem flüssigen Heliumbad abgezogen werden können.

Um Temperaturen im Bereich zwischen  $0.3$  und  $0.01\text{ K}$  zu erreichen, werden Heliumverdünnungskühler verwendet, in denen ein Gemisch aus  $\text{He}^3/\text{He}^4$ , teils in gasförmiger, teils in flüssiger Form zirkuliert. Einen Überblick über solch eine Anlage zeigt Abbildung 4.6.

Das gasförmige  $\text{He}^3/\text{He}^4$ -Gemisch wird zunächst am so genannten  $1\text{K}$ -

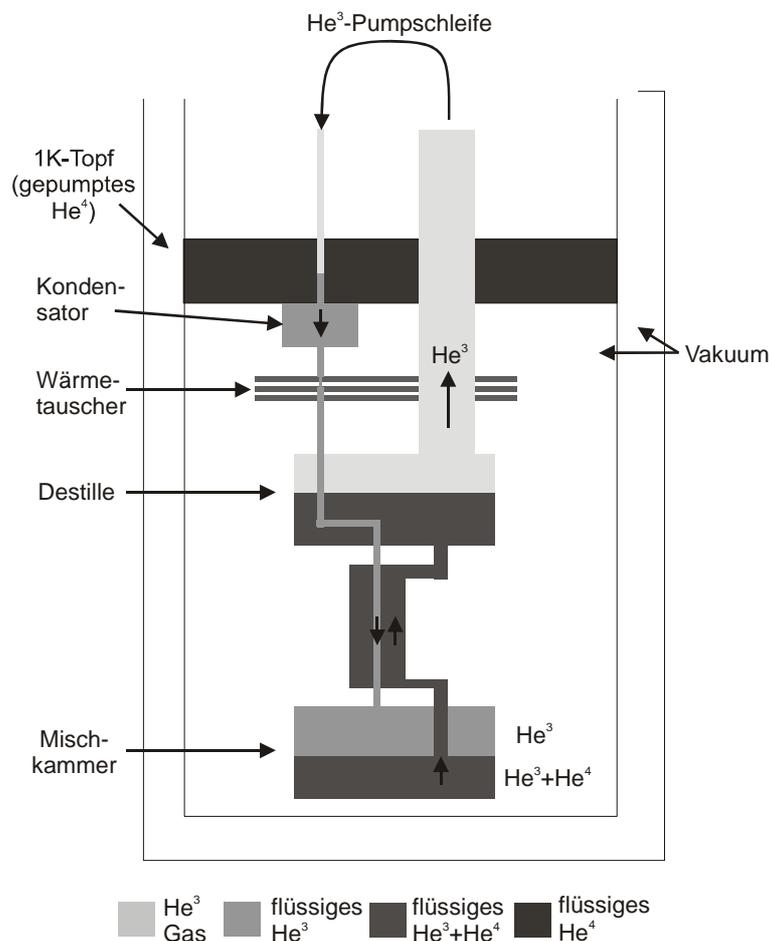


Abbildung 4.6: Prinzip eines Heliumverdünnungskühlers. Das zirkulierende He<sup>3</sup> Gas wird im Kondensator verflüssigt und gelangt in die Mischkammer. Im oberen Teil der Mischkammer befindet sich die konzentrierte He<sup>3</sup> Phase, im unteren Teil die verdünnte Phase. Aufgrund der unterschiedlichen Konzentration verdunstet He<sup>3</sup> an der Phasengrenze und absorbiert dabei Wärme.

Topf auf eine Temperatur von unter 2 K abgekühlt und verflüssigt. Über ein System von Tauschern wird dem flüssigem Gemisch weiter Wärme entzogen, bis bei einer Temperatur unterhalb von 0.87 K eine Phasentrennung auftritt. In der Mischkammer bildet sich eine konzentrierte (He<sup>3</sup>-reich) und eine verdünnte (He<sup>3</sup>-arm) Phase. Die konzentrierte Phase befindet sich aufgrund des geringeren He<sup>4</sup>-Anteils oberhalb der verdünnten Phase. Die Kühlung findet an der Phasengrenze beim Übergang von He<sup>3</sup> aus der konzentrierten in die verdünnte Phase statt. Das He<sup>3</sup> *verdampft* aus der konzentrierten in die

verdünnte Phase.

Die Verdampfung des  $\text{He}^3$  an der Phasengrenze wird über die *Destille* gesteuert. Dort wird das Gemisch unter Verwendung der verschiedenen Gleichgewichtsdampfdrücke von  $\text{He}^3$  und  $\text{He}^4$  voneinander getrennt. Um eine effektive Verdampfungs- und Zirkulationsrate für das  $\text{He}^3$  zu erreichen, muss der Destille über eine Heizung Wärme zugeführt werden. Die Temperatur der Destille liegt bei etwa 0.7 K. In diesem Temperaturbereich ist der Gleichgewichtsdampfdruck von  $\text{He}^3$  etwa 1000 mal größer als der des  $\text{He}^4$ . Daher besteht das Gas im oberen Teil der Destille zum größten Teil aus reinem  $\text{He}^3$ , das  $\text{He}^4$  zirkuliert so gut wie gar nicht. Durch Abpumpen des Gases aus der Destille sinkt der  $\text{He}^3$ -Anteil in der Destille und es entsteht ein Konzentrationsgefälle bezüglich der Mischkammer. Dieses Gefälle führt dazu, dass in der Mischkammer weiteres  $\text{He}^3$  aus der konzentrierten in die verdünnte Phase *verdampft*. Die Kühlleistung an der Phasengrenze ist temperaturabhängig und nimmt mit steigender Temperatur zu.

Um die Temperatur des Systems zu messen, sind an verschiedenen Punkten der Mischkammer Widerstände aus Rutheniumoxid ( $\text{RuO}_2$ ) vorhanden, die über externe Messgeräte ausgelesen werden. Einer dieser Widerstände gibt die so genannte Badtemperatur  $T_{Base}$  in der Nähe der Phasengrenze an. Diese Temperatur wird bei der Vorstellung der Ergebnisse in den folgenden Kapiteln angegeben, wenn Messungen im Millikelvin-System durchgeführt wurden. Es sei hier darauf hingewiesen, dass es sich hierbei allerdings nicht um die Temperatur des Elektronengases in der Probe handelt. Diese liegt deutlich höher als  $T_{Base}$ . Aus Transportmessungen wurde die Temperatur des Elektronengases auf  $\geq 100$  mK abgeschätzt (bei  $T_{Base} = 30$  mK). Die Temperatur wird sowohl durch die Messparameter (Strom, Frequenz), als auch durch das über die Messleitungen eingekoppelte Rauschen (Abschirmung) beeinflusst. Ausführlichere Informationen zu diesem Aspekt findet man in der Diplomarbeit von D. Schuster [62], der sich unter anderem mit dieser Problematik auseinandergesetzt hat.

# Kapitel 5

## Ergebnisse

### 5.1 Zweidimensionale Elektronensysteme

#### 5.1.1 Kapazitätsmessungen

Anhand von Messungen an einem zweidimensionalen Elektronensystem soll der in Kapitel 4 diskutierte Zusammenhang zwischen Kapazität und Zustandsdichte veranschaulicht werden. Abbildung 5.1 zeigt Daten einer Kapazitätsmessung an einem zweidimensionalen Elektronensystem in einer MIS-Struktur mit und ohne angelegtem Magnetfeld. Der Aufbau der verwendeten Probe entspricht der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Heterostruktur. Das Gate wurde mit Elektronenstrahlolithographie hergestellt und hat eine Fläche von  $A = 1200 \mu\text{m}^2$ .

Bis zum Beginn des Einsatzes, der bei etwa  $0.85 \text{ V}$  liegt, wird die Kapazität durch die Fläche des Gates und dem Abstand zwischen Oberfläche und Rückkontakt gegeben. In diesem Regime ist das zweidimensionale Elektronensystem nicht geladen. Mit Erreichen der Einsatzspannung gelangen Ladungsträger an die Grenzfläche zwischen Tunnelbarriere und SPS. In den Messungen äußert sich dies in einem sprunghaften Anstieg des Kapazitätssignals. Betrachtet man die Probe als einen einfachen Plattenkondensator mit der Kapazität  $C_{geo} = \epsilon\epsilon_0 A/d$ , ergibt sich der Anstieg aus der Änderung des Abstands  $d$ . Da der Abstand zwischen Grenzfläche und Gate deutlich kleiner als der Abstand zwischen Rückkontakt und Gate ist, nimmt  $C_{geo}$  zu und die abnehmende Impedanz der Probe führt zu einem Anstieg des gemessenen Stromes.

Der Wert von  $C_{geo}$  lässt sich nicht exakt aus den Wachstumsparametern berechnen, obwohl die Abstände zwischen Rückkontakt, Grenzschicht und Gate aus dem MBE-Wachstum gut bekannt sind. Für eine Berechnung aus den Wachstumsparametern muss der exakte Verlauf des Leitungsbandes be-

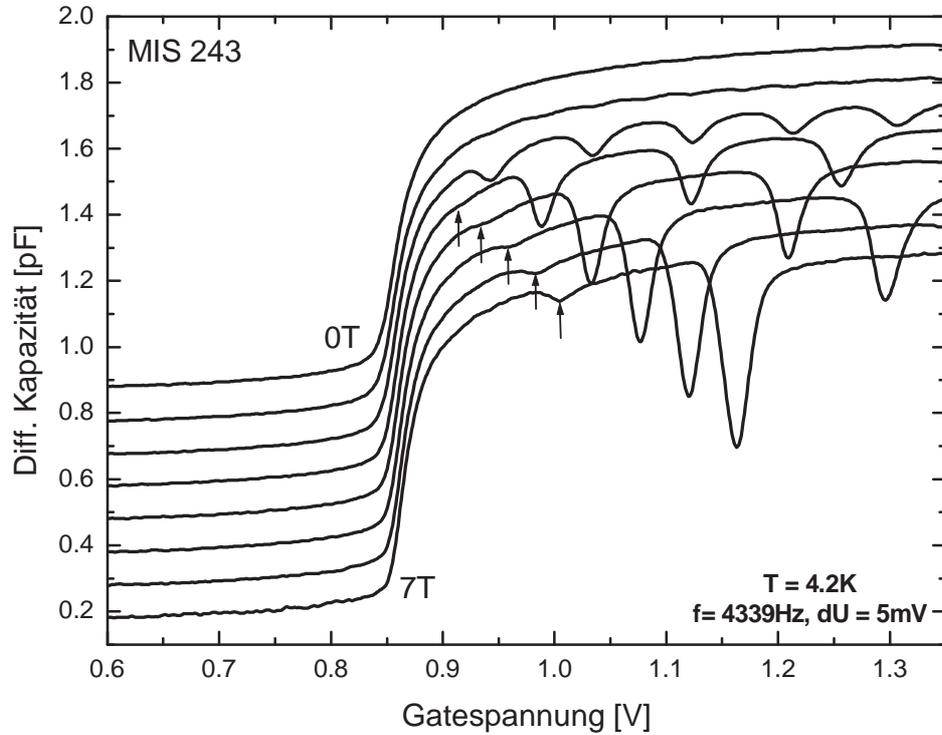


Abbildung 5.1: Kapazitätsmessungen an einem zweidimensionalen Elektronensystem bei Magnetfeldern zwischen 0 und 7 Tesla. Der Übersicht halber wurden die Daten entlang der y-Richtung um konstante Beträge verschoben.

kannt sein. Desweiteren muss für eine Berechnung von  $C_{geo}$  berücksichtigt werden, dass sowohl die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  für GaAs als auch für AlAs eingeht. Die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  hat in GaAs einen Wert von 13.2 [63]. Da die Heterostruktur jedoch auch AlAs enthält, ist das effektive  $\epsilon$  kleiner. Sind die exakten Werte der geometrischen Kapazität für eine weitere Auswertung der Messdaten notwendig, müssen diese experimentell bestimmt werden [50].

Betrachtet man die Messung ohne Magnetfeld, zeigen sich mit zunehmender Gatespannung keine weiteren Strukturen im Verlauf der Kapazität. Dieses Verhalten entspricht der in Abb. 2.3 gezeigten konstanten Einteilchenzustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronensystems ohne äußeres Ma-

gnetfeld. Es lässt sich lediglich mit zunehmender Gatespannung ein leichter Anstieg des Signals beobachten. Dieser Anstieg wird durch eine Verlagerung des Ladungsschwerpunktes des zweidimensionalen Elektronensystems zur Grenzfläche hin verursacht. Die zunehmende geometrische Kapazität führt mit zunehmender Gatespannung zu einem Anstieg des Messsignals.

Betrachtet man die Messungen in Abbildung 5.1, zeigen sich bei senkrecht angelegtem Magnetfeld Minima in den Kapazitätsdaten. Zunächst handelt es sich im Bereich kleiner Felder (1 Tesla) um periodische, schwach ausgeprägte Strukturen. Mit zunehmender Feldstärke werden diese Strukturen deutlicher und gehen in ausgeprägte Minima über. Die Anzahl der Minima nimmt mit zunehmender Feldstärke ab. Dieses Verhalten der Messdaten spiegelt die in Abb. 2.3 gezeigte Zustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronensystems im senkrechten Magnetfeld wieder. In den Bereichen zwischen den Minima, in denen sich das Fermi-niveau innerhalb eines Landau-niveaus befindet, ist die Zustandsdichte wesentlich größer als die Zustandsdichte bei  $B = 0 T$ . Legt man Messdaten bei unterschiedlichen Magnetfeldern übereinander (Abb. 5.2), ist die gemessene Kapazität bei  $B \neq 0 T$  deutlich größer als bei  $B = 0 T$ . In diesem Gatespannungsbereich wird nahezu die gesamte angelegte Spannung dafür verwendet, Elektronen aus dem Rückkontakt in das Elektronensystem zu bringen. Nur ein kleiner Teil der Spannung wird zur Erhöhung des chemischen Potentials verwendet, weswegen dieser Bereich in einem relativ großen Gatespannungsintervall durchgefahen wird. Anders verhält es sich, wenn sich das Fermi-niveau zwischen zwei Landau-niveaus befindet. Die Zustandsdichte ist erheblich kleiner als bei  $B = 0 T$  und ein Großteil der angelegten Gatespannung wird zur Erhöhung des chemischen Potentials verwendet.

Vergleicht man die Kapazitätsmessungen bei verschiedenen Magnetfeldern, beobachtet man mit steigendem Magnetfeld eine Verschiebung der Einsatzspannung (Abb. 5.2). Diese Verschiebung kommt aufgrund der zusätzlichen Nullpunktenergie  $1/2 \hbar\omega_c$  der Elektronen im Magnetfeld zustande. Befinden sich noch keine Elektronen an der Grenzfläche zwischen Tunnel- und Blockadebarriere, fällt die angelegte Gatespannung gleichmäßig zwischen Rückkontakt und Gate ab. Betrachtet man den so genannten Hebelarm der Struktur, senkt sich das Leitungsband an der Grenzfläche bei angelegter Gatespannung  $U_G$  um

$$\Delta E = eU_G \frac{X_b}{X_b + X_e} \quad (5.1)$$

ab.  $X_b$  ist der Abstand Grenzfläche/Rückkontakt und  $X_b + X_e$  der Abstand zwischen Gate und Rückkontakt. In dem hier untersuchten Magnetfeldbe-

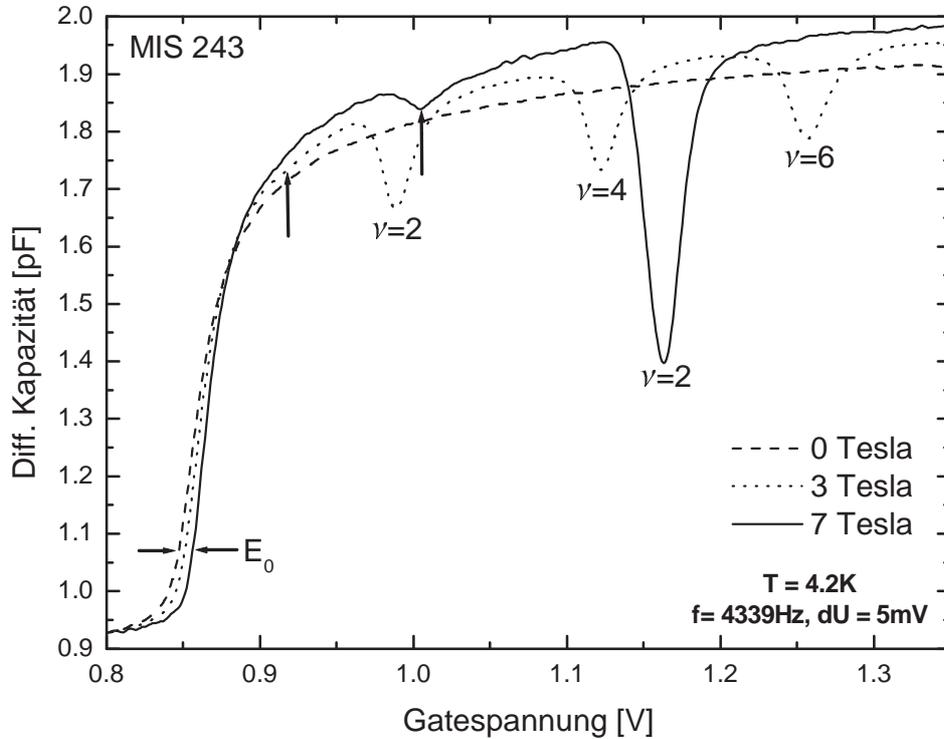


Abbildung 5.2: Kapazitätsmessungen an einem zweidimensionalen Elektro-  
 nensystem mit und ohne angelegtes Magnetfeld.

reich beträgt  $1/2 \hbar\omega_c$  einige meV, wodurch sich im Vergleich mit dem ma-  
 gnetfeldfreien Fall die Einsatzspannung um einige mV erhöht.

Ab einem Magnetfeld von 3 Tesla taucht in den Messungen ein weiteres  
 Minimum im Bereich  $\nu < 2$  auf (Abb. 5.1 und 5.2). Dieses Minimum wird  
 durch die Aufhebung der Spinentartung der Landauniveaus verursacht. Im  
 Vergleich zu den Minima, die im Bereich zwischen zwei Landauniveaus ent-  
 stehen, führt die Spinaufspaltung zu einem weniger deutlichen Minimum.  
 Dieses Verhalten lässt sich leicht verstehen, wenn man symmetrisch ver-  
 breiterte Landauniveaus annimmt. Da der energetische Abstand zwischen  
 zwei spinaufgespalteten Niveaus kleiner als zwischen zwei Landauniveaus ist,  
 ist die Zustandsdichte des zweidimensionalen Systems bei ungeradzahli-  
 gen Füllfaktoren deutlich höher.

### 5.1.2 Epitaktische Feldeffektelektroden

Bei der Untersuchung von feldeffektinduzierten Elektronensystemen haben die offenen Oberflächen der Proben oft einen störenden Einfluss. Ladungen, die sich in den freien Zuständen der Oberfläche ansammeln, führen zu einem unkontrollierbaren Potential im Bereich dieser Oberflächen. Besonders bei kleinen Feldeffektelektroden macht sich dieser Einfluss in den Messungen bemerkbar. Es kommt teilweise zu Veränderungen der Einsatzspannung und Fluktuationen des Messsignals. Diese Effekte werden in Kapitel 5.2 im Zusammenhang mit der Kapazitätsspektroskopie an eindimensionalen Elektronensystemen diskutiert.

Um den Einfluss dieser offenen Oberflächen zu vermeiden, wurden im Rahmen dieser Arbeit erste Untersuchungen an MIS-Strukturen durchgeführt, deren Feldeffektelektrode aus einer hochdotierten Schicht GaAs besteht. Durch laterale Strukturierung dieser Schicht können zum Beispiel Einschlusselektroden für Quantendrähte (ähnlich wie in dieser Arbeit) oder auch für Quantenpunkte hergestellt werden. Der Vorteil gegenüber metallischen Elektroden liegt in der Möglichkeit, nach der Strukturierung der Oberfläche die Probe in einem weiteren Schritt mit epitaktischem Material zu überwachsen, um den Einfluss der freien Oberflächen zu reduzieren. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Herstellung von Proben mit gestapelten Feldeffektelektroden, so genannten *stacked gates*. Ein typisches Konzept für so eine Struktur ist in Abbildung 5.3 skizziert. In Zusammenarbeit mit Patrick Ong [49] wurden diese MIS-Strukturen mit epitaktischer Feldeffektelektrode charakterisiert und deren Aufbau für die Kapazitätsspektroskopie optimiert.

Der prinzipielle Aufbau unterscheidet sich kaum von der MIS-Struktur, die schon in Abb. 3.2 vorgestellt wurde. Die wesentliche Modifikation besteht darin, dass die Deckschicht und die metallische Feldeffektelektrode durch eine hochdotierte, 50 nm dicke n-GaAs Schicht ersetzt wurden. Die Dotierung wurde mit  $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  so gewählt, dass sich das dotierte GaAs durch Aufbringen einer Metallisierung ohmsch ankontaktieren lässt [64]. In der Diplomarbeit von Patrick Ong wird der Aufbau und die verschiedenen Modifikationen, die vorgenommen wurden, um diese Struktur zu optimieren, ausführlich diskutiert.

Wie Kapazitätssmessungen an einer solchen Struktur aussehen, zeigt Abbildung 5.4. Auch hier ist der typische Einsatz zu sehen, der durch das Laden des zweidimensionalen Elektronensystems hervorgerufen wird. Im Gegensatz zu einer MIS-Struktur mit metallischer Feldeffektelektrode liegt die Einsatzspannung jedoch im Bereich negativer Gatespannung. Bei dieser Probe beträgt  $U_{th} \sim -0.2 \text{ V}$ . Das Auftreten einer negativen Einsatzspannung ist auch in Messungen von *Ashoori et. al* zu beobachten [16]. Betrachtet man die Mes-

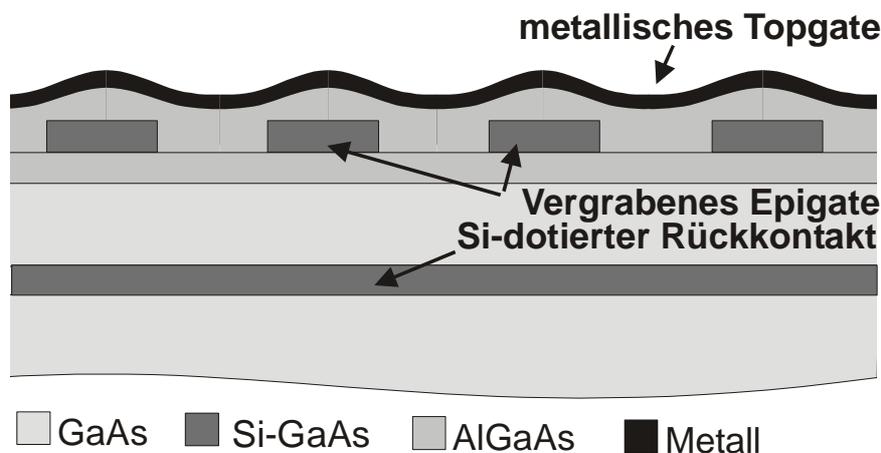


Abbildung 5.3: Konzepte für gestapelte Feldeffektelektroden.

sungen im senkrecht angelegtem Magnetfeld, zeigen sich deutliche Minima im Bereich geradzahlicher Füllfaktoren. Ab einem Feld von 5 Tesla lässt sich die Spinaufspaltung der Landauniveaus beobachten.

Im Vergleich zu den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Messungen sind die Minima im Magnetfeld deutlich schwächer ausgeprägt. Auch das minimale Magnetfeld, bei dem die Spinaufspaltung beobachtet werden kann, ist bei den Messungen an der MIS-Struktur mit epitaktischer Feldeffektelektrode um rund 2 Tesla größer. Dies führt zu dem Schluss, dass die Streuverbreiterung der Landauniveaus in dieser Probe deutlich größer ist. Allerdings weisen die Ergebnisse von Patrick Ong darauf hin, dass es sich hierbei nicht um ein prinzipielles Problem dieser Strukturen handelt. Untersuchungen an MIS-Strukturen mit und ohne epitaktische Feldeffektelektrode, die zeitlich direkt nacheinander gewachsen wurden, haben gezeigt, dass die Qualität der zweidimensionalen Elektronensysteme nicht durch die zusätzliche dotierte Schicht in der Probe beeinträchtigt wird. Auftretende Schwankungen sind möglicherweise durch den Zustand der MBE-Anlage und den damit verbundenen Schwankungen der Hintergrunddotierung zu erklären.

Eine interessante Anwendungsmöglichkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass in den Proben mit epitaktischer Feldeffektelektrode auch dann ein zweidimensionales Elektronensystem vorhanden ist, wenn keine Gatespannung angelegt wird. Die bisherigen Untersuchungen an MIS-Strukturen beschränken sich auf Verfahren wie zum Beispiel der Ferninfrarot- und der Kapazitätsspektroskopie, in denen das zu untersuchende zweidimensionale Elektronensystem nicht direkt ankontaktiert wird. Abbildung 5.5 skizziert ein Konzept, wie mit Hilfe der hier vorgestellten Proben Untersuchungen des lateralen

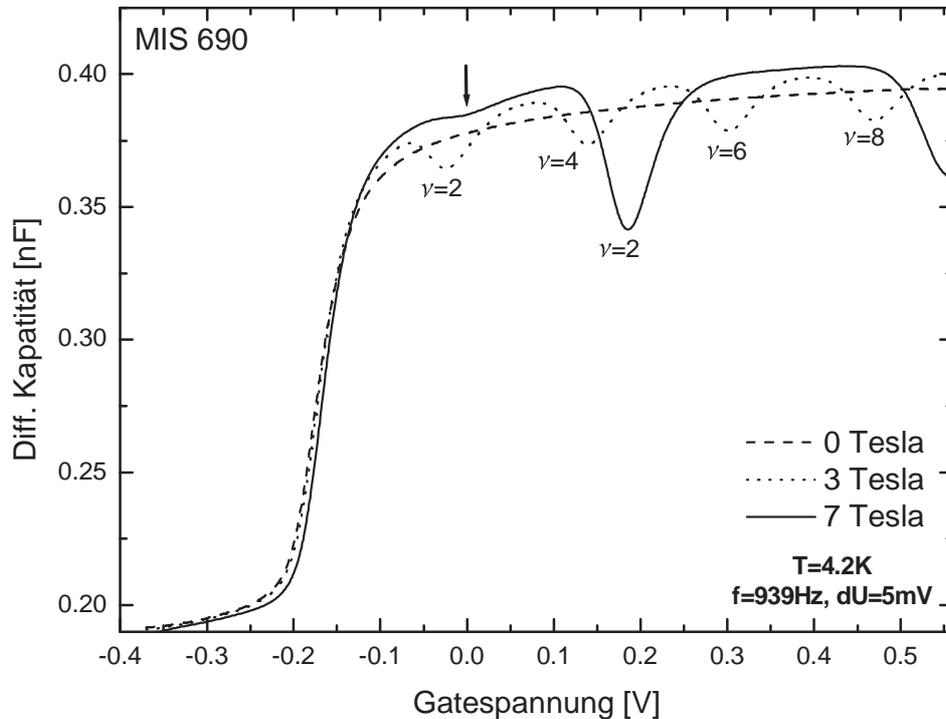


Abbildung 5.4: Kapazitätsmessung an einer MIS-Struktur mit epitaktischer Feldeffektelektrode.

Transports in MIS-Strukturen prinzipiell verwirklicht werden könnten. Problematisch ist jedoch zu einem die separate Ankontaktierung des zweidimensionalen Elektronensystems ohne einen Kurzschluss zum Rückkontakt zu erzeugen, als auch der Übergang des Bereiches unter dem epitaktischen Gate zum zweidimensionalen System unter dem metallischen Gate. Für das letztere Problem bieten *Harell et. al.* in ihren Transportuntersuchungen an undotierten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen eine Lösung an [65]. Für die Überbrückung einer solchen Lücke verwenden sie ein zusätzliches Gate, welches durch einen Isolator von den übrigen Elektroden getrennt ist. Durch Anlegen einer Spannung sind sie in der Lage, den lateralen Transport durch ein zweidimensionales Elektronensystem zu untersuchen, welches frei von ionisierten Donatoren einer modulationsdotierten Struktur ist. Im Vergleich

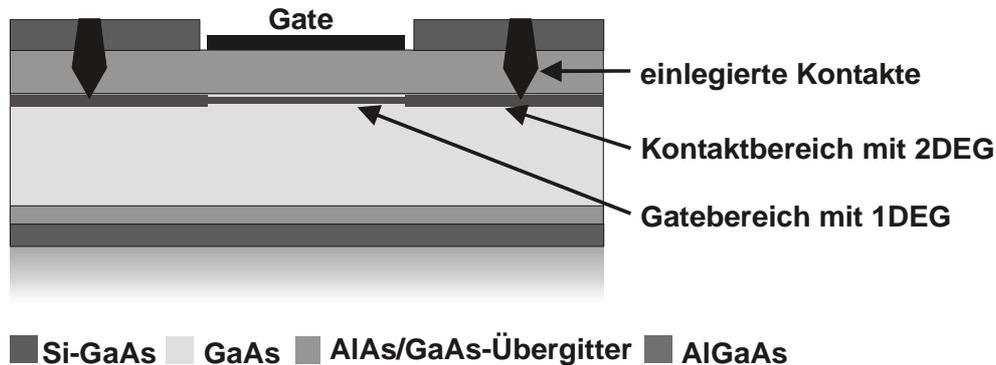


Abbildung 5.5: Konzepte für den lateralen Transport durch MIS-Strukturen mit epitaktischer Feldeffektelektrode.

zu modulationsdotierten Proben ermitteln sie insbesondere im Bereich kleiner Ladungsträgerdichte ( $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  bei  $T = 4 \text{ K}$ ) eine deutlich erhöhte Beweglichkeit der Ladungsträger im zweidimensionalen System.

### 5.1.3 Vielteilcheneffekte im zweidimensionalen Elektronengas

Der wohl bekannteste Vielteilcheneffekt in einem zweidimensionalen Elektronensystem ist der fraktionierte Quanten-Hall Effekt (FQHE) [66]. Beim FQHE entsteht in einem hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronengas im Bereich sehr kleiner Temperaturen und hoher Magnetfelder ein Vielteilchenzustand bei gebrochenrationalen Füllfaktoren. Im Gegensatz zu Transportmessungen, in denen der FQHE deutliche Effekte zeigt, sind die Auswirkungen auf die Kapazität eines zweidimensionalen Elektronensystems wesentlich schwächer ausgeprägt. So beobachten *Smith et. al.* [67] in ihren Kapazitätsmessungen eine leichte Abnahme der thermodynamischen Zustandsdichte bei den Füllfaktoren  $\nu = 1/3$  und  $\nu = 2/3$ . Um die Kapazitätsdaten zu erklären, wird angenommen, dass der Vielteilchenzustand nicht homogen über die gesamte Probe existiert, sondern nur einen kleinen Teil der Fläche einnimmt [68, 69].

Abbildung 5.6 zeigt Kapazitätsmessungen an einem zweidimensionalen Elektronensystem im Magnetfeld bei einer Temperatur von  $\sim 100 \text{ mK}$ . Die verwendete MIS-Struktur hat eine Blockadebarriere von  $70 \text{ nm}$ , entspricht ansonsten aber der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Struktur. Die Einsatzspannung der Probe ist mit  $U_{Th} \sim 1 \text{ V}$  um ca.  $150 \text{ mV}$  größer als bei der in Abschnitt 5.1.1 vorgestellten Probe.

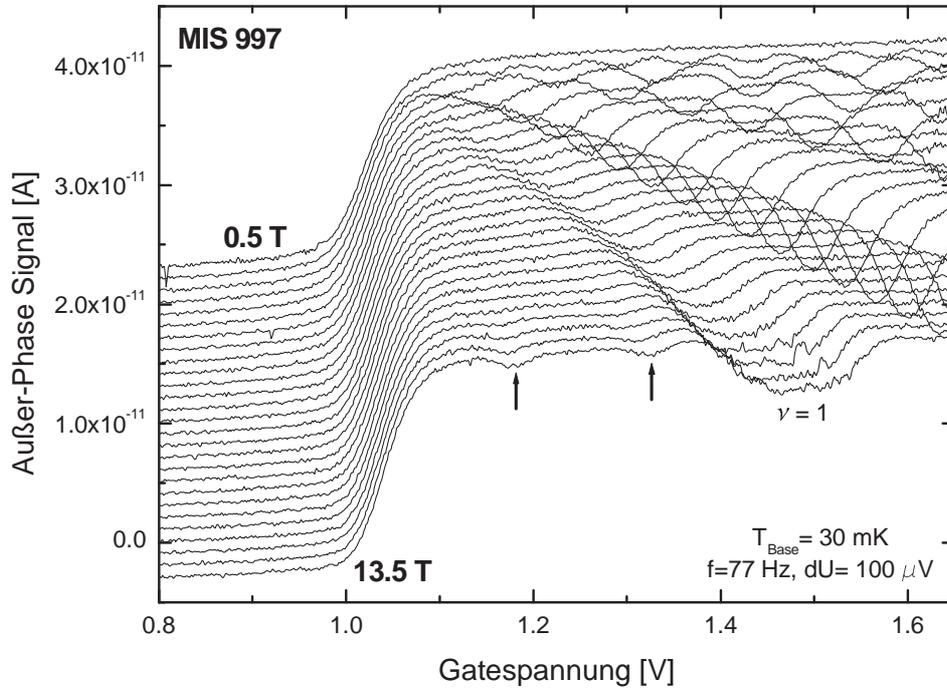


Abbildung 5.6: Kapazitätsmessungen an MIS997 bei einer Temperatur von  $\sim 100 \text{ mK}$ . Die bei Magnetfeldern zwischen 0.5 und 13.5 Tesla aufgenommenen Daten wurde der Übersichtlichkeit halber jeweils um einen konstanten Betrag vertikal gegeneinander versetzt.

Ab einem Magnetfeld von 3.5 Tesla lässt sich in den Messungen die Spinaufspaltung beobachten. Das Minimum bei  $\nu = 1$  ist zunächst schwach ausgeprägt, wird aber mit zunehmendem Magnetfeld immer deutlicher. Im Gegensatz zu den Messungen bei 4K (Abb. 5.1) ist das Minimum im Vergleich mit der Struktur bei  $\nu = 2$  sehr breit. Bei einem Feld von 11.5 Tesla treten zwei weitere Strukturen bei  $\nu < 1$  in Erscheinung. Hierbei handelt es sich um die oben erwähnten Zustände des FQHE. Wie in den Messungen von *Smith et. al.* [67] führen die fraktionalen Zustände nur zu einer geringen Modulation der thermodynamischen Zustandsdichte. Um die Füllfaktoren für diese Strukturen zu ermitteln, muss man zunächst einen Zusammenhang zwischen der Ladungsträgerdichte im Elektronensystem und der angelegten

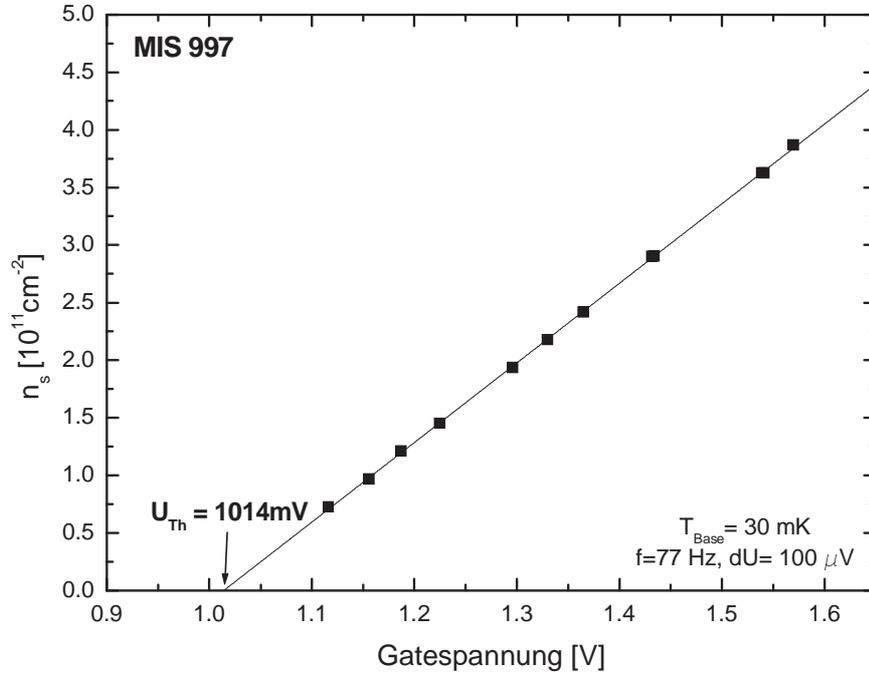


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der angelegten Gatespannung. Die für den linearen Fit der Abhängigkeit benötigten Datenpunkte wurden aus den Messungen für 1, 1.5 und 2 Tesla ermittelt. Für die Einsatzspannung des zweidimensionalen Elektronensystems ergibt sich  $U_{Th} = 1014 \text{ mV}$ .

Gatespannung herstellen. Mit Hilfe der in Formel (2.7) angegebenen Entartung eines Landaniveaus wird in den Messungen bei niedrigen Magnetfeldern (1-2 Tesla) die Ladungsträgerdichte für die verschiedenen Füllfaktoren bestimmt. Trägt man die jeweilige Gatespannung, an der sich das Minimum befindet, gegen die errechnete Ladungsträgerdichte auf, erhält man einen linearen Zusammenhang zwischen Gatespannung und Ladungsträgerdichte, wie er in Abb. 5.7 gezeigt ist. Aus diesem Zusammenhang lässt sich mit der Annahme einer konstanten Kapazität zwischen Elektronensystem und Feldeffektelektrode durch Extrapolation der Füllfaktor für die Minima mit  $\nu > 1$  bestimmen. Für das erste Minimum ergibt sich ein Füllfaktor von  $\nu = 1/3$  und für das zweite Minimum  $\nu = 2/3$ .

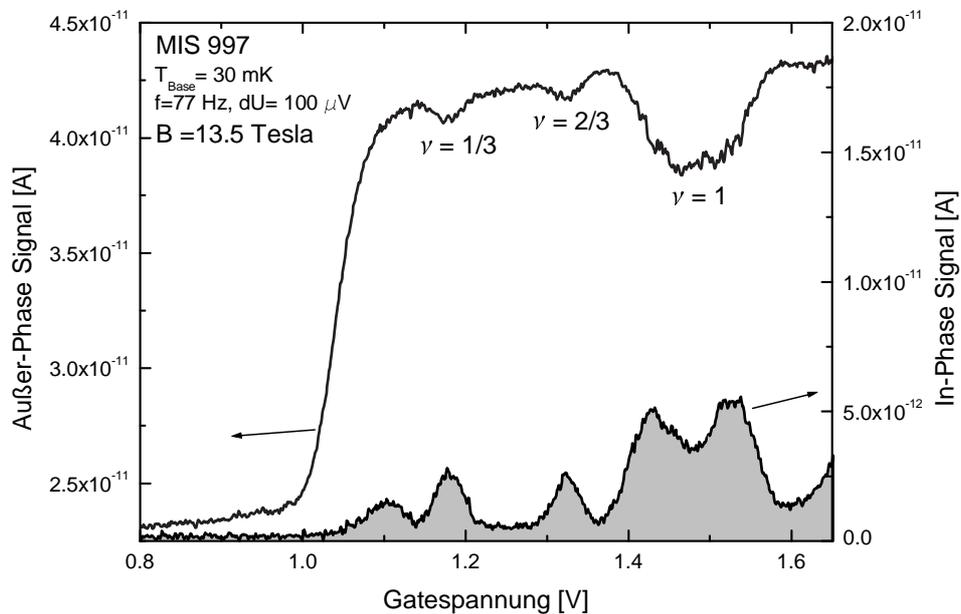


Abbildung 5.8: Kapazität und resistives Signal bei einem Magnetfeld von 13.5 Tesla. Neben der Spinaufspaltung ( $\nu = 1$ ) sind zwei weitere Minima in der Kapazität zu beobachten, die den Füllfaktoren  $\nu = 1/3$  und  $\nu = 2/3$  zugeordnet werden. Im Bereich der Minima bilden sich im resistiven Signal deutliche Strukturen aus, um  $\mu = 1$  herum entsteht ein Doppel-Maximum.

Ein weiterer, interessanter Aspekt zeigt sich bei der Betrachtung des resistiven Signals der Probe. In Abbildung 5.8 werden die Messdaten für ein Magnetfeld von 13.5 Tesla gezeigt. Neben der Kapazität ist auch das resistive Signal aufgetragen. Man erkennt, dass das Signal bei den Füllfaktoren  $\nu = 1/3$ ,  $\nu = 2/3$  und  $\nu = 1$  neben Strukturen im Außer-Phase Anteil auch Strukturen im In-Phase Anteil zeigt. Diese Strukturen treten nicht für Füllfaktoren  $\nu > 1$  auf. In Abbildung 5.9 wird die Entwicklung des resistiven Signals im Magnetfeld gezeigt. Bei einem Feld von 6.5 T tritt zunächst ein einzelnes Maximum bei Füllfaktor 1 auf. Mit zunehmendem Feld wird diese Struktur immer größer und spaltet sich in zwei Maxima auf. Ab 9.5 T ist ein weiteres Maximum bei  $\nu = 2/3$  und ab 10.5 T bei  $\nu = 1/3$  zu beobachten. Der Anstieg des resistiven Signals ab etwa 1.6 V wird durch den einsetzenden Durchbruch der Proben verursacht. Bei zu hohen Gatespannungen wird

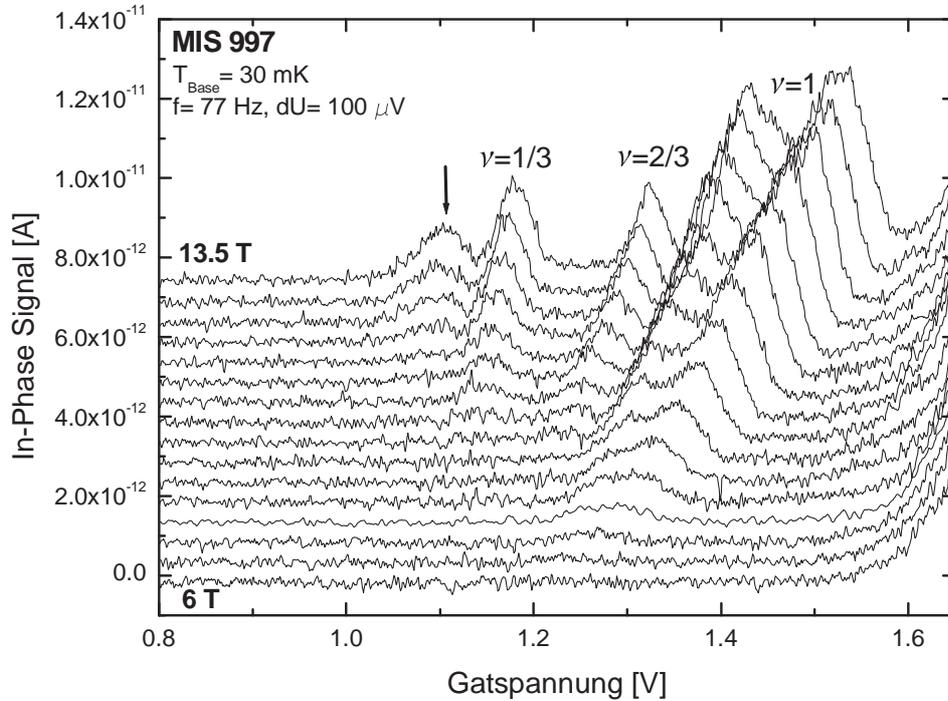


Abbildung 5.9: Verlauf des resistiven Signals für Magnetfelder zwischen 6 und 13.5 Tesla. Der ab einer Gatespannung von 1.6 V einsetzende Anstieg des resistiven Signals wird durch Leckströme verursacht. Die Ursache für das Auftreten einer Struktur bei  $\nu \leq 1/3$  (Pfeil) ist bisher ungeklärt.

die Blockadebarriere durchlässig und ein Leckstrom setzt ein. Ein weiteres Maximum, deren Ursache bisher ungeklärt ist, tritt bei  $\nu < 1/3$  ab einem Magnetfeld von 12 Tesla auf. Es ist nur im resistiven Signal der Probe zu beobachten und zeigt keine Modulation im kapazitiven Signal (Abb. 5.6). Die Strukturen im resistiven Signal erklären auch, warum das Kapazitätssignal bei  $\nu = 1$  wesentlich breiter ist als bei  $\nu = 2$ . In diesem Bereich der Gatespannung ist der Tunnelwiderstand so groß, dass die Bedingung  $\omega RC \ll 1$  nicht mehr erfüllt ist und das Außer-Phase Signal von dem In-Phase Signal beeinflusst wird.

Für das Auftreten von Strukturen im resistiven Signal kann es verschiedene Gründe geben. Eine Ursache kann zum Beispiel eine inhomogene Tun-

nelbarriere sein. Das zweidimensionale Elektronensystem wird nicht mehr gleichmäßig über die gesamte Gatefläche geladen und es kommt zum lateralen Transport innerhalb des Elektronensystems. In diesem Fall gilt die in Abschnitt 4 geforderte Bedingung  $R \ll 1/\omega C$  nicht mehr und der magnetfeldabhängige Widerstand des zweidimensionalen Elektronensystems führt zu einer Beeinflussung des Messsignals. Allerdings sollte dies nicht nur für die Strukturen mit Füllfaktor  $\nu \leq 1$  gelten, sondern für alle Bereiche, in denen die Zustandsdichte des Elektronensystems gering ist. Dies ist jedoch bei den hier gezeigten Messungen nicht der Fall (Abb. 5.9). Das resistive Signal zeigt bei  $\nu = 2$  keine Strukturen. Weiterhin würde man bei einer inhomogenen Tunnelbarriere erwarten, dass es auch beim Einsatz des zweidimensionalen Elektronensystems zu einem erhöhten resistiven Signal kommt [58]. Dieser Effekt scheint folglich nicht durch eine inhomogene Tunnelbarriere verursacht zu werden.

Eine weitere Möglichkeit für das Auftauchen von Strukturen im resistiven Signal besteht in einer durch Vielteilcheneffekte modifizierten Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen vom Rückkontakt in das zweidimensionale Elektronensystem. Es gibt eine Vielzahl von Experimenten, in denen eine solche Modifikation bisher beobachtet wurde. *Ashoori et. al.* berichten zum Beispiel von einem oszillierenden Tunnelleitwert mit Minima bei ganzzahligen Füllfaktoren und einer Füllfaktor-unabhängigen Abnahme des Leitwertes mit abnehmender Temperatur [70]. In diesen Experimenten wird im endlichen Magnetfeld bei tiefen Temperaturen der Tunnelleitwert zwischen einem dreidimensionalen metallischen und einem zweidimensionalen Elektronensystem untersucht. Als Ursache für die Beobachtungen wird eine Magnetfeld-induzierte Energielücke in der Einteilchenzustandsdichte angenommen, die in einem weiten Magnetfeldbereich besteht und nur eine schwache Abhängigkeit vom Füllfaktor zeigt [23].

In Tunnelexperimenten zwischen zwei hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronensystemen wird eine Unterdrückung des Tunnelstromes im Bereich hoher Magnetfelder beobachtet [71]. Auch hier wird eine Energielücke in der Einteilchenzustandsdichte zur Diskussion der Daten verwendet. *Eisenstein et. al.* gehen in ihrer Interpretation davon aus, dass das Auftreten einer Energielücke bei starken Magnetfeldern den hohen Korrelationsgrad des Elektronensystems widerspiegelt, die auftretende Energielücke eine andere physikalische Ursache als die von *Ashoori et. al.* beobachtete Lücke hat.

Ähnliche Strukturen wie die in den hier vorgestellten Messungen (Abb. 5.8) wurden auch schon in früheren Experimenten an MIS-Strukturen beobachtet [73, 72]. Während bei Füllfaktoren  $\nu < 1$  und  $\nu > 1$  einfache Maxima im resistiven Signal auftauchen, bildet sich in dem Bereich um  $\nu = 1$  eine Doppelstruktur aus. *Dolgoplov et. al.* schließen aus ihren Daten, dass die

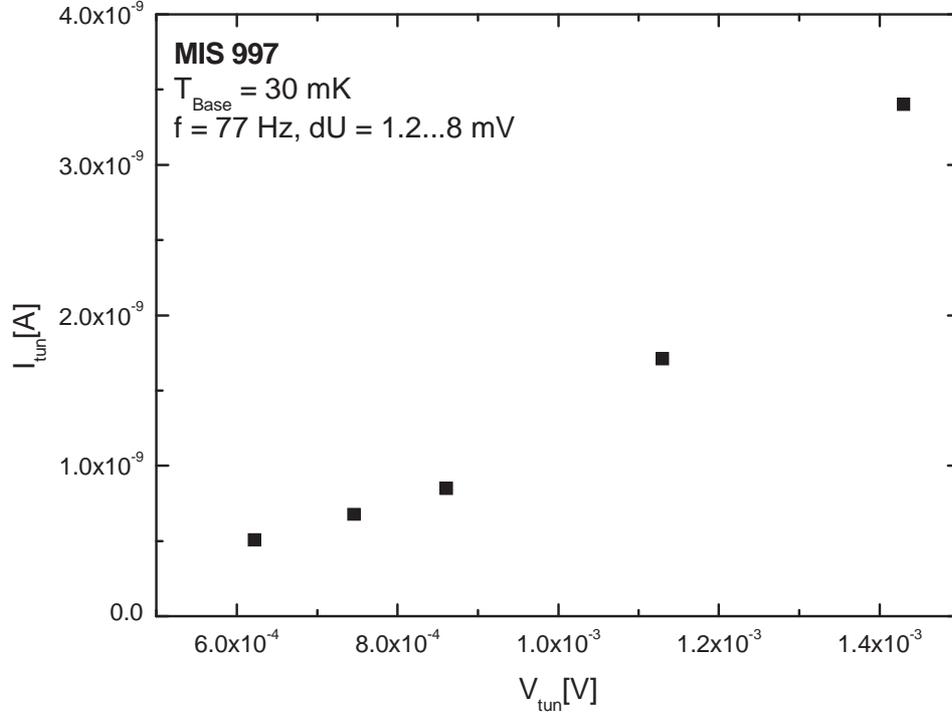


Abbildung 5.10: Abhängigkeit des Tunnelstromes  $I_{\text{tun}}$  von der Spannung  $U_{\text{tun}}$  über der Tunnelbarriere für das Maximum im resistiven Signal bei  $\mu \approx 1.1$ . Bei einer konstanten Frequenz von 77 Hz wurde die Modulationsamplitude  $dU$  zwischen 1.2 und 8 mV variiert. Mit Hilfe des in [72] angegebenen Zusammenhangs wurde die I-V Charakteristik der Probe aus dem In- und Außer-Phase Signal der Kapazitätsmessungen abgeschätzt.

Doppelstruktur eine Energielücke in der Zustandsdichte widerspiegelt, die bei einem Füllfaktor  $\nu \approx 0.9$  auftaucht, um  $\nu = 1$  verschwindet und schließlich bei  $\nu \approx 1.1$  wieder erscheint. Die auftretende Energielücke skaliert sowohl in diesem Füllfaktorbereich als auch bei  $\nu \leq 1$  linear mit der Energie [72]. Aufgrund dieser linearen Zunahme der Zustandsdichte um die Fermienergie herum, erwartet man, dass der Strom durch die Tunnelbarriere der MIS-Struktur  $I_{\text{tun}}$  im Bereich der Energielücke eine parabolische Abhängigkeit von der über der Barriere anliegenden Spannung  $U_{\text{tun}}$  zeigt [73], solange der Potentialunterschied über die Tunnelbarriere  $eV_{\text{tun}}$  größer als  $k_B T$  ist. Mit

$eV_{tun} < k_B T$  nimmt die I-V Kurve einen linearen Verlauf an.

Mit Hilfe des in [72] angegebenen Zusammenhangs

$$U_{tun} = \frac{C_{low} ReI}{\omega(C_{low} - C_{high})^2} \left( \frac{x_e + x_b}{x_b} \right)^2, \quad I_{tun} = ImI \quad (5.2)$$

wurde aus Kapazitätsmessungen bei verschiedenen Modulationsamplituden  $dU$  die I-V Charakteristik der Probe abgeschätzt. Hierbei wird angenommen, dass die Messung im Limes kleiner Frequenzen durchgeführt wurde, so dass  $C_{low}$  die thermodynamische Zustandsdichte des Elektronensystems widerspiegelt. Die Abstände zwischen Rückkontakt und Elektronensystem  $x_b$ , bzw. Elektronensystem und Gateelektrode  $x_e$  wurden mit den nominellen Schichtdicken der Probe genähert. Der Hochfrequenz-Limes  $C_{high}$  der Probe wurde mit dem Außer-Phase-Signal der Messungen bei einer Gatespannung vor dem Einsatz des Elektronensystems angenommen ( $U_G = 0.8$  V). Das Ergebnis der Abschätzung zeigt Abbildung 5.10. Trotz der wenigen Messpunkte ist deutlich zu erkennen, dass die Zunahme des Tunnelstromes mit steigender Spannung nicht linear ist, sondern einen parabolischen Verlauf zeigt.

Aus der Übereinstimmung mit den Experimenten von Ref. [73] und [72] lässt sich schließen, dass in den hier vorgestellten Messungen wahrscheinlich das Auftreten einer Energielücke in der Einteilchenzustandsdichte beobachtet wird. Um die Zusammenhänge zweifelsfrei zu klären, sind jedoch noch temperaturabhängige Messungen notwendig.

## 5.2 Eindimensionale Elektronensysteme

Der Schwerpunkt der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente ist die Untersuchung von Quantendrähten, die auf MIS-Strukturen präpariert wurden. Aus den Kapazitätsmessungen an den Drähten lässt sich im Rahmen eines einfachen Einteilchenmodells das effektive Einschlusspotential bestimmen. In den folgenden beiden Abschnitten werden Untersuchungen an Drahtgittern und Einzeldrähten vorgestellt. Während die Gitter mit Hilfe der klassischen Kapazitätsspektroskopie untersucht wurden, musste bei den Einzeldrähten die in Kapitel 4 vorgestellte Brückentechnik verwendet werden.

Der letzte Abschnitt dieses Kapitels diskutiert Messungen an Quantendrähten, die bei Millikelvin-Temperaturen durchgeführt wurden. Hier wird insbesondere das Verhalten der Spinaufspaltung in Abhängigkeit vom Einschlusspotential untersucht.

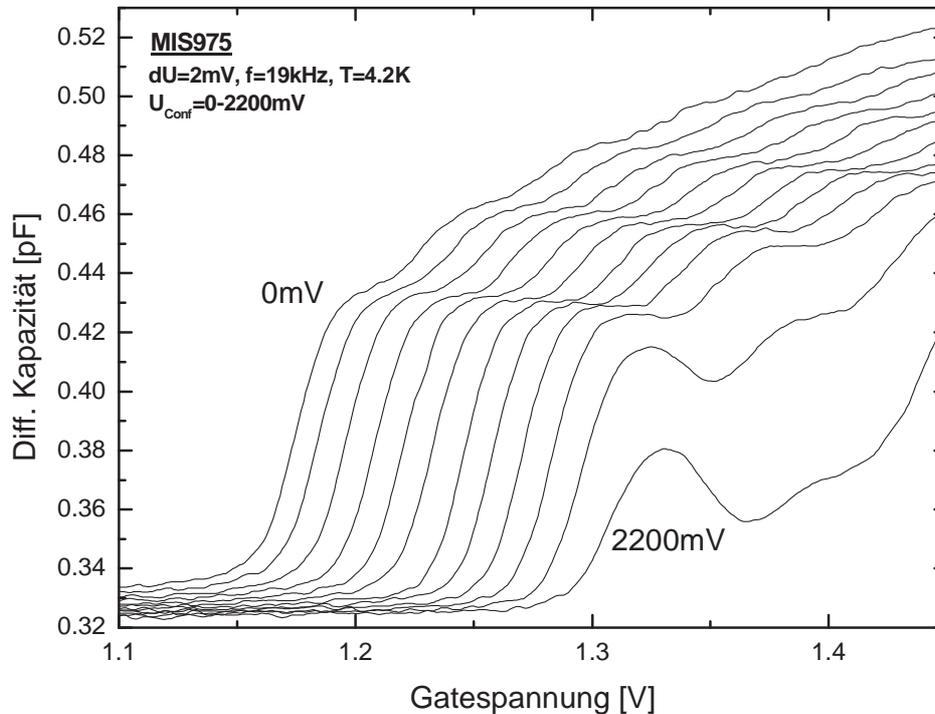


Abbildung 5.11: Kapazitätsmessungen an einem großflächigen Drahtarray.

### 5.2.1 Drahtarrays

In Abbildung 5.11 sind Kapazitätsdaten eines Elektronendrahtgitters als Funktion der Gatespannung  $U_G$  für verschiedene Einschliessspannungen  $U_{Conf}$  bei einer Temperatur von 4.2 Kelvin gezeigt. Das Gitter besteht aus 22 Einzeldrähten mit einer Länge von  $60 \mu\text{m}$ , für die Gesamtlänge des untersuchten Quantendrahtes ergeben sich somit etwa 1.3 mm. Die einzelnen Feldeffektelektroden habe eine Breite von 100 nm und der Abstand zwischen zwei Elektroden beträgt 150 nm. Schätzt man mit Hilfe der Probenparameter und der Fläche der Feldeffektelektroden die geometrische Kapazität zwischen Rückkontakt und Oberfläche ab, ergeben sich 0.1 Pikofarad. Kapazitäten dieser Größenordnung lassen sich noch mit Hilfe der klassischen Kapazitätsspektroskopie untersuchen. Die sich aus der Abschätzung ergeben-

de geometrische Kapazität ist mit den experimentellen Ergebnissen in guter Übereinstimmung, wie die Messdaten für Gatespannungen  $U_G \leq 1.15 \text{ V}$  zeigen. Vor dem Einsatz des eindimensionalen Elektronensystems ergeben die Daten für die Kapazität zwischen Oberfläche und Rückkontakt einen Wert von  $\sim 0.32 \text{ pF}$ . Die gemessene und abgeschätzte Kapazität liegt in derselben Größenordnung, unterscheiden sich aber etwa um das Dreifache. Dieser Unterschied kommt vermutlich durch die nicht berücksichtigten parasitären Kapazitäten in der Probe und im Messaufbau zustande.

Bei den Kapazitätsmessungen an Drähten wird die Spannung  $U_G$  und damit die Elektronendichte in den Drähten durchgeföhren, während die zwischen benachbarten Elektroden anliegende Spannung  $U_{Conf}$  konstant gehalten wird. Betrachtet man zunächst die Messung für  $U_{Conf} = 0 \text{ V}$ , bildet sich das Elektronensystem bei einer Spannung von  $U_G = 1.17 \text{ V}$ . Im Vergleich mit Messungen an zweidimensionalen Elektronensystemen (siehe z.B. Abb. 5.1) liegt die Einsatzspannung der in dieser Arbeit untersuchten Elektronendrähte meistens bei höheren Gatespannungen. Weiterhin ist die Einsatzspannung des eindimensionalen Elektronensystems abhängig von der Vorbehandlung der Probe. So kann es beispielsweise nach verschiedenen Abkühlprozessen zu unterschiedlichen Einsatzspannungen kommen. Die Ursache für dieses Verhalten sind zusätzliche Ladungen, wahrscheinlich in Oberflächenzuständen, die den Bandverlauf der Probe beeinflussen. Diese Ladungen führen nicht nur zu der erwähnten Änderung der Einsatzspannung, sondern beeinflussen, wie im folgenden noch deutlich wird, auch das Einschlusspotential des eindimensionalen Elektronensystems. Das bedeutet, dass Experimente nach verschiedenen Abkühlprozessen nicht unmittelbar vergleichbar sind.

Betrachtet man die Kapazität des Drahtgitters, spiegeln die Stufen in den Kurven die Besetzung der eindimensionalen Subbänder bei Erhöhung der Gatespannung  $U_G$  wieder. Die Kapazität zeigt immer dann einen Anstieg, wenn ein weiteres Subband besetzt wird. So sind bei einer Einschlussspannung von  $U_{Conf} = 600 \text{ mV}$  bis zu einer Gatespannung von  $U_G = 1.45 \text{ V}$  fünf Subbänder des eindimensionalen Systems besetzt. Das mit steigender Einschlussspannung zunehmende laterale Einschlusspotential führt zu einer Zunahme der Subbandabstände und äußert sich in immer ausgeprägteren Stufen in der Kapazität. Der Verlauf der Kapazität spiegelt die in Abb. 2.4 gezeigte thermodynamische Zustandsdichte eines eindimensionalen Elektronensystems wieder, wenn man den linearen Anstieg der geometrischen Kapazität und Mechanismen, die zur Verbreiterung der Zustandsdichte führen, mit berücksichtigt. Wie bei den zweidimensionalen Elektronensystemen wird dieser durch die Verlagerung des Ladungsschwerpunktes des eindimensionalen Elektronensystems hervorgerufen.

Die hohe Qualität der auf diese Art hergestellten Quantendrähte wird

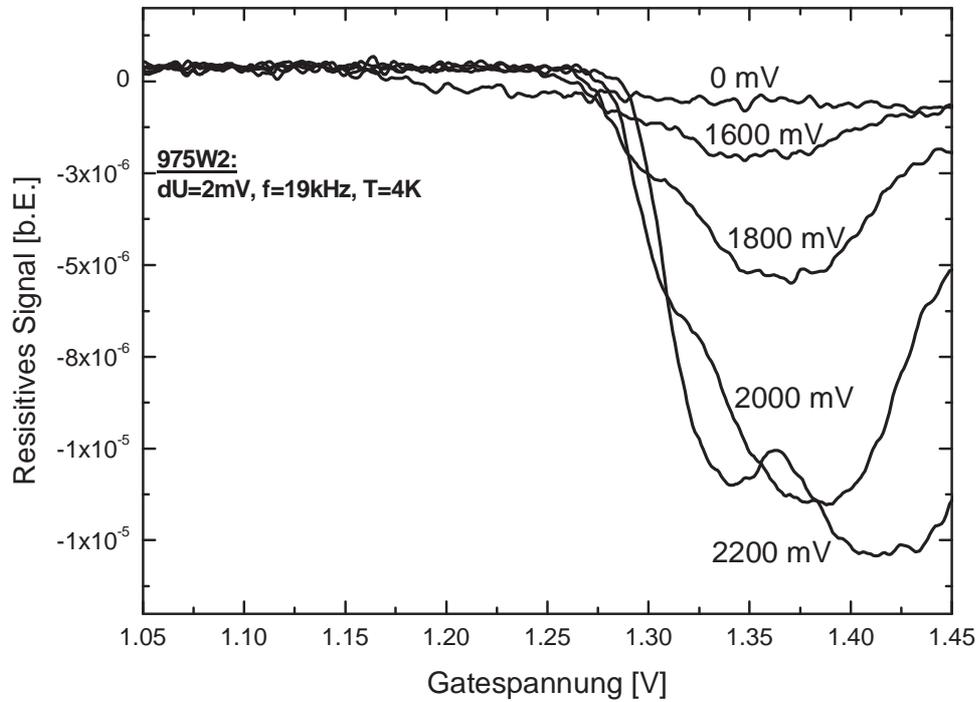


Abbildung 5.12: Resistives Signal in Abhängigkeit der Einschlussspannung.

durch den Umstand unterstrichen, dass sich die eindimensionale Subbandstruktur nicht erst wie in früher veröffentlichten Messungen [74] in der Ableitung des Signals zeigt. Bereits bei einer Einschlussspannung von  $U_{Conf} = 0 \text{ mV}$  lässt sich der Bereich, in dem sich das Elektronensystem im eindimensionalen Quantenlimes befindet, eindeutig identifizieren. Es wird offensichtlich, dass das nackte Einschlusspotential  $\Phi_{bare}$  nicht allein durch die angelegte Einschlussspannung gebildet wird, da sich der eindimensionale Charakter des Elektronensystems auch ohne Anlegen einer Einschlussspannung deutlich zeigt. Simulationsrechnungen, die für derartige Quantendrähte durchgeführt wurden [75], unterstützen die Annahme, dass es sich bei der Ursache dieses zusätzlichen Potentialbeitrages um Ladungen in Oberflächenzuständen handelt. Es wäre auch denkbar, dass durch das Abkühlen der metallischen Feldeffektelektroden ein verspannungsinduziertes Potential entsteht, das ein

zusätzliches Einschlusspotential erzeugt [76, 77]. Allerdings würde man eine Abhängigkeit dieses Potentials von der relativen Ausrichtung der Elektroden zum Kristallgitter erwarten, was in den bisherigen Experimenten nicht beobachtet werden konnte.

Mit Zunahme des Einschlusspotentials muss man immer größere Gate-Spannungen anlegen, um die jeweiligen Subbänder zu laden. Aus diesem Grunde steigt die Einsatzspannung  $U_{th}$  des Elektronensystems mit zunehmender Einschlussspannung an. Gleichzeitig nimmt die gemessene Kapazität zwischen der Oberfläche und dem Elektronensystem ab. Zum einen geschieht dies aufgrund des steigenden Einschlusspotentials und der damit reduzierten Ausdehnung der Elektronen-Wellenfunktion. Bei Einschlussspannungen ab  $U_{conf} \geq 1600 \text{ mV}$  ist aber auch eine Zunahme des resistiven Signals zu beobachten (Abb. 5.12), die darauf hindeutet, dass der Ladevorgang über die Tunnelbarriere bei zu hohen Einschlussspannungen unterdrückt wird und der Außer-Phase Anteil des Signals nicht mehr die reine Kapazität des Systems darstellt. In diesem Bereich sollte eine quantitative Auswertung der Kapazitätsdaten vermieden werden.

In einem senkrecht angelegten Magnetfeld transformieren die eindimensionalen Subbänder in Hybridzustände. Anhand der Gleichungen 2.14 und 2.15 wird deutlich, dass die Zustandsdichte und der Subbandabstand  $\hbar\omega = \hbar(\omega_0^2 + \omega_c^2)^{1/2}$  des eindimensionalen Systems zunehmend vom Magnetfeld dominiert werden.

Abbildung 5.13 zeigt Kapazitätsdaten als Funktion der Gatespannung  $U_g$ , die bei Magnetfeldern zwischen 0 und 10 Tesla und einer Temperatur von 4.2 Kelvin aufgenommen wurden. Die Einschlussspannung  $U_{Conf}$  beträgt 600 mV. Mit Hilfe eines einfachen Modelles kann man anhand der magnetfeldabhängigen Messungen den Subbandabstand  $\hbar\omega_0$  des eindimensionalen Elektronensystems bestimmen. Verwendet man für das Einschlusspotential einen parabolischen Ansatz wie in Abschnitt 2.2, ergibt sich durch Integration der Gleichung 2.15 von  $1/2$  bis  $3/2 \hbar\omega$  die Ladungsträgerdichte, bis zu der sich das System im Quantenlimes befindet, also nur das erste Subband besetzt ist:

$$n_{ql} = \sqrt{\frac{8m^*}{\pi^2\hbar}} \frac{(\omega_0^2 + \omega_c^2)^{3/4}}{\omega_0}. \quad (5.3)$$

Nimmt man weiterhin an, dass die Kapazität im Gatespannungsbereich mit nur einem besetzten Subband konstant ist, lässt sich für die Ladungsträgerdichte auch der Ansatz  $en_{ql} = C_w U_{ql}$  machen.  $C_w$  ist die Kapazität pro Länge zwischen dem Elektronensystem und der Feldeffektelektrode und  $U_{ql}$  ist der Gatespannungsbereich vom Einsatz des eindimensionalen Systems bis zur Besetzung des zweiten Subbandes. Aus dieser Beziehung und Gleichung 5.3

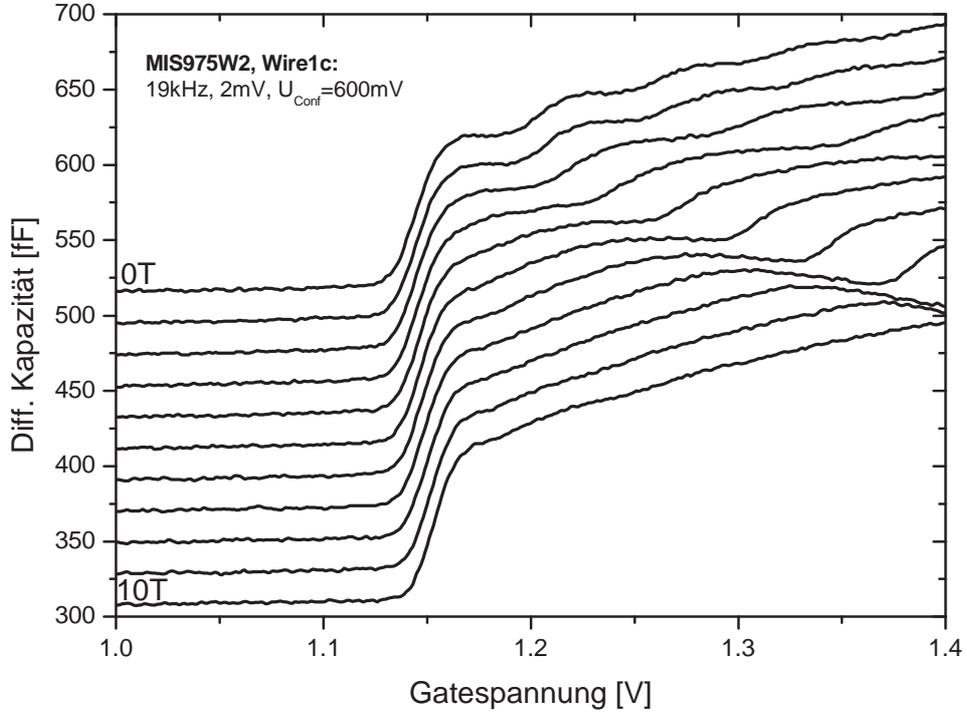


Abbildung 5.13: Kapazität eines Quantendrahtes bei senkrecht angelegtem Magnetfeld. Die Daten sind jeweils um einen konstanten Betrag vertikal gegeneinander versetzt.

ergibt sich die folgende Beziehung zwischen  $U_{ql}$  und dem angelegten Magnetfeld  $B$ :

$$U_{ql}^{4/3} = \left(\frac{\alpha e}{C_w}\right)^{4/3} \omega_0^{2/3} + \left(\frac{\alpha e}{C_w \omega_0}\right)^{4/3} \left(\frac{e}{m^*}\right)^2 B^2 \quad (5.4)$$

wobei für

$$\alpha = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar}} \quad (5.5)$$

gilt. In Abbildung 5.15 sind die Werte von  $U_{ql}^{4/3}$  für eine Einschussspannung von 600 mV gegen  $B^2$  aufgetragen. Schätzt man den Verlauf der Daten anhand des linearen Zusammenhangs  $U_{ql}^{4/3} = a_0 + a_1 B^2$  ab, erhält man sowohl

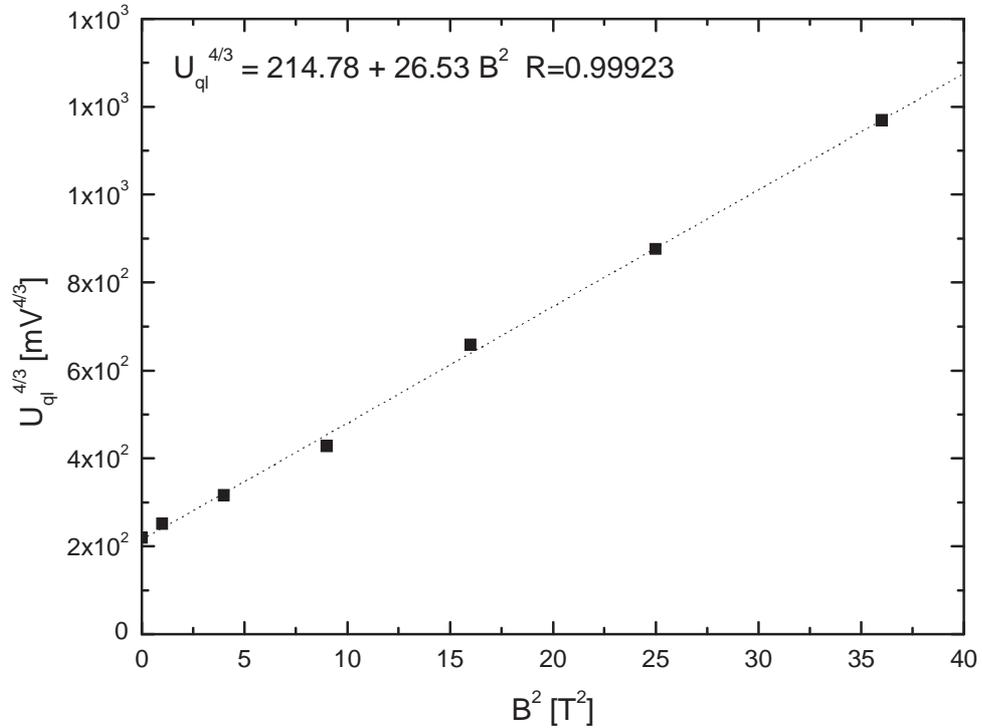


Abbildung 5.14: Aufgetragen ist die Breite  $U_{ql}^{4/3}$  des ersten Subbandes gegen das jeweilige Magnetfeld  $B^2$ . Bei den Daten handelt es sich um die Werte der in Abb. 5.13 gezeigten Messung für eine Einschlußspannung von  $U_{Conf} = 600 \text{ mV}$ . Die gepunktete Linie ist das Ergebnis eines linearen Fits der Messdaten. Der Korrelations-Koeffizient  $R$  ist ein Maß für die Stärke der linearen Abhängigkeit, d.h. in welchem Maß der funktionelle Zusammenhang  $U_{ql}^{4/3} = a_0 + a_1 B^2$  erfüllt ist.

den Subbandabstand  $\hbar\omega_0$  als auch die Kapazität  $C_w$ :

$$\hbar\omega_0 = \frac{e\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{a_0}{a_1}} = 4.8 \text{ meV} \quad (5.6)$$

$$C_w = \sqrt{\frac{8e^3}{\pi^2 \hbar a_0 \sqrt{a_1}}} = 176 \frac{\text{pF}}{m} \quad (5.7)$$

Trotzt dieses einfachen Ansatzes ist es erstaunlich, wie gut sich die Messdaten mit Hilfe der Gleichung 5.4 an das Modell anpassen lassen. Insbesondere, wenn man berücksichtigt, dass Photokapazitätsmessungen von *Drexler et. al.* [78] zeigen, dass das nackte Einschlusspotential  $V_{bare}$  in ähnlichen eindimensionalen Elektronensystemen deutlich größer als das effektive Einschlusspotential ist. Für einen Quantendraht mit einem effektiven Einschlusspotential von  $\hbar\omega_0 = 4.7$  meV ergeben die Photokapazitätsmessungen ein  $V_{bare}$  von 7.8 meV. Der Beitrag des Elektronensystems zum effektiven Einschlusspotential ist also nicht unerheblich. Unter diesen Voraussetzungen ist es zunächst zweifelhaft, ob die Annahme einer von der Ladungsträgerdichte im Quantendraht unabhängigen Kapazität und eines dichteunabhängigen parabolischen Einschlusspotentials zu einem vernünftigen Modell führt. Betrachtet man die magnetfeldabhängigen Messungen (Abb. 5.13), so scheint diese Bedingung auch nur für niedrige Magnetfelder bis zu 3 Tesla erfüllt zu sein. Die gute Übereinstimmung zwischen Messdaten und Modell zeigt auch der Korrelations-Koeffizient von  $R = 0.99923$  für die lineare Regression in Abb. 5.14.

Mit Hilfe dieses einfachen Modells wurden magnetfeldabhängige Messungen bei verschiedenen Einschlussspannungen  $U_{conf}$  ausgewertet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.15. Für das erste Subband zeigt sich ein linearer Anstieg des Einschlusspotentials mit zunehmender Einschlussspannung. Bei einer Einschlussspannung von  $U_{Conf} = 0$  mV beträgt  $\hbar\omega_0 = 4$  meV und bei der maximal angelegten Spannung von  $U_{Conf} = 1800$  mV ergibt sich für  $\hbar\omega_0 = 6.25$  meV. Der Verlauf des effektiven Einschlusspotentials in Abhängigkeit der angelegten Einschlussspannung verdeutlicht nochmals den oben schon erwähnten Einfluss zusätzlicher Ladungen auf das nackte Einschlusspotential  $V_{bare}$ . Mit Hilfe der Einschlussspannung lässt sich zwar das Einschlusspotential über einen weiten Bereich durchstimmen, ein großer Anteil des Potentials wird aber durch zusätzliche Beiträge anderer Ladungsverteilungen erzeugt. Im Rahmen der Experimente wurde auch versucht, diesen Beitrag durch das Umpolen der Einschlussspannung aufzuheben und die Drähte *in die Breite zu ziehen*. Versuche solcher Art zeigten aber nicht das gewünschte Ergebnis, sondern führten von inhomogen verbreiterten Strukturen in den Kapazitätsmessungen bis hin zu massiven Leckströmen zwischen den Feldeffektelektroden und dem Rückkontakt.

Der Verlauf der mittleren Kapazität pro Länge  $C_w$  in Abhängigkeit der Einschlussspannung ist dem des Einschlusspotentials entgegengesetzt. Mit zunehmender Einschlussspannung nimmt  $C_w$  ab. Das ist insofern verständlich, da mit zunehmendem Einschlusspotential die Ausdehnung der Wellenfunktion im eindimensionalen Elektronensystem abnimmt.

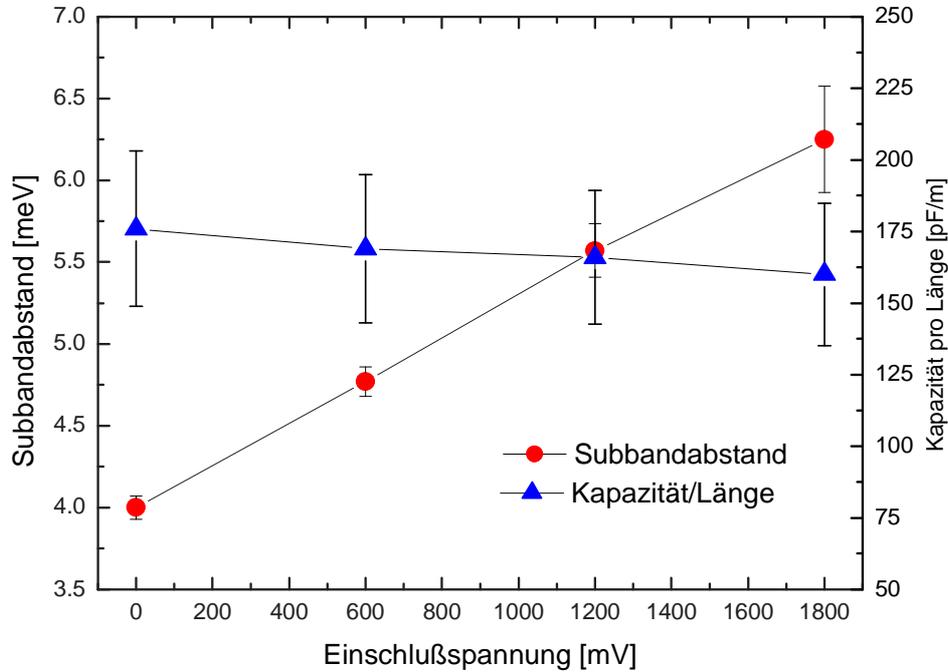


Abbildung 5.15: Subbandabstand und mittlere Kapazität in Abhängigkeit der Einschlußspannung.

### 5.2.2 Einzeldrähte

Neben den Untersuchungen an Arrays von Drähten wurden auch Einzeldrähte mit der in Kapitel 4 vorgestellten Brückentechnik untersucht. Obwohl diese Methode gegenüber dem klassischen Kapazitäts-Messverfahren sowohl präparativ als auch messtechnisch wesentlich aufwändiger ist, erhofft man sich von der Untersuchung einzelner Drähte und der daraus resultierenden Reduzierung der Drahtlänge Vorteile bezüglich der Homogenität des erzeugten Elektronensystems.

Die mit der Elektronenstrahlithografie hergestellten Elektroden auf der Oberfläche der Proben können aufgrund von Fluktuationen der Präparationsparameter (z.B. der Belichtungsdosis) Schwankungen in der Breite aufweisen, die sich auf das unter den Elektroden entstehende eindimensionale Elektronensystem übertragen. Diese Schwankungen führen zu einer *Verschmie-*

runge der in der Kapazitätsmessung auftauchenden Strukturen, die das Laden des eindimensionalen Elektronensystems widerspiegeln. Weiterhin spielt die Homogenität der verwendeten MIS-Struktur selbst eine Rolle. Um Effekte beobachten zu können, die nur schwache Auswirkungen auf die Zustandsdichte des Elektronensystems haben und nur schwer in den Messungen aufzulösen sind, ist es notwendig, dass das Elektronensystem über die gesamte Länge des Drahtes homogen geladen wird. Dies setzt zum einen eine über die ganze Probe homogene Tunnelbarriere und zum anderen konstante Schichtdicken innerhalb der Heterostruktur voraus. Diesen Anforderungen stehen jedoch mögliche Kontaminationen und Schichtdicken-Variationen beim MBE-Wachstum der Heterostrukturen gegenüber, die nicht immer vermieden werden können. Zusammenfassend stellt die Reduzierung der Drahtlänge eine Möglichkeit dar, um die durch Präparation und Wachstum auftretenden Inhomogenitäten in dem eindimensionalen Elektronensystem zu reduzieren.

Obwohl Einzeldrähte mit dieser Messmethode schon in früheren Arbeiten erfolgreich untersucht wurden [51], traten bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen massive Probleme auf. Diese Probleme äußerten sich insbesondere in starken Fluktuationen des Kapazitätssignals, wie Abbildung 5.16 zeigt. Dargestellt sind zwei zeitlich aufeinander folgende Kapazitätsmessungen an einem Einzeldraht. Aus technischen Gründen wurde bei den Messungen die Gatespannung am Rückkontakt bezüglich der Elektroden an der Oberfläche angelegt, d.h. um das Leitungsband an der Grenzfläche zwischen Tunnel- und Blockadebarriere abzusenken, muss in diesem Fall eine negative Gatespannung angelegt werden.

Die erste Messung (durchgezogene Kurve) zeigt die Kapazität eines eindimensionalen Elektronensystems, wie sie schon in Abschnitt 5.2.1 diskutiert wurde. Die Einsatzspannung liegt bei  $U_G = -1.2 \text{ V}$  und mit abnehmender Gatespannung ist das Laden zweier Subbänder zu beobachten. Die in dieser Messung angelegte Einschlussspannung beträgt  $U_{Conf} = 2 \text{ V}$ . Die etwas später aufgenommene Kurve (gestrichelt) zeigt, dass sich die Qualität des Elektronensystems merklich geändert hat. Der Einsatz ist deutlich breiter geworden und die eindimensionalen Strukturen in der Kapazität sind kaum noch erkennbar. Es scheint so, als wenn das Einschlusspotential deutlich schwächer und inhomogen geworden wäre. Zudem wird der Draht nicht mehr gleichmäßig über die gesamte Länge geladen, was sich in dem deutlich verbreiterten Einsatz des Elektronensystems widerspiegelt. Hierfür könnten zum Beispiel Ladungsverteilungen auf der Oberfläche der Probe verantwortlich sein, die sich während der Messungen geändert haben. Der Einfluss der Oberflächenladungen auf das Einschlusspotential wurde ja schon in Abschnitt 5.2.1 diskutiert. Ob zum Beispiel der größere Anteil an freier Oberfläche bei den Einzeldrähten zu diesem instabilen Verhalten führt, konnte bisher noch

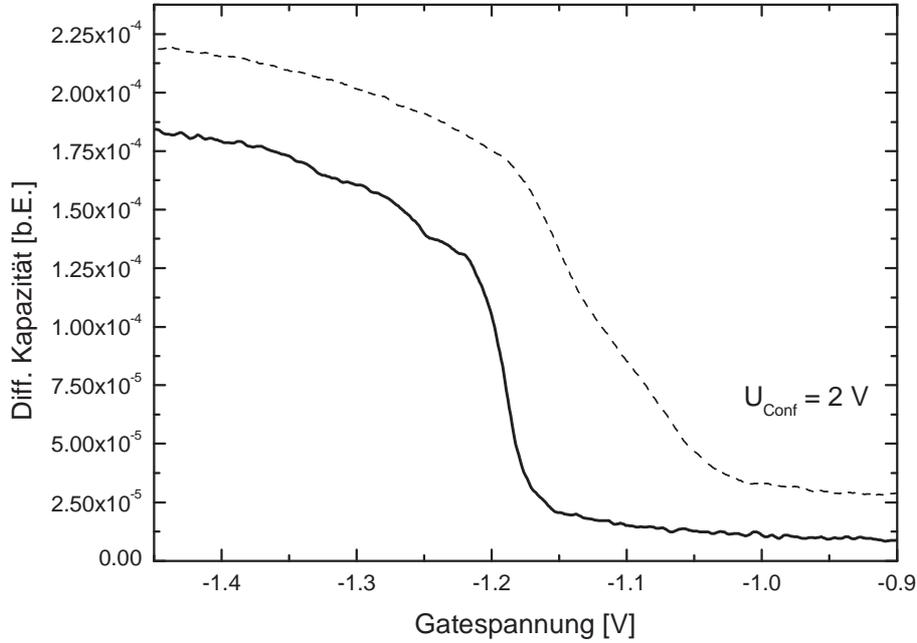


Abbildung 5.16: Zwei zeitlich aufeinander folgende Messungen an einem Einzeldraht. Die erste Messung (durchgezogene Kurve) zeigt den Einsatz des eindimensionalen Elektronensystems und das Laden zweier Subbänder.

nicht geklärt werden. Aufgrund dieser Schwierigkeiten war es nur bei wenigen Messungen möglich, Kapazitätsdaten bei verschiedenen Einschlussspannungen und Magnetfeldern aufzunehmen. Eine dieser Messungen zeigt Abbildung 5.17.

Bei der Probe handelt es sich um einen etwa  $60 \mu\text{m}$  langen Einzeldraht, die Feldeffektelektroden habe eine Breite von  $100 \text{ nm}$  und einen Abstand von  $150 \text{ nm}$ . Als Referenz für die Messungen mit der Kapazitätsbrücke dient ein identisch präparierter Einzeldraht. In der Abbildung ist das kapazitive Signal in Abhängigkeit der angelegten Gatespannung bei verschiedenen Einschlussspannungen aufgetragen. Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Messungen an einem Drahtarray lässt sich das Laden der eindimensionalen Subbänder dieses Einzeldrahtes erst ab einer Einschlussspannung von  $U_{Conf} = 0.75 \text{ V}$  beobachten. Bei dieser Einschlussspannung liegt der

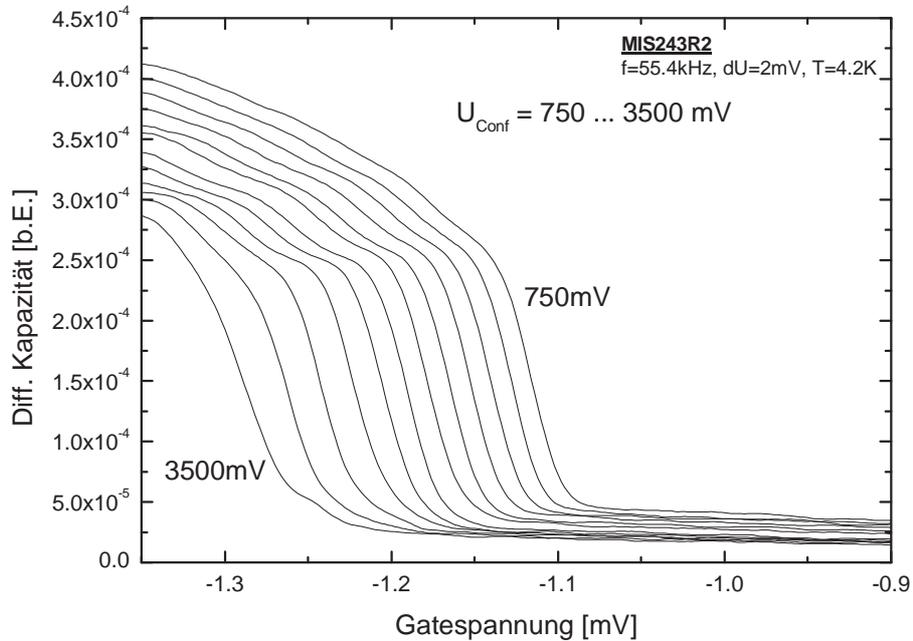


Abbildung 5.17: Kapazitätsmessungen an einem Einzeldraht bei Einschlussspannungen zwischen 750 und 3500 mV. Die Einschlussspannung wurde in Schritten von 250 mV erhöht.

Einsatz des Elektronensystems bei einer Gatespannung von etwa  $U_{Th} \sim -1.1$  V und mit zunehmender Gatespannung ist das Laden mindestens dreier Subbänder zu beobachten. Mit steigender Einschlussspannung werden die Stufen im Kapazitätssignal immer deutlicher, bis schließlich das Signal ab einer Einschlussspannung von 3 V zusammenbricht. Dieser Zusammenbruch macht sich durch einen deutlich verbreiterten Einsatz des Elektronensystems und einem Verschwinden der Stufen im Kapazitätssignal bemerkbar. Betrachtet man das resistive Signal (Abb. 5.18) des Einzeldrahtes, zeigen sich ab einer Einschlussspannung von  $U_{Conf} = 2.5$  V Maxima, die auf eine Zunahme des Tunnelwiderstandes und damit einhergehende Ladeschwierigkeiten des eindimensionalen Systems hinweisen. Die am Einsatz des Elektronensystems auftretenden Maxima im resistiven Signal nehmen mit steigender Einschlussspannung zu und erreichen schließlich eine Signalstärke, die in der Größenordnung des kapazitiven Signals liegt. Der am Einsatz des Elektro-

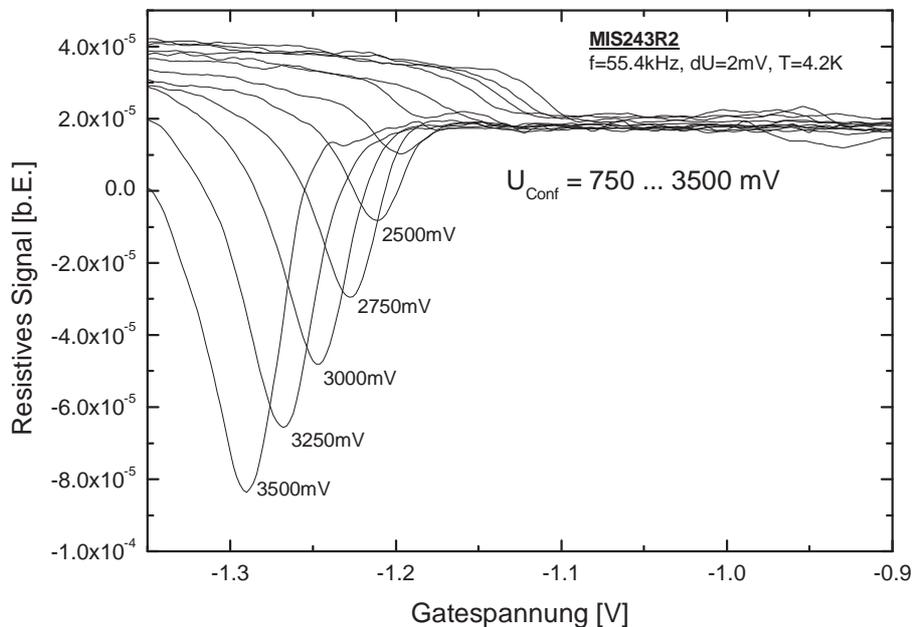


Abbildung 5.18: Das resistive Signal des Einzeldrahtes bei Einschlussspannungen zwischen 0.75 und 3.5 V.

nensystems zu beobachtende leichte Anstieg des resistiven Signals ist durch eine nicht exakt abgegliche Phase bedingt. Da es jedoch wiederholt auch während des Abgleichens von Brücke und Phase zu Störungen in den Messungen kam, wurde hier zu Gunsten der Stabilität auf einen exakten Abgleich der Phase verzichtet. Zudem liegt der Anstieg im resistiven Signal fast eine Größenordnung unter dem Anstieg des Außer-Phase Signals, der beim Laden des eindimensionalen Systems zu beobachten ist.

Aufgrund der Strukturen im resistiven Signals wurden die magnetfeldabhängigen Messungen zur Bestimmung des jeweiligen Einschlusspotentials nur in einem Bereich von  $0.75 \text{ V} \leq U_{Conf} \leq 2.75 \text{ V}$  durchgeführt. Abbildung 5.19 zeigt die Dispersion der eindimensionalen Subbänder des Einzeldrahtes bei einer Einschlussspannung von  $U_{Conf} = 2 \text{ V}$  und senkrechten Magnetfeldern zwischen 0 und 7 Tesla. Ähnlich wie bei den Messungen an den Drahtarrays lassen sich auch in dem hier untersuchten Magnetfeldbereich keine Strukturen in der Kapazität beobachten, die man der Spinaufspaltung der

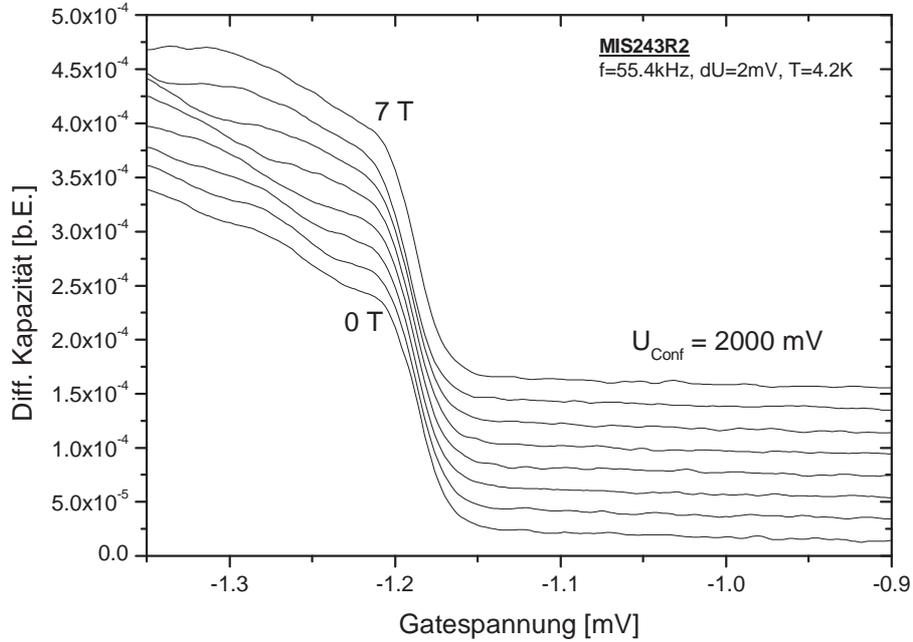


Abbildung 5.19: Dispersion der Subbänder eines Einzeldrahtes im Magnetfeld zwischen 0 und 7 Tesla bei einer Einschussspannung von  $U_{Conf} = 2$  V und einer Temperatur von 4.2 K. Die Daten sind jeweils um einen konstanten Betrag vertikal gegeneinander versetzt.

eindimensionalen Subbänder zuordnen könnte.

Mit Hilfe des in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten parabolischen Ansatzes für das Einschusspotential wurden die magnetfeldabhängigen Messungen ausgewertet und die Subbandabstände in Abhängigkeit der angelegten Einschussspannung bestimmt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.20. Bei einer Spannung von  $U_{Conf} = 0.75$  V ergibt sich für das erste Subband ein Abstand von  $\hbar\omega_0 = 4.9$  meV. Mit steigendem Einschuss nimmt der Subbandabstand zu und erreicht bei  $U_{Conf} = 2.5$  V einen maximalen Wert von  $\hbar\omega_0 = 7.1$  meV. Im Gegensatz zu den bei dem Drahtarray ermittelten Subbandabständen liegt der Fehler der hier bestimmten Werte deutlich höher. Der höhere Fehler ist darauf zurückzuführen, dass die Stufen im Kapazitätssignal schwächer ausgeprägt und damit die Position der Gatespannung, bei der das Laden des zweiten Subbandes beginnt, wesentlich ungenauer zu bestimmen ist. Insbe-

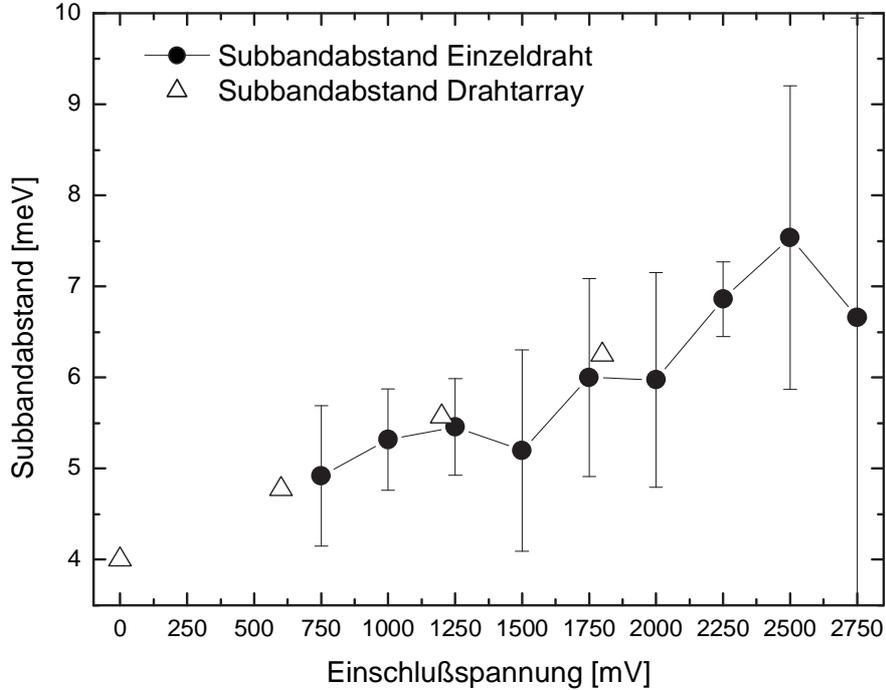


Abbildung 5.20: Dargestellt ist der mit Hilfe des parabolischen Modells ermittelte Subbandabstand des untersuchten Einzeldrahtes (Kreise) in Abhängigkeit der Einschlußspannung. Die für das Drahtarray (Abb. 5.15) ermittelten Subbandabstände sind zum Vergleich aufgetragen (Dreiecke).

sondere bei den hohen Einschlußspannungen  $U_{Conf} \geq 2$  V kommt hinzu, dass durch das Auftreten von resistiven Signalanteilen das kapazitive Signal unterdrückt und die eindimensionalen Strukturen im Außer-Phase Signal geschwächt werden. Die Auswertung der Kapazitätsdaten in diesem Bereich der Einschlußspannung ist daher nur noch bedingt aussagekräftig und sollte mit Vorsicht interpretiert werden.

Vergleicht man die bei kleineren Einschlußspannungen berechneten Werte des Einschlußpotentials mit den ermittelten Daten des Drahtarrays aus Abschnitt 5.2.1 (siehe Abb. 5.15 und 5.20), so ergibt sich eine interessante Übereinstimmung. Beide Proben wurden mit identischen Parametern prozessiert, d.h. die Breite und Abstände der Feldeffektelektroden sollten sich nur

wenig unterscheiden. Auch die verwendeten MIS-Strukturen haben nominell einen identischen Aufbau. Abbildung 5.20 vergleicht die Abhängigkeit des parabolischen Einschlusspotentials  $\hbar\omega_0$  von der angelegten Einschlussspannung  $U_{Conf}$ . Im Bereich von  $0.6 \text{ V} \leq U_{Conf} \leq 1.75 \text{ V}$  überschneiden sich die Daten beider Proben und liegen in guter Übereinstimmung. Das heißt, sowohl bei dem Einzeldraht als auch dem Drahtarray scheinen sich die Einschlusspotentiale in Abhängigkeit der angelegten Spannung ähnlich zu verhalten. Schätzt man aufgrund dieser Aussage das Potential des Einzeldrahtes für eine Spannung von  $U_{Conf} = 0 \text{ V}$  ab, ergibt sich ein Wert, der bei etwa  $\hbar\omega_0 = 4 \text{ meV}$  liegt. Ein Einschlusspotential dieser Größe sollte eigentlich zu deutlichen Strukturen im Kapazitätssignal der Einzeldrähte führen, die sich jedoch erst ab einem Einschlusspotential von etwa  $5 \text{ meV}$  beobachten lassen. Das bei den Einzeldrähten erzeugte Einschlusspotential scheint zudem deutlich inhomogener als bei den Drahtarrays zu sein.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die in dieser Arbeit untersuchten Einzeldrähte nicht die Erwartungen erfüllen, die zu Beginn dieses Abschnittes an sie gestellt wurden. Zunächst zeigen sie ein instabiles Verhalten, das die Untersuchung der Proben deutlich erschwert. Bei einer der wenigen Proben, die ausführlicher untersucht werden konnten, zeigt sich zudem, dass das erzeugte Einschlusspotential inhomogen ist. Erst durch das Anlegen einer Einschlussspannung von etwa  $0.75 \text{ V}$  ( $\sim 5 \text{ meV}$ ) wird das System so homogen, dass sich erste Stufen in der Kapazität beobachten lassen. Dass die beobachteten Effekte kein prinzipielles Problem dieser Methode darstellen, belegen Kapazitätsmessungen an Einzeldrähten, die z.B. von D. Schmarek gemacht wurden [60]. Ob jedoch eine mögliche Ursache bei den verwendeten MIS-Strukturen oder in der Präparation zu suchen sind, konnte bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht geklärt werden.

### 5.2.3 Spinaufspaltung in eindimensionalen Elektronensystemen

Die Beobachtung eines erhöhten, effektiven Landéfaktors  $g$  in zweidimensionalen Elektronengasen ist eine interessante Konsequenz der Vielteilchenwechselwirkungen in diesen Systemen (s.a. Absch. 2.1.2). Die Reduzierung der Dimension des Elektronensystems und die damit zunehmende Bedeutung der Elektron-Elektron Wechselwirkung lässt zunächst vermuten, dass dieses Spin-Enhancement in Quantendrähten noch stärker betont wird. Allerdings sind sowohl die theoretischen Modelle als auch die experimentellen Szenarios deutlich komplizierter und werden bisher noch kontrovers diskutiert. Im folgenden sollen zwei theoretische Modelle vorgestellt werden, die

ein gegensätzliches Verhalten des Landé-Faktors in eindimensionalen Elektronensystemen vorhersagen.

Kinaret und Lee [17] beschreiben in ihrem Modell ein eindimensionales Elektronensystem mit senkrecht angelegtem Magnetfeld und sagen eine Abnahme des g-Faktors mit zunehmendem Einschlusspotential voraus. Sie berechnen den Anteil der Austauschwechselwirkung an der Gesamtenergie und lösen die Schrödingergleichung

$$H_0 = \frac{1}{2m} \left( -i\hbar\nabla - \frac{e}{c} Bx\hat{z} \right)^2 + U(x) \quad (5.8)$$

des Systems mit Hilfe der Hartree-Fock Näherung. Für das Einschlusspotential wählen sie einen parabolischen Ansatz mit  $U(x) = \frac{1}{2} m\omega_0^2 x^2$ . Die Gesamtenergie setzt sich aus der Summe dreier Anteile zusammen:

$$E_{tot} = E_{kin} + E_{exc} + E_{Zee}. \quad (5.9)$$

$E_{kin}$  beschreibt den kinetischen Beitrag der Elektronen pro Länge und ist abhängig von der Ladungsträgerdichte  $n$ , der Zyklotronfrequenz  $\omega_c$  und dem Einschlusspotential  $\hbar\omega_0$ :

$$E_{kin}(n) = \frac{\omega_0^2}{\omega_c^2 + \omega_0^2} \frac{\pi^2 \hbar^2}{6m} n^3 + \frac{\hbar}{2}. \quad (5.10)$$

Der Beitrag der Elektron-Elektron-Wechselwirkung wird mit  $E_{exc}$  berücksichtigt:

$$E_{exc}(n) = -\frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} n \left( \frac{\pi}{8} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^2}{l} + \frac{e^2}{2\pi^2 l^2} [1 - g(2\pi nl)] \quad (5.11)$$

$$\text{mit } g(\alpha) = \int_1^\infty \frac{dt}{t^2} \arccos \left( \frac{1}{t} \right) e^{-(1/2)\alpha^2 t^2}.$$

Die effektive magnetische Länge  $l$  ist ein Maß für die Reichweite der Austauschwechselwirkung und lautet  $l = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} \sqrt{\frac{\omega_c^2}{\omega_c^2 + \omega_0^2}}$ . Die Aufhebung der Spin-entartung im Magnetfeld wird über den Zeeman-Term

$$E_{Zee}(n) = -\frac{1}{2} g\mu_B B n \quad (5.12)$$

berücksichtigt.

Für das eindimensionale Elektronensystem ergeben sich bei Betrachtung der Gesamtenergie zwei Phasen. Ist  $E_{tot} \leq 0$ , überwiegt der Beitrag der Austauschwechselwirkung den kinetischen Beitrag. Man beobachtet einen

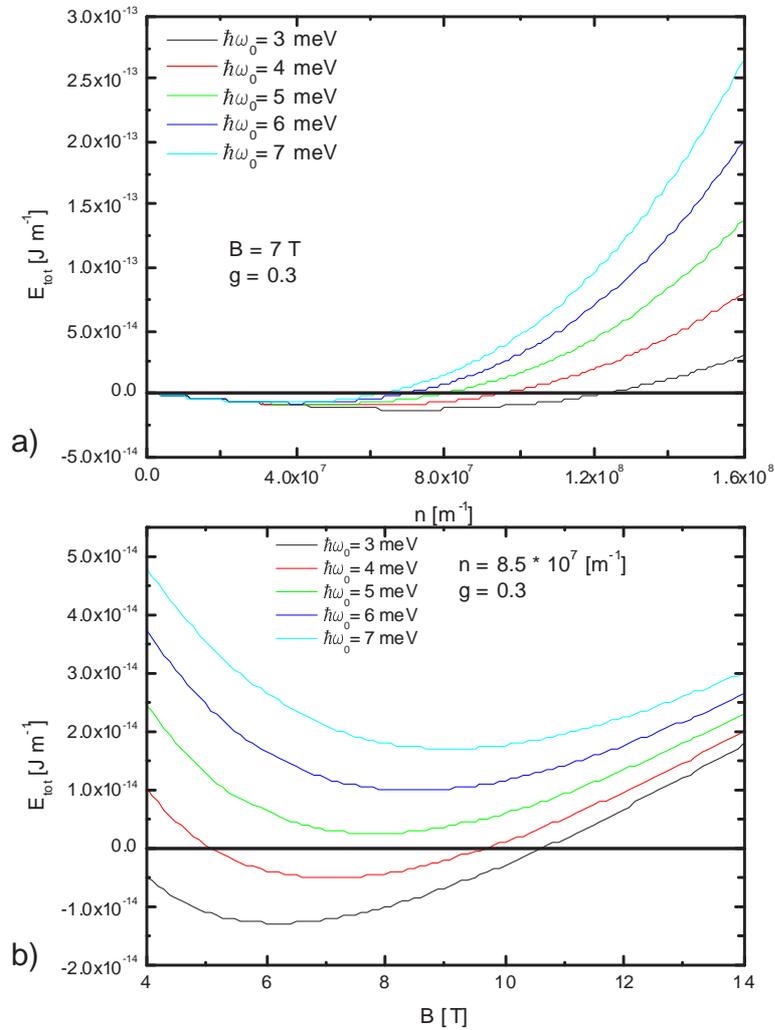


Abbildung 5.21: Gesamtenergie eines Elektrons im eindimensionalen System nach dem Modell von Kinaret in Abhängigkeit a.) der Ladungsträgerdichte/Länge bei festem Magnetfeld und b.) des Magnetfeldes bei fester Ladungsträgerdichte. Die Daten wurden nach [17] für verschiedene Einschlusspotentiale zwischen 3 und 7 meV berechnet.

erhöhten, effektiven g-Faktor. Überwiegt der kinetische Energiebeitrag und die Gesamtenergie wird  $E_{tot} \geq 0$ , nimmt die Bedeutung der Austauschwechselwirkung und deren Auswirkungen auf den g-Faktor ab. Abbildung 5.21 zeigt die nach [17] berechnete Gesamtenergie des eindimensionalen Elektronensystems sowohl in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte als auch des Magnetfeldes bei verschiedenen Einschlusspotentialen. Man erkennt, dass bei festem Magnetfeld  $B$  eine kritische Ladungsträgerdichte  $n_{cr}$  existiert, bei der der Phasenübergang stattfindet (Abb.5.21a). Der Bedarf an kinetischer Energie, der dem Auffüllen nur eines Spinzustandes mit Elektronen zugerechnet wird, nimmt solange zu, bis es für das System energetisch günstiger wird, dieselbe Ladungsträgerdichte durch das Besetzen zweier verschiedener Spinzustände zu erreichen. Bei steigendem Einschlusspotential nimmt der Wert von  $n_{cr}$  ab. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich, wenn man die Gesamtenergie bei fester Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes betrachtet (Abb.5.21b). Auch hier findet man kritische Werte des Magnetfeldes, an denen der Phasenübergang stattfindet.

Ein erweitertes Modell stellen Balev und Vasilopoulos [79] vor, die Austausch- und Korrelationseffekte selbstkonsistent in einer erweiterten Hartree-Fock Näherung behandeln. Sie leiten im Limes hoher Magnetfelder, in dem  $e^2/4\pi\epsilon_0\epsilon l_0\hbar\omega_c \ll 1$  gilt, eine Unterdrückung der Spinaufspaltung aufgrund von Korrelationseffekten und räumlich inhomogener Abschirmung durch die Randzustände im eindimensionalen Elektronensystem her. Experimentell wurde die Unterdrückung der Spinaufspaltung sowohl von Wrobel [80] in Magnettransportexperimenten an GaAs/AlGaAs Quantendrähten als auch von Kastner [81] und Mottahedeh [82] in schmalen Silizium Inversionsschichten beobachtet.

Einen gegensätzlichen Trend für das Verhalten der Spinaufspaltung sagt Shepard voraus [83]. Sein Modell führt zu einer Verstärkung der Spinaufspaltung mit steigendem Einschlusspotential. Er geht von einem ballistischen quasi-eindimensionalen Quantendraht aus, dessen unterer Spinzustand voll besetzt und dessen oberer Spinzustand mit steigender Ladungsträgerdichte gefüllt wird. Die Breite des Quantendrahtes wird als groß genug angenommen, so dass mit steigender Ladungsträgerdichte der von Kinaret und Lee vorhergesagte Phasenübergang noch nicht stattfindet. In diesem Regime zeigt er, dass das Vorhandensein eines Einschlusspotentials zu einer Verstärkung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung führt. Ursache hierfür ist die Wechselwirkung der Elektronen mit Ladungen in den polarisierbaren Randzuständen des Quantendrahtes, wie sie in Abbildung 5.22 dargestellt ist. Ein zusätzliches Elektron, dessen Wellenfunktion symmetrisch um die Mitte des Drahtes zentriert ist ( $k=0$ ), führt zu einer symmetrischen Ladungsverschiebung in den Randzuständen. Die zusätzliche Wechselwirkung der so entstehenden Löcher

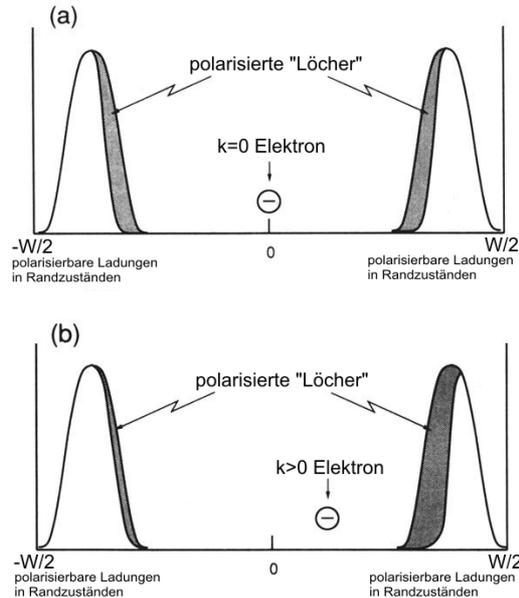


Abbildung 5.22: Polarisierung von Ladungen in den Randkanälen eines ein-dimensionalen Elektronensystems für ein zusätzliches Elektron mit a.) dem Impulsvektor  $k=0$  und b.)  $k \geq 0$  nach Shepard [83].

in den Randzuständen mit Elektronen im Draht führt zu einer Verstärkung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung (*antiscreening*) und zu einem erhöhten g-Faktor. Nimmt das Einschlusspotential des Quantendrahtes zu, wird die Polarisierung der Randzustände verstärkt und die Elektron-Elektron-Wechselwirkung erhöht sich weiter. Aufgrund dieser Tatsache erwartet man mit abnehmender Drahtbreite eine Zunahme des effektiven g-Faktors. Für Elektronen, deren Wellenvektor ungleich Null ist ( $k \neq 0$ ), nimmt dieser Effekt aufgrund der asymmetrischen Polarisierung der Randzustände wieder ab. Shepard unterstützt sein theoretisches Modell mit Transportuntersuchungen an feldeffektinduzierten Quantendrähten in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen.

Kürzlich wurde von *Kotlyar et. al.* eine weitere systematische Untersuchung der Spinaufspaltung in Nanostrukturen vorgestellt [84]. Mit Hilfe der Photoluminiszenzspektroskopie beobachten sie in Quantendrähten einen g-Faktor, der beginnend bei dem Volumen-Wert mit steigendem Einschlusspotential bis auf  $g^* = 5$  anwächst.

In den bisher vorgestellten Kapazitätsmessungen an Einzeldrähten und Drahtarrays, die bei einer Temperatur von 4.2 K durchgeführt wurden, konnte die Spinaufspaltung nicht beobachtet werden. Daher wurden Drahtarrays in hohen Magnetfeldern in einem  $He^3/He^4$  Mischkryostaten untersucht. Die

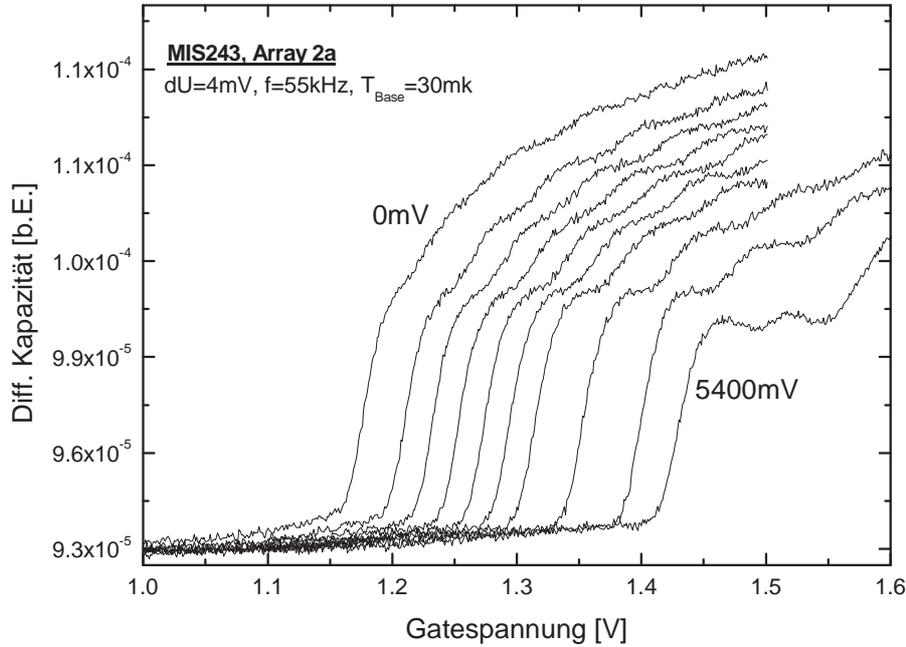


Abbildung 5.23: Kapazitätsmessungen an einem Drahtarray bei Millikelvin-Temperaturen. Die Einschussspannung wurde in Schritten von 600 mV von 0 V und 5.4 V erhöht. Die maximal angelegte Gatespannung bei Messungen mit  $U_{\text{Conf}} \leq 3.6$  V betrug 1.6 V. Bei höheren Einschussspannungen konnte die Gatespannung bis auf 1.7 V erhöht werden, bevor es zu einem Leckstrom zwischen Gate und Rückkontakt kam.

Temperatur des Heliumbades beträgt in diesen Messungen etwa 30mK, aus früheren Untersuchungen ist bekannt, dass das Elektronensystem eine Temperatur von ca. 100 mK hat [62].

Abbildung 5.23 zeigt Kapazitätsmessungen bei unterschiedlichen Einschussspannungen an einem von zwei untersuchten Arrays. Bei der Lithografie mit dem REM wurde eine Maske gewählt, in der die Breite der Feldeffektelektroden 24 Pixel anstelle der sonst verwendeten 12 Pixel beträgt. Auch der Abstand zwischen den Elektroden wurde auf 200 Pixel erweitert. Nach dem Belichten und dem Lift-Off Prozess ergeben sich Elektroden mit einer Breite von 170 nm, deren Abstand untereinander etwa 185 nm be-

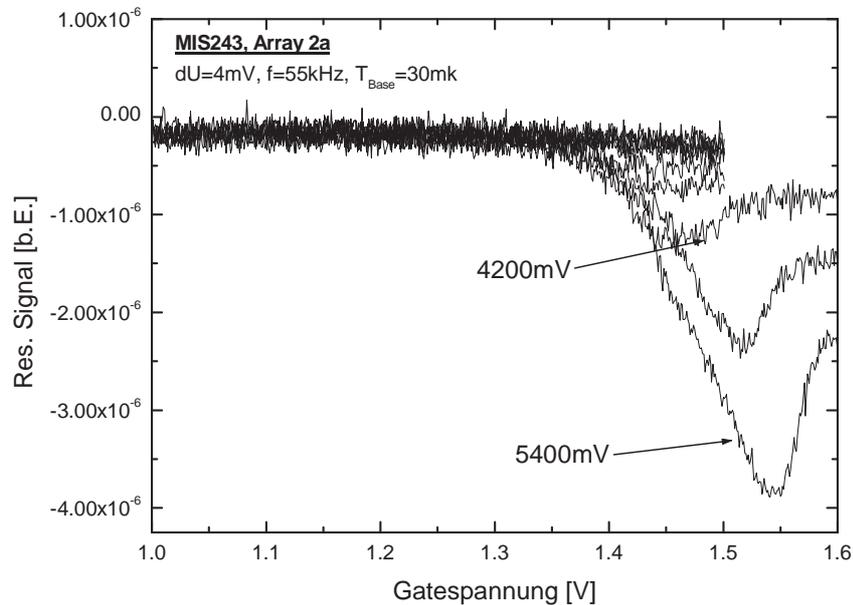


Abbildung 5.24: Resistive Signal zu der in Abb. 5.23 gezeigten Kapazitätsmessung. Ab einer Einschussspannung von  $U_{Conf} = 4.2 \text{ V}$  zeigen sich die ersten Strukturen im resistiven Signal. Rückkontakt und Elektronensystem befinden nicht mehr im Gleichgewicht und das Tunneln der Elektroden wird unterdrückt.

trägt. Die Verbreiterung der Elektroden und deren größerer Abstand wirkt sich, wie später noch deutlich wird, auf den Bereich des Einschusspotentials aus, das in dieser Probe erzeugt werden kann. In den Kapazitätsmessungen zeigen sich zunächst wieder die Stufen nach dem Einsatz des Elektronensystems, die das Laden der eindimensionalen Subbändern widerspiegeln. Das erzeugte Einschusspotential ist von hoher Homogenität, da schon bei  $U_{Conf} = 0 \text{ V}$  deutliche Stufen in der Kapazität zu beobachten sind. Ab einer Einschussspannung von  $U_{Conf} = 4.2 \text{ V}$  beginnt das Signal zusammenzubrechen und das eindimensionale Elektronensystem wird nicht mehr effektiv über die Tunnelbarriere geladen. Dies spiegelt sich auch im resistiven Signal der Probe wieder (Abb.5.24).

Untersucht man das Drahtarray bei senkrecht angelegtem Magnetfeld, zeigen die Kapazitätsdaten neben der bekannten Dispersion der eindimen-

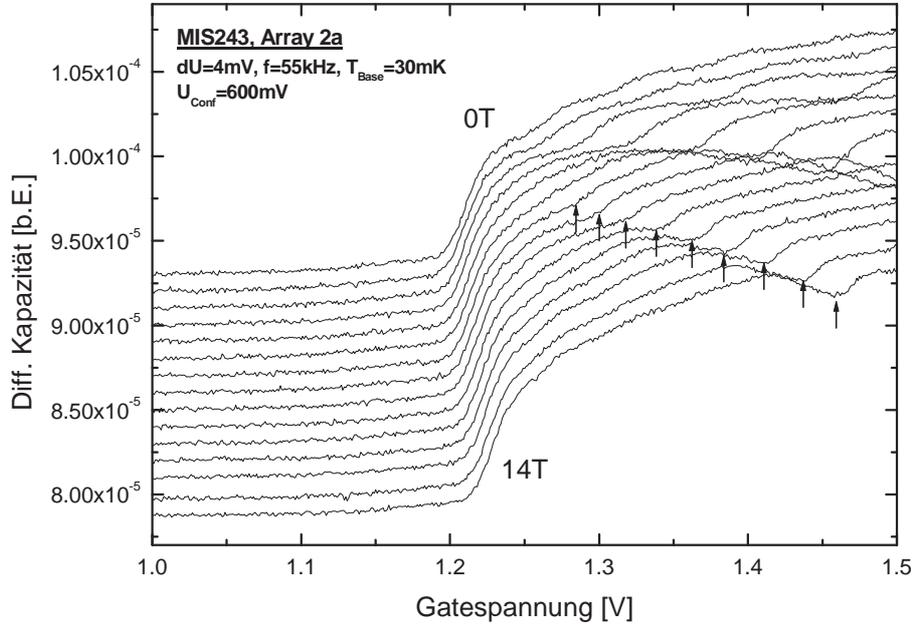


Abbildung 5.25: Magnetfeldabhängige Kapazitätsmessungen des eindimensionalen Elektronensystem zwischen 0 und 14 Tesla. Neben der Dispersion der Subbänder im Magnetfeld ist die Spinaufspaltung des ersten Subbandes ab einem Magnetfeld von 6 T zu beobachten (Pfeil).

sionalen Subbänder eine weitere Struktur vor dem Einsatz des zweiten Subbandes, die der Spinaufspaltung zugeordnet wird. Abbildung 5.25 zeigt den Verlauf der Spinaufspaltung bei einer Einschlussspannung von  $U_{\text{Conf}} = 600$  mV im Bereich zwischen 0 und 14 Tesla. Vor der Diskussion der Spinaufspaltung soll jedoch zunächst das Verhalten des Einschlusspotentials diskutiert werden.

Mit Hilfe des in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Modells wurde für dieses Drahtarray das Einschlusspotential in Abhängigkeit der angelegten Einschlussspannung und die mittlere Kapazität pro Länge für das erste Subband des eindimensionalen Elektronensystems bestimmt. Betrachtet man die für die Berechnung verwendeten Daten der Stufenbreite des ersten Subbandes in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes, wird deutlich, dass die Ladungsträgerdichte im Quantenlimes  $n_{ql}$  mit zunehmender Einschlussspan-

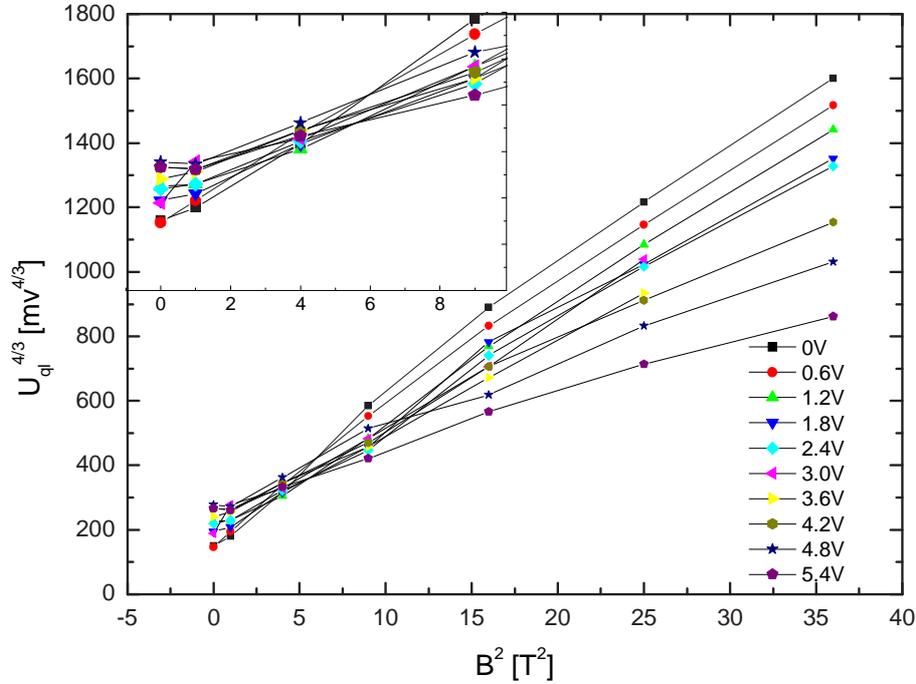


Abbildung 5.26: Abhängigkeit der Subbandbreite  $U_{ql}^{4/3}$  von  $B^2$ . Die Daten wurden aus den magnetfeldabhängigen Messungen zwischen  $U_{Conf} = 0$  V und 5.4 V ermittelt. Der Einsatz zeigt den Bereich niedriger Magnetfelder mit  $B^2 \leq 10$  T<sup>2</sup>. Aus Gründen der Übersicht sind die Datenpunkte miteinander verbunden.

nung immer weniger vom angelegten Magnetfeld abhängt. Abbildung 5.26 zeigt den nach Gleichung 5.4 linearen Zusammenhang zwischen  $U_{ql}^{4/3}$  und  $B^2$ . Da die Ladungsträgerdichte  $n_{ql}$  ohne angelegtes Magnetfeld mit steigender Einschussspannung zunimmt, muss sich das Verhalten von  $n_{ql}$  mit steigendem Magnetfeld bezüglich der Einschussspannung umkehren. Dies ist deutlich im Einsatz von Abbildung 5.26 zu beobachten: Bei kleinen Magnetfeldern ( $B \leq 2$  T) nimmt  $n_{ql}$  mit der Einschussspannung zu, bei hohen Feldern ( $B \geq 3$  T) kehrt sich dieses Verhalten um. Der Grund für diesen Übergang ergibt sich aus Gleichung 5.3. Ohne angelegtes Magnetfeld bestimmt  $\omega_0$  die Zustandsdichte des eindimensionalen Elektronensystems. Ähnlich wie die Subbandbreite  $U_{ql}$  nimmt auch  $n_{ql}$  mit steigendem Einschusspotential zu

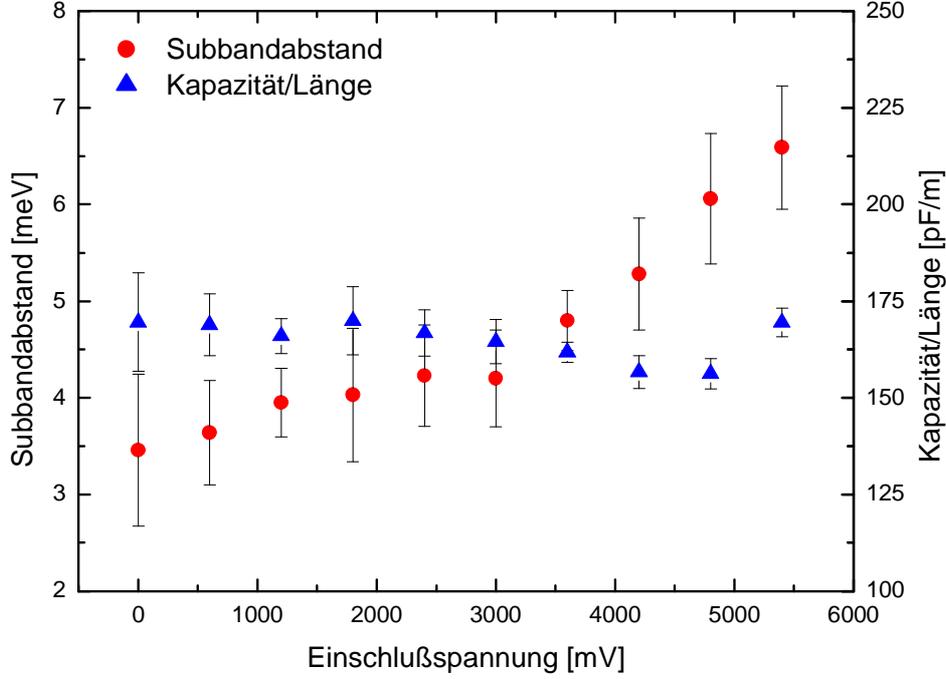


Abbildung 5.27: Subbandabstand  $\hbar\omega_0$  (Kreise) und Kapazität pro Länge  $C_w$  (Dreiecke) des untersuchten Drahtarrays.  $C_w$  nimmt mit steigender Einschlussspannung leicht ab, während der Subbandabstand  $\hbar\omega_0$  von 3.5 meV auf 6.5 meV zunimmt.

( $en_{ql} = C_w U_{ql}$ ). Im Gegensatz hierzu ändert sich im Bereich hoher Magnetfelder  $\omega_0 \ll \omega_c$  die Subbandbreite  $U_{ql}$  nur noch wenig mit  $\omega_0$  und wird hauptsächlich durch das Magnetfeld bestimmt.

Die sich aus den linearen Zusammenhängen der Subbandbreite und des Magnetfeldes ergebenden Werte für  $\hbar\omega_0$  und  $C_w$  sind in Abbildung 5.27 aufgetragen. Die Kapazität pro Länge nimmt mit steigendem Einschluss leicht ab. Der Subbandabstand nimmt mit  $U_{Conf}$  zu, beginnend bei  $\hbar\omega_0 = 3.5$  meV für  $U_{Conf} = 0$  V. Für die größte angelegte Einschlussspannung von  $U_{Conf} = 5.4$  V ist  $\hbar\omega_0 = 6.6$  meV. Es sei hier jedoch noch einmal daran erinnert, dass aufgrund des resistiven Signals (s.a. Abb. 5.24) der Probe, in den Bereichen, in denen sich das Elektronensystem und der Rückkontakt nicht mehr im Gleichgewicht befinden, die ermittelten Werte mit Vorsicht

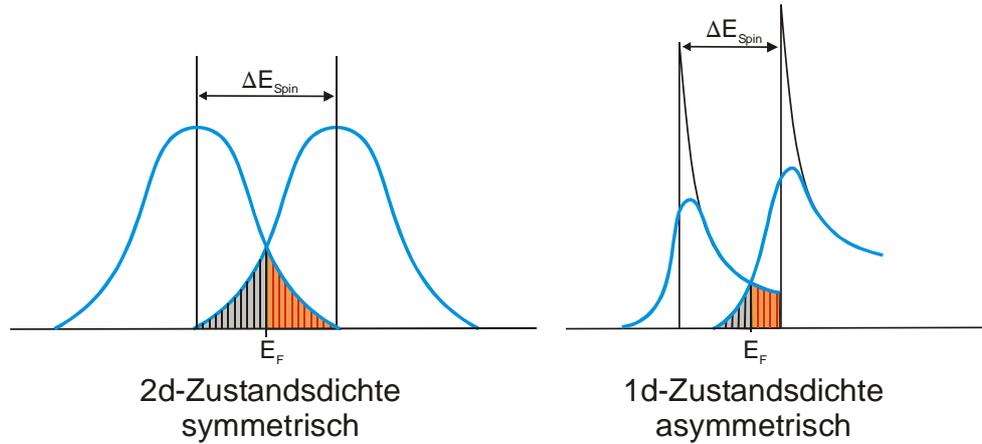


Abbildung 5.28: Dargestellt ist die symmetrische Zustandsdichte eines zwei-dimensionalen und die asymmetrische Zustandsdichte eines eindimensionalen Elektronensystems. Für die 1d-Zustandsdichte ist der Abstand  $\Delta E_{Spin}$  identisch mit dem Abstand zwischen dem Einsatz des Elektronensystems und dem bei der Spinaufspaltung auftretendem Minimum in der Zustandsdichte.

interpretiert werden sollten. Die Zunahme des resistiven Signals, wie sie bei  $U_{Conf} = 4800$  mV in Abbildung 5.24 gezeigt ist, wird zudem noch durch das Anlegen von hohen Magnetfeldern verstärkt.

Im Vergleich mit dem in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Drahtarray mit einer Elektrodenbreite von 100 nm, bei dem das minimale Einschusspotential 4 meV beträgt, konnte bei dieser Probe mit 170 nm Elektrodenbreite das Potential bei  $U_{Conf} = 0$  V um 0.5 meV auf 3.5 meV gesenkt werden. Die beiden Drahtarrays unterscheiden sich weiterhin in der Abhängigkeit des erzielten Einschusspotentials von der angelegten Einschussspannung. Während bei dem hier untersuchten Array für eine Steigerung des Potentials um 3 meV eine Einschussspannung von  $U_{Conf} = 5.4$  V notwendig ist, genügen bei dem in Abschnitt 5.2.1 untersuchten Drahtarray 1.8 V, um das Potential um 2.5 meV zu erhöhen. Sowohl die Änderung der Breite als auch des Abstandes zwischen den interdigitalen Feldeffektelektroden zeigen deutliche Auswirkungen auf das in Abhängigkeit der Einschussspannung erzeugte Potential. Aufgrund der hohen Feldstärke, die zwischen den Elektroden anliegt, steigt jedoch die Gefahr von Kurzschlüssen zwischen den Elektroden. Für die hier verwendete Geometrie liegt die Feldstärke für  $U_{Conf} = 5.4$  V bei etwa  $3 \cdot 10^{-7}$  V/m.

Im folgenden soll die Spinaufspaltung des ersten Subbandes und deren Verhalten in Abhängigkeit des anliegenden Einschusspotentials diskutiert

werden. Betrachtet man die Daten in Abbildung 5.23, fällt zunächst auf, dass im Gegensatz zu zweidimensionalen Elektronensystemen, in denen die Spinaufspaltung in der Mitte zwischen zwei Landauniveaus auftritt, sie hier zu kleineren Gatespannungen verschoben ist. Dieses Verhalten wird mit zunehmender Einschlussspannung immer deutlicher und kann im Zusammenhang mit der asymmetrischen Zustandsdichte eindimensionaler Elektronensysteme erklärt werden. Aufgrund der symmetrischen Zustandsdichte eines zweidimensionalen Systems muss die Spinaufspaltung immer symmetrisch zwischen zwei Landauniveaus liegen. Im Gegensatz dazu führt die Asymmetrie der 1d-Zustandsdichte stets zu einem Spin-Minimum, das zum Einsatz des Subbandes hin verschoben ist. Diesen Zusammenhang verdeutlicht die Skizze der beiden Zustandsdichten in Abbildung 5.28. Die Asymmetrie der 1d-Zustandsdichte erleichtert zudem die Bestimmung des g-Faktors aus den Kapazitätsmessungen. Bei einem zweidimensionalen System muss zunächst aus den Kapazitätsdaten die Zustandsdichte berechnet werden. Aus dem Verlauf  $D(E)$  wird dann der energetische Abstand  $\Delta E_{Spin}$  der Spinaufspaltung ermittelt. Das genaue Verfahren zur Bestimmung des g-Faktors in zweidimensionalen Systemen wird zum Beispiel in der Diplomarbeit von K. Esmark vorgestellt [50].

Bei der Bestimmung des g-Faktors in eindimensionalen Systemen entfällt die Berechnung der Zustandsdichte, da man hier unter Annahme einiger Bedingungen die energetische Aufspaltung  $\Delta E_{Spin}$  direkt aus den Kapazitätsmessungen ermitteln kann. Zunächst setzt man voraus, dass die ideale Zustandsdichte eines eindimensionalen Elektronensystems den untersuchten Quantendraht hinreichend gut beschreibt. Desweiteren nimmt man an, dass die unter der Annahme eines parabolischen Einschlusspotentials ermittelte Kapazität/Länge  $C_w$  innerhalb eines Subbandes konstant ist und die Ladungsträgerdichte  $n_{Spin}$  des unteren Spinzustandes aus dem Abstand  $\Delta U_{Spin}$  berechnet werden kann.  $\Delta U_{Spin}$  ist die Spannungs-Differenz zwischen dem Einsatz des ersten Subbandes und der Position der Spinaufspaltung. Für  $n_{Spin}$  ergibt sich somit

$$n_{Spin} = \frac{C_w \Delta U_{Spin}}{e}. \quad (5.13)$$

Durch Integration der idealen eindimensionalen Zustandsdichte in Gleichung 2.15 erhält man für  $\Delta E_{Spin}$ :

$$\Delta E_{Spin} = \frac{\omega_0^2 \pi^2 \hbar^2}{\omega_c 2m^*} n_{Spin}^2. \quad (5.14)$$

Man muss sich natürlich bewusst machen, dass durch die Annahme einer konstanten Kapazität innerhalb des ersten Subbandes die Ladungsträgerdichte

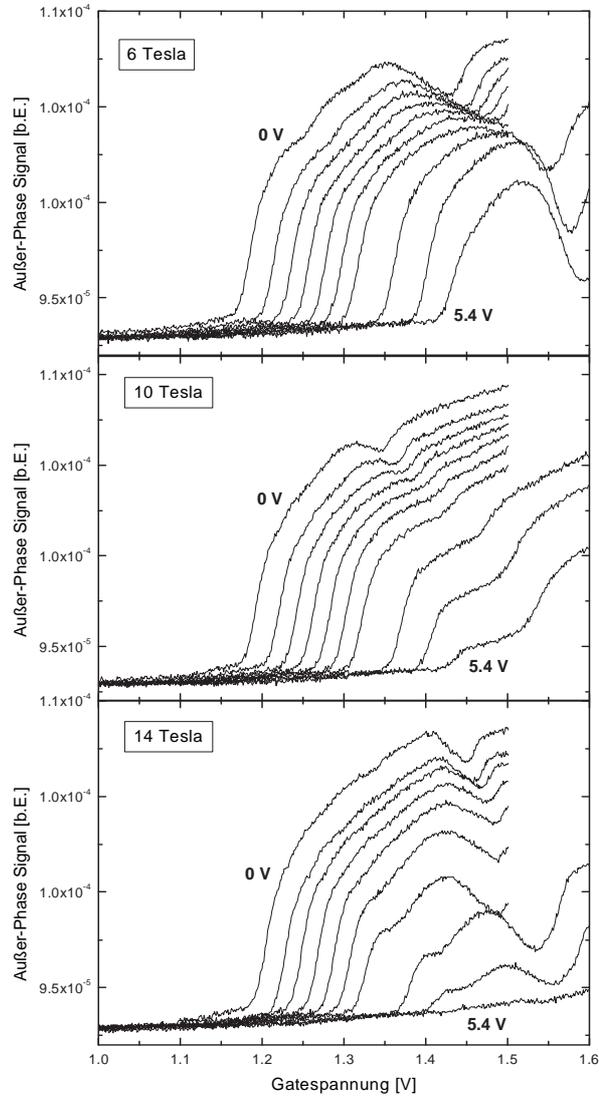


Abbildung 5.29: Kapazitätsmessungen an einem Drahtarray bei unterschiedlichen Einschussspannungen für Magnetfelder von 6, 10 und 14 Tesla. Die Modulationsamplitude beträgt 4 mV und die Messfrequenz 55 kHz. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von  $T_{Base} = 30$  mK durchgeführt.

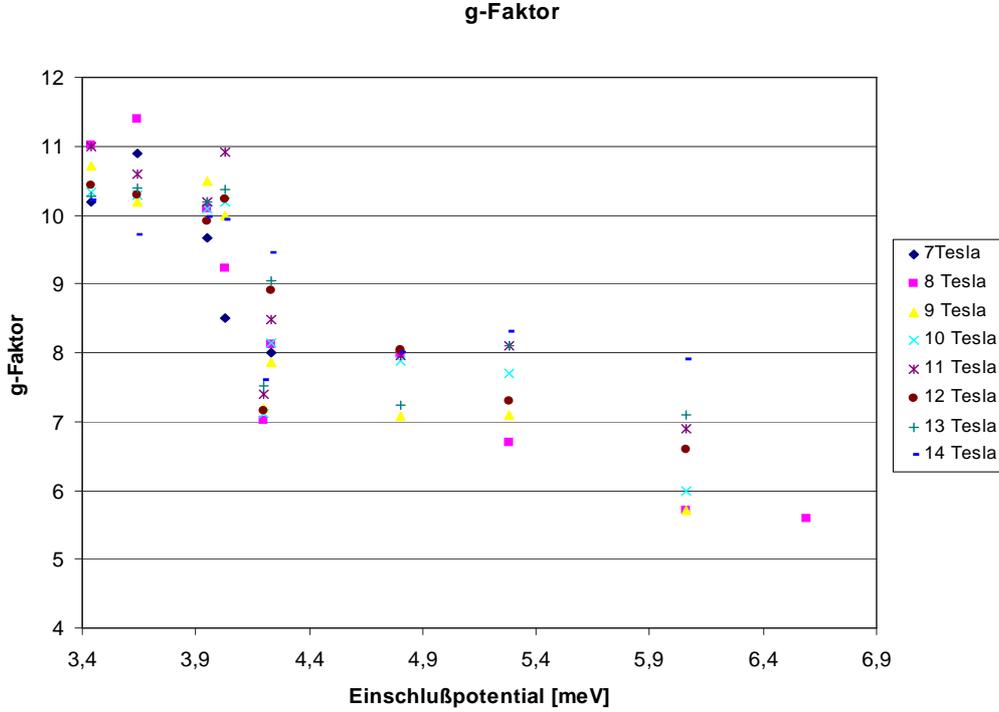


Abbildung 5.30: g-Faktor eines eindimensionalen Elektronensystems in Abhängigkeit des Einschlusspotentials  $\hbar\omega_0$ . Das verwendete Drahtarray hat Feldeffektelektroden mit einer Breite von 170 nm und einem Abstand von 185 nm.

$n_{Spin}$  eventuell überschätzt wird. Insbesondere bei kleinen Dichten variiert die Kapazität deutlich mit der Anzahl der Ladungsträger. Zudem ist die Verwendung der unverbreiterten eindimensionalen Zustandsdichte sicher eine recht grobe Näherung, da sie durch die auftretenden Vielteilcheneffekte modifiziert wird. Durch selbst-konsistente Poisson-Schrödinger Berechnungen, die von D. Schmerek entwickelt wurden [75], konnte jedoch an ähnlichen eindimensionalen Elektronensystemen verifiziert werden, dass sich die Ergebnisse dieser einfachen Annahmen gut reproduzieren lassen [85].

Um das Verhalten des g-Faktors in Abhängigkeit des Einschlusspotentials zu untersuchen, wurde eine Serie von Messungen bei unterschiedlichen Einschlussspannungen und Magnetfeldern gemacht. Abbildung 5.29 zeigt die Kapazität des Drahtarrays bei drei verschiedenen Magnetfeldern (6, 10 und 14 Tesla) für Einschlussspannungen zwischen 0 und 5.4 Volt. In den Messungen ist zu beobachten, dass das Spin-Minimum mit zunehmender Ein-

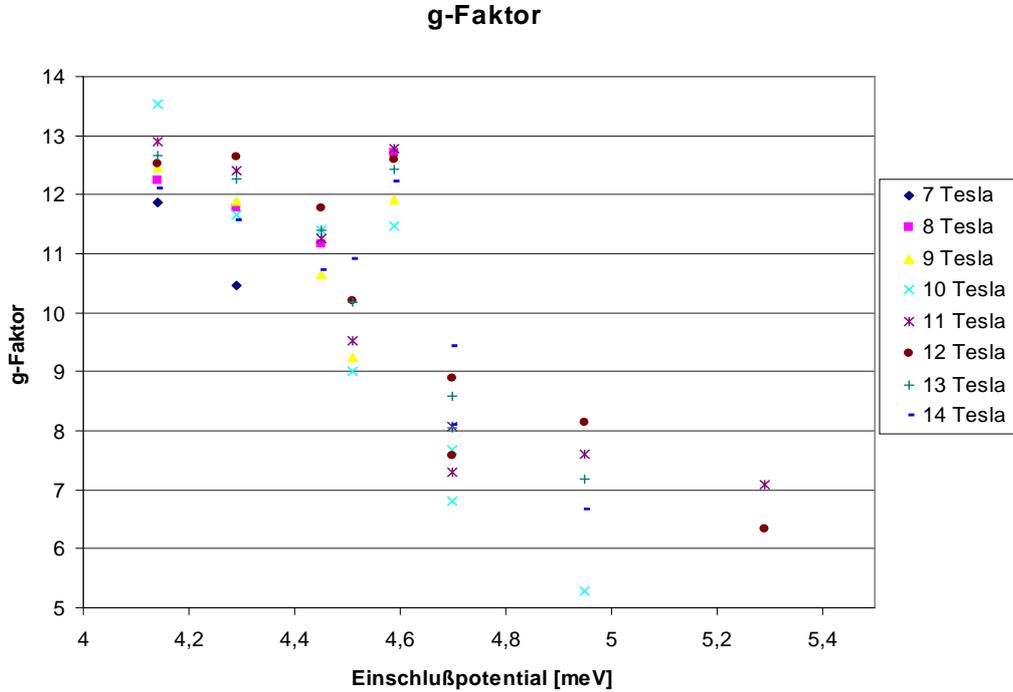


Abbildung 5.31: g-Faktor eines eindimensionalen Elektronensystems in Abhängigkeit des Einschlusspotentials  $\hbar\omega_0$ . Das verwendete Drahtarray hat Feldeffektelektroden mit einer Breite von 120 nm und einem Abstand von 170 nm.

schlussspannung immer schwächer wird. Dies ist besonders deutlich für die Messungen bei einem Magnetfeld von 6 Tesla. Bei den höheren Magnetfeldern wird diese Tendenz von dem beginnenden Zusammenbruch der Kapazität mit steigender Einschlussspannung überlagert und ist nur im Bereich kleiner Einschlussspannungen deutlich zu beobachten. In der Messung bei 14 Tesla führt das Anlegen von  $U_{Conf} = 5.4$  V zu einem so hohen Tunnelwiderstand, dass das eindimensionale Elektronensystem bei der verwendeten Messfrequenz nicht mehr geladen werden kann. Der Einsatz verschwindet komplett und das Signal zeigt kaum noch Strukturen.

In Abbildung 5.30 werden die berechneten g-Faktoren in Abhängigkeit des Einschlusspotentials bei verschiedenen Magnetfeldern präsentiert. Bei einem minimalen Einschlusspotential von 3.4 meV liegt der maximale g-Faktor bei 11 und ist somit um einen Faktor 25 gegenüber dem Volumen-Wert von  $g=0.44$  erhöht. Mit zunehmendem Einschlusspotential nimmt der g-Faktor ab

und erreicht schließlich einen Wert von  $g \approx 5.7$  bei  $\hbar\omega_0 = 6.6$  meV. Abgesehen von der Streuung der Messwerte kann hier eine deutliche Abnahme des g-Faktors mit zunehmendem Einschlusspotential beobachtet werden.

Untersuchungen an einem zweiten Drahtarray zeigen dasselbe Verhalten des g-Faktors. Bei diesem Drahtarray ist die Breite der Elektroden (120 nm) und der Abstand zwischen den Elektroden (170 nm) kleiner als bei dem bisher vorgestellten Array. Daher liegt das minimale Einschlusspotential mit  $\hbar\omega_0 = 4.2$  meV etwas höher. Der maximal ermittelte g-Faktor ist bei diesem Einschlusspotential  $g \approx 13.5$ . Mit zunehmendem Einschlusspotential nimmt auch in dieser Probe der g-Faktor ab. Bei  $\hbar\omega_0 = 5.3$  meV erreicht er schließlich einen Wert von  $g = 6.3$ .

Aus den Messungen wird deutlich, dass der g-Faktor in den eindimensionalen Elektronensystemen, die hier untersucht werden, durch Vielteilchenwechselwirkungen deutlich verstärkt wird. Die ermittelten Werte liegen um einen Faktor 25-30 höher als der Volumen-Wert des Materials. Sie sind auch deutlich erhöht gegenüber den effektiven g-Faktoren, die man aus der Spinaufspaltung in zweidimensionalen Elektronensystemen ermittelt. Die Abnahme des g-Faktors mit steigendem Einschlusspotential des eindimensionalen Systems ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen von Kinaret und Lee [17].

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Schwerpunkt dieser Doktorarbeit ist die Untersuchung von eindimensionalen Elektronensystemen in Metall-Isolator-Halbleiter Strukturen. Die Definition des lateralen Einschlusspotentials wird durch die Verwendung von metallischen Feldeffektelektroden an der Oberfläche der Proben realisiert. Im Gegensatz zu konventionellen Heterostrukturen hat das hier untersuchte System den Vorteil, dass die AlGaAs/AlAs Grenzfläche, an der sich das zu strukturierende Elektronensystem befindet, nur durch eine dünne, undotierte Barriere von der Kristalloberfläche getrennt ist. Daher lassen sich in diesen Systemen Quantendrähte mit geringen Potentialfluktuationen herstellen, deren laterales Einschlusspotential auch noch im Quantenlimes wohldefiniert ist. Aufgrund des geringen Abstands zwischen Elektronensystem und Kristalloberfläche überträgt sich das durch die Feldeffektelektroden erzeugte Einschlusspotential effektiv an den Ort des Elektronensystems.

Die hohe Qualität der MIS-Strukturen zeigt sich bereits in der Untersuchung der zweidimensionalen Ausgangsstrukturen. In den magnetfeldabhängigen Kapazitätsmessungen konnten neben der Spinaufspaltung der Landau-niveaus insbesondere im Temperaturbereich von 100 mK die durch Vielteilcheneffekte hervorgerufenen Zustände des fraktionalen Quanten-Hall Effekts beobachtet werden. Zudem treten im resistiven Anteil des Kapazitätssignals Strukturen auf, die das Entstehen einer Energielücke in der Einteilchenzustandsdichte des Elektronensystems widerspiegeln.

Für die Strukturierung der Feldeffektelektroden wurde das Verfahren der Elektronenstrahlolithografie angewandt. Aufgrund der stimmgabelförmigen Geometrie der Elektroden ist es möglich, nahezu unabhängig von der Ladungsträgerdichte des eindimensionalen Elektronensystems das laterale Einschlusspotential abzustimmen. Neben einzelnen Drähten wurden auch Arrays von Drähten mit einer Gesamtlänge von bis zu 1.3 mm untersucht. Bei einer Breite von 100 nm und einer Periode von 250 nm gelang es, das durch die

interdigitalen Elektroden erzeugte Einschlusspotential zwischen 4 und 7 meV einzustellen.

Die Kapazitätsmessungen an den eindimensionalen Elektronensystemen zeigen Stufen, die das Laden der einzelnen Subbänder widerspiegeln. Mit einem einfachen Modell ist es möglich, aus der Stufenbreite bei verschiedenen Magnetfeldern das Einschlusspotential zu ermitteln. Für die Messungen an den Einzeldrähten wurde ein spezielles Brückenmessverfahren eingesetzt, wobei durch den Vergleich der zu messenden Probe mit einer Referenzstruktur eine wesentlich höhere Auflösung erreicht wird. Allerdings erwies sich das Kapazitätssignal bei den Messungen an den Einzeldrähten als äußerst instabil. Dieser Umstand hat die Untersuchung einzelner Drähte deutlich erschwert. Nur bei einer Probe gelang es, über einen längeren Zeitraum stabile Messungen durchzuführen, die jedoch zeigen, dass das laterale Einschlusspotential inhomogen ist. Da es sich hierbei um kein generelles Problem dieser Messmethode handelt, zeigen frühere Messungen an einzelnen Drahtstrukturen, die unter anderem von D. Schmerek [51] durchgeführt wurden. Im Rahmen dieser Arbeit konnte nicht geklärt werden, ob die Ursache in der Qualität der Proben, der Präparation oder dem Messaufbau zu finden sind.

Als deutlich stabiler erwiesen sich die Kapazitätsmessungen an Arrays von Quantendrähten. Aufgrund der großen Gesamtlänge der Feldeffektelektroden war hier der Einsatz des Brückenmessverfahrens nicht notwendig. Bei Temperaturen von 100 mK gelang es, im Bereich hoher Magnetfelder die Spinaufspaltung des ersten Subbandes zu studieren. Aufgrund der Asymmetrie der eindimensionalen Zustandsdichte kann der g-Faktor des Systems mit relativ einfachen Annahmen aus den Messungen berechnet werden. Es zeigt sich, dass der g-Faktor für die hier untersuchten Quantendrähte, gegenüber dem Volumen stark erhöht ist. Dieser Umstand wurde auch schon bei zweidimensionalen Elektronensystemen beobachtet [12] und wird auf Vielteilcheneffekte zurückgeführt [13]. Betrachtet man die Abhängigkeit der ermittelten Werte vom angelegten Magnetfeld, nimmt die Erhöhung des g-Faktors mit steigendem Einschlusspotential ab. Dieser Zusammenhang ist konsistent mit den von Kinaret und Lee [17] gemachten Vorhersagen für schmale Quantendrähte im Limes hoher Magnetfelder.

Um die von Shepard [83] vorhergesagte Zunahme des g-Faktors mit steigendem Einschlusspotential zu untersuchen, wären breitere Quantendrähte notwendig. Interessant wären Proben, in denen sich das Einschlusspotential in einem so weiten Bereich variieren lässt, dass der Übergang vom zwei- zum eindimensionalen Elektronensystem zu beobachten wäre. In einem solchem System sollte es möglich sein, sowohl den von Shepard vorhergesagten Anstieg als auch die von Kinaret prognostizierte Abnahme des g-Faktors zu beobachten.

# Anhang A

## Präparationsparameter

### A.1 Lacksysteme

#### Lack für optische Kontaktlithographie

Resist	Microposit 1813
Hersteller	ShIPLEY GmbH
Beschichtung	Schleudern für 45 s bei 4500 U/min
Bakeout	30 min bei 90°
Belichten	2.0 - 4.0 s mit UV-Licht
Entwicklung	45 s mit Microposit Developer
Removen	kochendes Aceton

#### Zweischichtiges Lacksystem für die Elektronenstrahlithographie

Hersteller	Allresist GmbH
1. Schicht	ARP 631.05 50 k, Feststoffgehalt 4 %, Viskosität 1.3 mPa s
2. Schicht	ARP 669.06 950 k, Feststoffgehalt 6 %, Viskosität 68 mPa s
Beschichtung	Schleudern für 45 s bei 5000 U/min
Bakeout	60 min bei 180 °C
Abkühlen	nach dem Bakeout der 1. Schicht die Probe auf Zimmertemperatur abkühlen lassen
Belichten	$I_{Probe}=4.8 \text{ pA}$ , $T_{Dwell}=2 \text{ }\mu\text{s}$
Entwicklung	45 s Allresist Developer 15 s Allresist Stopper
Removen	Allresist Remover

## A.2 Präparation von feldeffektinduzierten Quantendrähten

### ohmsche Kontakte

Photolack Microposit 1813  
Oxidentfernung: kurzes Bad 30 % HCl  
Metallisierung: 45 nm AuGe, 15 nm Nickel, 45 nm AuGe  
Lift-Off in kochendem Aceton (eventuell Ultraschall)  
Einlegieren: 5 min bei etwa 430 °C

### Bondpads und Alignment-Marken

Photolack Microposit 1813  
Metallisierung: 5 nm Cr, 30 nm Au  
Lift-Off in kochendem Aceton (eventuell Ultraschall)

### Feldeffektelektroden

Reinigen: 30 % HCl, H<sub>2</sub>O, Methanol, Aceton, Isopropanol  
PMMA Doppellacksystem: 50 k / 950 k  
Oxidentfernung: kurzes Bad in HCl (30 %)  
Metallisierung: 30 nm Titan (thermische Verdampfung)  
Lift-Off in kochendem Aceton (eventuell Ultraschall)

### Ätzgräben

PMMA Lacksystem: 950 k  
Veraschen: 120 s bei 180 Watt  
33 s ätzen in H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, 10 : 1 : 1

### Strukturierung des Rückkontaktes

Photolack Microposit 1813  
Veraschen: 240 s mit 180 Watt  
35 ätzen in H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, 10 : 1 : 1

### Anschluss der Probe an den Chipcarrier

Probe mit Leitsilber auf den Chipcarrier befestigen  
1. Bond auf den Chipcarrier: Force 2.5 Time 4.0 Power 3.0  
2. Bond auf das Kontaktpad: Force 3.5 Time 4.0 Power 4.5

# Literaturverzeichnis

- [1] Michael Riordan and Lilian Hoddeson. *Crystal Fire. The Birth of the Information Age*. Norton & Company, 1997.
- [2] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance. *Phys. Rev. Lett.*, 45:494, 1980.
- [3] Herbert Kroemer. Quasi-electric and quasi-magnetic fields in non-uniform semiconductors. *RCA Reviews*, 18:332–342, 1957.
- [4] L. Esaki and R. Tsu. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM J. Res. and Dev.*, 14:61, 1970.
- [5] R. Tsu and L. Esaki. Nonlinear Optical Response of Conduction Electrons in a Superlattice. *Appl. Phys. Lett.*, 19(7):246, 1971.
- [6] R. Tsu and L. Esaki. Tunneling in a finite superlattice. *Appl. Phys. Lett.*, 22(11):562, 1973.
- [7] R. Dingle, H.L. Störmer, A.C. Gossard, and Q. Wiegmann. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices. *Appl. Phys. Lett.*, 33:665, 1978.
- [8] P. Ball. Meet the spin doctors... *Nature*, 404:918, 2000.
- [9] D.D. Awschalom and J.M. Kikkawa. Electron spin and optical coherence in semiconductors. *Phys. Today*, 52(6):33, 1999.
- [10] J.M. Kikkawa and D.D. Awschalom. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide. *Nature*, 397:139, 1999.
- [11] G. Salis, D.T. Fuchs, J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno. Optical Manipulation of Nuclear Spin by a Two-Dimensional Electron Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 86:2677, 2001.

- [12] F.F. Fang and P.J. Stiles. Effects of a Tilted Magnetic Field on a Two-Dimensional Electron Gas. *Phys. Rev.*, 174(3):823, 1968.
- [13] J.F. Janak. g Factor of the Two-Dimensional Interacting Electron Gas. *Phys. Rev.*, 178:1416, 1969.
- [14] T. Ando and Y. Uemura. Theory of Oscillatory g Factor in an MOS Inversion Layer under Strong Magnetic Fields. *J. Phys. Soc. Jap.*, 37(4):1044, 1974.
- [15] W. Hansen, U. Merkt, and J.P. Kotthaus. Electrons in laterally periodic nanostructures. In R.K. Williardson, A.C. Beer, and E.R. Weber, editors, *Semiconductor and Semimetals*, page 279. Academic Press, San Diego, 1992.
- [16] R.C. Ashoori, H.L. Stormer, J.S. Weiner, L.N. Pfeiffer, S.J. Pearton, K.W. Baldwin, and K.W. West. Single-Electron Capacitance Spectroscopy of Discrete Quantum Levels. *Phys. Rev. Lett.*, 68(20):3088, 1992.
- [17] J. M. Kinaret and P.A. Lee. Exchange interactions in a quantum wire in a strong magnetic field. *Phys. Rev. B*, 42(18):11768, 1990.
- [18] T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern. Electronic properties of two-dimensional systems. *Rev. Mod. Phys.*, 54:437, 1982.
- [19] Konrad Kopitzki. *Einführung in die Festkörperphysik*. B.G. Teubner, 1993.
- [20] S.R. White and L.J. Sham. Electronic properties of flat-band semiconductor heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 47(12):879, 1981.
- [21] H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, M. Holland, and S.P. Beaumont. Transport studies and infrared spectroscopy on AlAs/GaAs MIS heterojunctions without dopants in the barrier. *Semicond. Sci. Technol.*, 7:1008, 1992.
- [22] G. Nimtz. Instantanes Tunneln. *Phys. Blätter*, 49:1119, 1993.
- [23] R.C. Ashoori, J.A. Lebens, N.P. Bigelow, and R.H. Silsbee. Energy gaps of the two-dimensional electron gas explored with equilibrium tunneling spectroscopy. *Phys. Rev. B.*, 48(7):4616, 1993.
- [24] A.L. Efros. Transport studies and infrared spectroscopy on AlAs/GaAs MIS heterojunctions without dopants in the barrier. *Solid State Commun.*, 65:1281, 1988.

- [25] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West. Negative compressibility of interacting two-dimensional electron and quasiparticle gases. *Phys. Rev. Lett.*, 68(5):674, 1992.
- [26] W. Hansen, J.K. Kotthaus, and U. Merkt. Electrons in Laterally Periodic Nanostructures. In M.A. Reed, editor, *Semiconductors and Semimetals*. Academic Press, New York, 1990.
- [27] Landolt-Börnstein. *New Series, Volume 17 Semiconductors, Subvolume a Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*. Springer Verlag, 1982.
- [28] D. Stein, K.v. Klitzing, and G. Weimann. Electron Spin Resonance on GaAs/AlGaAs Heterostructures. *Phys. Blätter*, 49:1119, 1993.
- [29] T. Englert, D.C. Tsui, A.C. Gossard, and C. Uhlein. g-Factor Enhancement in the 2D Electron Gas in GaAs/AlGaAs Heterojunctions. *Surf. Sci.*, 113:295, 1982.
- [30] R.J. Nicholas, R.J. Haug, K.V. Klitzing, and G. Weimann. Exchange enhancement of the spin splitting in a GaAs/AlGaAs heterojunction. *Phys. Rev. B*, 37(3):1294, 1988.
- [31] A. Usher, R.J. Nicholas, J.J. Harris, and C.T. Foxon. Observation of magnetic excitons and spin waves in activation studies of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 41(2):1129, 1990.
- [32] A. Pinczuk, B.S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L.N. Pfeiffer, and K.W. West. Spectroscopic Measurements of Large Exchange Enhancement of a Spin-Polarized 2D Electron Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 68(24):3623, 1992.
- [33] S.A.J. Wieggers, M. Specht, L.P. Levy, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie, A. Cavanna, B. Etienne, G. Martinez, and P. Wyder. Magnetization and Energy Gaps of a High-Mobility 2D Electron Gas in the Quantum Limit. *Phys. Rev. Lett.*, 79(17):3238, 1997.
- [34] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, A.V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland. Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of a AlGaAs-GaAs heterojunction. *Phys. Rev. Lett.*, 79(4):729, 1997.
- [35] B.B. Goldberg, D. Heiman, and A. Pinczuk. Exchange Enhancement of a Spin-Polarized 2D Electron Gas Determined by Optical-Absorption Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 63(10):1102, 1989.

- [36] M. Dobers, K.v. Klitzing, and G. Weimann. Electron-spin in the two-dimensional electron gas of GaAs-AlGaAs heterostructures. *Phys. Rev. B*, 38(8):5453, 1988.
- [37] D. Stein, K.v. Klitzing, and G. Weimann. Electron Spin Resonances on GaAs-AlGaAs Heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 51(2):130, 1983.
- [38] S.L. Sondhi, A. Karlhede, S.A. Kivelson, and E.H. Rezayi. Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum Hall effect at small Zeeman energies. *Phys. Rev. Lett.*, 51(2):130, 1983.
- [39] S.E. Barrett, G. Dabbagh, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and R. Tycko. Optically Pumped NMR Evidence for Finite-Size Skyrmions in GaAs Quantum Wells near Landau Level Filling  $\mu = 1$ . *Phys. Rev. Lett.*, 74(25):5112, 1995.
- [40] A. Schmeller, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West. Evidence for Skyrmions and Single Spin Flips in the Integer Quantized Hall Effect. *Phys. Rev. Lett.*, 75(23):4290, 1995.
- [41] Hiroyuki Sakaki. Scattering Suppression and High-Mobility Effect of Size-Quantized Electrons in Ultrafine Semiconductor Wire Structures. *Jap. Jour. Appl. Phys.*, 19(12):L735, 1980.
- [42] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, and K.W. Baldwin. Electron mobilities exceeding  $10^7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  in modulation-doped GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 55(18):1888, 1989.
- [43] Stefan Schulz. mündliche Mitteilung, 2002.
- [44] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, and G.J. Davies. One-dimensional conduction in the 2d electron gas of a gaas-algaas heterojunction. *Phys. Rev. Lett.*, 56(5):1198, 1986.
- [45] S.J. Allen Jr., H.L. Störmer, and J.C.M. Hwang. Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures. *Phys. Rev. B*, 28:4875, 1983.
- [46] Thomas Kurth. *Kollektive Anregungen in niederdimensionalen Elektroengasen*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1997.
- [47] Ch. Heyn, C. Klein, S. Kramp, S. Beyer, S. Günther, D. Heitmann, and W. Hansen. Fabrication of quantum wires by in-situ ion etching and MBE overgrowth. *J. Crystal Growth*, 227/228:980, 2001.

- [48] J.A. Nixon and J.H. Davies. Potential fluctuations in heterostructure devices. *Phys. Rev. B*, 42(11):7929, 1990.
- [49] Patrick Ong. *Kapazitätsspektroskopie an Metall-Isolator-Halbleiter Heterostrukturen*. Universität Hamburg, 2000.
- [50] Kai Esmark. *Photokapazitätsuntersuchungen an niedrigdimensionalen Elektronensystemen*. Universität Hamburg, 1997.
- [51] Dieter Schmerek. *Kapazitätsspektroskopie an Qantendrähten und Quantenpunkten*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1999.
- [52] Jörg Lohse. *Transportuntersuchungen an in-situ strukturierten GaAs-GaAlAs Heterostrukturen*. Universität Hamburg, 1998.
- [53] Norman G. Einspruch. *VLSI Electronics: Microstructure Science*, volume 16.
- [54] E. Gornik, R. Lassig, and G. Strasser. Specific heat of two-dimensional electrons in GaAs-GaAlAs multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 54(16):1820, 1985.
- [55] J.K.Wang, J.H. Cambell, D.C. Tsui, and A.Y. Cho. Heat capacity of the two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 38:1820, 1988.
- [56] J.P. Eisenstein, H.L. Störmer, V. Naryanamurti, A.C. Cho, A.C. Gosard, and C.W. Tu. Density of states and de-Haas-van Alpen effect in two-dimensional electron systems. *Phys. Rev. Lett.*, 55:875, 1985.
- [57] T.B. Smith, B.B. Goldberg, and P.J. Stiles. Direct measurement of the density of states of a two dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 32(4):2696, 1985.
- [58] Hermann Drexler. *Kapazitäts- und Ferinfrarotspektroskopie an Qantendrähten*. PhD thesis, LMU München, 1994.
- [59] R.C. Ashoori, H.L. Stormer, J.S. Weiner, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, and K.W. West. N-Electron Ground State Energies of a Quantum Dot in Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.*, 71(4):613, 1993.
- [60] Dieter Schmerek. *Kapazitätsspektroskopie an niedrigdimensionalen Elektronensystemen*. LMU München, 1995.
- [61] Charles Kittel and Herbert Krömer. *Physik der Wärme*. Oldenbourg Verlag, 1983.

- [62] Ditmar Schuster. *Quantentransport von zweidimensionalen Elektronensystemen bei Millikelvin Temperatur*. Universität Hamburg, 2001.
- [63] S. Adachi. GaAs, AlAs and  $Al_xGa_{1-x}As$ : Material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys.*, 58(3), 1985.
- [64] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley & Sons, 2nd edition edition, 1981.
- [65] R.H. Harrell, K.S. Pyshkin, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie, and C.J.B. Ford. Fabrication of high-quality one- and two-dimensional electron gases in undoped GaAs/AlGaAs heterostructure. *App. Phys. Lett.*, 74(3), 1999.
- [66] D.C. Tsui, H.L. Störmer, and A.C. Gossard. Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit. *Phys. Rev. Lett.*, 48, 1982.
- [67] T.B. Smith III and W.I. Wang. Two-dimensional density of states in the extreme quantum limit. *Phys. Rev. B*, 34(4):2995, 1986.
- [68] A.L Efros. Homogeneous and inhomogeneous states of a two-dimensional electron liquid in a strong magnetic field. *Phys. Rev. B*, 45:11354, 1992.
- [69] F.G. Pikus and A.L. Efros. Distribution of electron density and magnetocapacitance in the regime of the fractional quantum Hall effect. *Phys. Rev. B*, 47:16395, 1993.
- [70] R.C. Ashoori, J.A. Lebens, N.P. Bigelow, and R.H. Silsbee. Equilibrium Tunneling from the Two-Dimensional Electron Gas in GaAs: Evidence for a Magnetic-Field-Induced Energy Gap. *Phys. Rev. Lett.*, 64(6):681, 1990.
- [71] J.P Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West. Coulomb Barrier to Tunneling between Parallel Two-Dimensional Electron Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 69:3804, 1992.
- [72] E.V. Deviatov, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, W. Hansen, and M. Holland. Tunneling measurements of the Coulomb pseudogap in a two-dimensional electron system in a quantizing magnetic field. *Phys. Rev. B*, 61(4):2939, 2000.
- [73] V.T. Dolgoplov, H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland. Electron correlations and a Coulomb gap in a two-dimensional electron gas in high magnetic fields. *Phys. Rev. B*, 51(12):7958, 1995.

- [74] T.P. Smith III, H. Arnot, J.M. Hong, C.M. Knoedler, S.E. Laux, and H. Schmid. Capacitance Oscillations in One-Dimensional Electron Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 59(24):2802, 1987.
- [75] D. Schmerek and W. Hansen. Exchange and correlation effects on the ground states of quantum wires. *Phys. Rev. B*, 60(7):4485, 1999.
- [76] J.H. Davies and I.A. Larkin. Theory of potential modulation in lateral surface superlattices. *Phys. Rev. B*, 49:4800, 1994.
- [77] I.A. Larkin, J.H. Davies, A.R. Long, and R. Cuscó. Theory of potential modulation in lateral surface superlattices. II. Piezoelectric effect. *Phys. Rev. B*, 56(23):15242, 1997.
- [78] H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, M. Holland, and S.P. Beaumont. Far-Infrared Photocurrent of Quantum Wires. *Appl. Phys. Lett.*, 64:2270, 1994.
- [79] O.G. Balev and P. Vasilopoulos. Correlations, inhomogenous screening, and suppression of spin splitting in quantum wires at strong magnetic field. *Phys. Rev. B*, 56(11):6748, 1997.
- [80] J. Wrobel, F. Kuchar, K. Ismail, K.Y. Lee, H. Nickel, W. Schlapp, G. Grabecki, and T. Dietl. The influence of reduced dimensionality on the spin-splitting in GaAlAs/GaAs quantum wires. *Surf. Sci.*, 305:615, 1994.
- [81] M. Kastner, S.B. Field, J.C. Licini, and S.L. Park. Anomalous Magnetoresistance of the Electron Gas in a Restricted Geometry. *Phys. Rev. Lett.*, 60(24):2535, 1988.
- [82] R. Mottahedeh, M. Pepper, R. Newbury, J.A.A.J. Perenboom, and K.F. Berggren. Absence of valley splitting and quantum interference effects in the quantum Hall regime of a narrow two dimensional electron gas in Si. *Solid State Commun.*, 72:1065, 1989.
- [83] K. Shepard. Antiscreening and exchange-enhanced spin splitting in quantum wires. *Phys. Rev. B*, 45(23):13431, 1992.
- [84] R. Kotlyar, L. Reinecke, M. Bayer, and A. Forchel. Zeeman spin splittings in semiconductor nanostructures. *Phys. Rev. B*, 63:085310, 2001.

- [85] I. Pallecchi, Ch. Heyn, J. Lohse, B. Kramer, and W. Hansen. Magnetocapacitance of quantum wires: Effect of confining potential on one-dimensional subbands and suppression of exchange enhanced g factor. *Phys. Rev. B*, 65:125303, 2002.

# Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

- I. Pallecchi, J. Lohse, Ch. Heyn, B. Kramer and W. Hansen, *Study of spin-splitting in one dimensional systems by magneto-capacitance measurements*, Proceedings of the International Conference of the Physics of Semiconductors (ICPS26), Edinburgh 2002
- I. Pallecchi, Ch. Heyn, J. Lohse, B. Kramer and W. Hansen, *Magneto-capacitance of quantum wires: Effect of confining potential on one dimensional subbands and suppression of exchange enhanced g factor*, Phys. Rev. B 65, 125303 (2002)
- Ilaria Pallecchi, Jörg Lohse, Christian Heyn und Wolfgang Hansen, *Spin-splitting in electron channels in the one-dimensional quantum limit*, Posterbeitrag zur DPG-Frühjahrstagung, Regensburg, 2002
- J. Lohse, I. Pallecchi, Ch. Heyn und W. Hansen, *Study of Capacitance and Tunneling-Resistance in One-Dimensional Electron Systems*, Posterbeitrag zur DPG-Frühjahrstagung, Hamburg, 2001
- Jörg Lohse, Patrick Ong, Hans-Jörg Klammer, Christian Heyn, Sandra Schnüll und Wolfgang Hansen, *Kapazitätsmessungen an MIS-Heterostrukturen mit epitaktischen Feldeffektelektroden*, Posterbeitrag zur DPG-Frühjahrstagung, Regensburg, 2000
- C. Klein, S. Kramp, J. Lohse, Ch. Heyn, W. Hansen und D. Heitmann, *In-situ Ätzen und MBE Überwachen zur Herstellung von GaAs-AlGaAs Quantendrähten*, Posterbeitrag zur DPG-Frühjahrstagung, Münster, 1999

# Danksagung

Zunächst möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. Wolfgang Hansen bedanken, der mir die Möglichkeit gab, meine Arbeit in seiner Forschungsgruppe anzufertigen. Ich danke ihm insbesondere für die gute Betreuung, für viele intensive Diskussionen und für eine immer offenstehende Tür.

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Detlef Heitmann bedanken, der sich unermüdlich um die Organisation des Sonderforschungsbereiches *Quantenmaterialien: laterale Strukturen, hybride Systeme und Cluster* gekümmert hat.

Weiterhin gilt mein Dank

Dr. Ilaria Pallecchi für die anregenden Diskussionen und die gute Zusammenarbeit.

Dr. Christian Heyn, Sandra Schnüll und Ingo Lohse für die vielen, guten MBE-Proben.

Dr. Guido Meyer und Ditmar Schuster für die lustigen Stunden, die wir bei der Installation und dem Betrieb des Millikelvin-Systems verbracht haben. Ich möchte mich auch bei Ricardo Viana von der Firma Oxford Instruments bedanken, der versucht hat, mich in die Tücken und Raffinessen der Tieftemperaturtechnik einzuweißen.

Allen Mitarbeitern der Gruppe W und H, insbesondere bei Wolfgang Thurnau, Patrick Ong, Sven Beyer, Christian Weichsel, Stephan Schulz, Stefan Mendach, Haiko Rolff, Stephan Löhr und natürlich allen anderen.

Für die liebevolle und geduldige Unterstützung bei meiner Freundin Ute.

Zu guter letzt natürlich bei meiner Familie, die mir während des Studiums und der Doktorarbeit so hilfreich zur Seite gestanden hat.

