

Kapazitätsspektroskopie und Magnetotransport an
niederdimensionalen Elektronensystemen in
Metall-Isolator-Halbleiterstrukturen
mit epitaktischen Elektroden

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Wolfgang Thureau
aus
Bredstedt / Nordfriesland

Hamburg
2004

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:

09.11.2004

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Dr. D. Grundler

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. R. Wiesendanger

Dekan des Fachbereichs Physik:

Prof. Dr. G. Huber

Abstract

In this thesis the properties of low dimensional electron systems are studied by means of magnetocapacitance and magnetotransport measurements.

The samples are prepared on special GaAs/AlGaAs **EpiMIS**-heterostructures (**metal-insulator-semiconductor**) with **epitaxial** crystalline gate electrodes.

By lateral structuring the epitaxial electrode the extension of the electron system which is induced at the AlGaAs/GaAs interface can be manipulated.

Different gate structures, as extended gates, arrays of wires and dots, are prepared in order to create two-, one- and zero-dimensional electron systems. The structuring of the epitaxial electrodes results from electron beam lithography and different etching techniques. The size of the smallest structures amounts to 150 nm.

The capacitance spectra are used to gain information about the thermodynamical density of states of the electron systems, about the one-dimensional subband spacing and about the effective Landé factor of spin splitting.

Additionally conclusions are drawn from the spectra about the single particle density of states of the electron systems and about the tunneling process between the electron system and the reservoir.

Magnetotransport measurements are implemented on EpiMIS-structures. The parallel transport in the structures is modeled and results for the mobility and density of the 2DEGs are received.

Inhaltsangabe

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung der Eigenschaften niedrigdimensionaler Elektronensysteme mit Hilfe der Kapazitätsspektroskopie.

Die Proben werden auf verschiedenen speziellen **EpiMIS**-Heterostrukturen (Metall-Isolator-Halbleiter) mit **epitaktischen** Gateelektroden auf dem Materialsystem AlGaAs/GaAs hergestellt.

Mittels lateraler Strukturierung der epitaktischen Elektrode wird die Ausdehnung des an der AlGaAs/GaAs-Grenzfläche induzierten Elektronensystems eingeschränkt. Es werden großflächige Gatestrukturen, Drahtarrays und Dotarrays präpariert, um zwei-, ein- und nulldimensionale Elektronensysteme zu erzeugen.

Die Strukturierung der epitaktischen Elektroden erfolgt mittels Elektronenstrahlolithographie und verschiedenen Ätztechniken, die Abmessungen der kleinsten Strukturen betragen 150 nm.

Aus den Kapazitätsspektren werden Informationen über die thermodynamische Zustandsdichte der Elektronensysteme, den Abstand der eindimensionalen Subbänder und den Landé-Faktor der Spinaufspaltung gewonnen.

Zusätzlich werden aus den Spektren Rückschlüsse auf die Einteilchenzustandsdichte des Elektronensystems bzw. den Tunnelprozess zwischen Elektronensystem und Reservoir gezogen.

Es werden Magnetotransportmessungen an EpiMIS-Strukturen durchgeführt. Der parallele Transport in EpiMIS-Strukturen wird modelliert und die Beweglichkeit des 2DEGs ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

2 Präparation

- 2.1 Probenaufbau
- 2.2 Kapazitätsproben
 - 2.21 Makroskopische Gateelektroden
 - 2.22 REM-definierte Gateelektroden
- 2.3 Transportproben
 - 2.31 Paralleltransport in 2DEG und Rückkontakt
 - 2.32 Selbstjustierende Trenngräben
 - 2.33 Paralleltransport in 2DEG und Epigate

3 Experimentelle Methoden

- 3.1 Klassische Kapazitätsspektroskopie
- 3.2 Kapazitätsspektroskopie mit Interdigitalen Gateelektroden
- 3.3 Magnetotransportspektroskopie

4 Zweidimensionale Elektronensysteme

- 4.1 Kapazitätsspektroskopie an der Standard-EpiMIS-Struktur
 - 4.11 Einfluss des senkrechten Magnetfeldes
 - 4.12 Bevölkung des zweiten Subbandes
 - 4.13 Bestimmung des effektiven Landé-Faktors g^*
 - 4.14 Temperaturabhängigkeit der Kapazitätsminima
- 4.2 Kapazitätsspektroskopie an EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere
 - 4.21 Einfluss des senkrecht angelegten Magnetfeldes
 - 4.22 Bestimmung der Elektronendichten in beiden Elektronensystemen
- 4.3 Kapazitätsspektroskopie an EpiMIS-Struktur mit invertiertem HEMT als Rückkontakt
- 4.4 Tunnelspektroskopie
 - 4.41 Tunnelgap des 2DEGs in der EpiMIS-Struktur
 - 4.42 2D-2D-Tunneln ohne Magnetfeld
 - 4.43 2D-2D-Tunneln bei Landauquantisierung
 - 4.44 Tunnelwiderstand in der Umgebung von Füllfaktor $\nu = 1$
 - 4.45 2D-2D-Tunneln bei parallelem Magnetfeld

5 Eindimensionale Elektronensysteme

- 5.1 Drahtarrays auf EpiMIS-Strukturen
 - 5.11 Bestimmung des Subbandabstandes aus Kapazitätsspektren
 - 5.12 Veränderung des Subbandabstandes mittels interdigitaler Gates
 - 5.13 Abhängigkeit des Subbandabstandes von der Gatespannung
 - 5.14 Spinaufspaltung
 - 5.15 Tunnelwiderstand 3D-1D
- 5.2 Drahtarrays auf EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere
 - 5.21 Drahtarray mit 350 nm Drahtbreite
 - 5.22 Drahtarray mit 250 nm Drahtbreite
- 5.3 Reproduzierbarkeit der Kapazitätsmessungen

6 Nulldimensionale Elektronensysteme

7 Magnetotransportmessungen

- 7.1 Paralleler Transport in 2DEG und Rückkontakt
- 7.2 Paralleler Transport in 2DEG und Epigate

8 Zusammenfassung

Anhang

- A
- B
- C
- D

Literaturverzeichnis

Danksagung

Kapitel 1

Einleitung

Weite Bereiche des Lebens in der heutigen Gesellschaft sind ohne die Errungenschaften der Halbleitertechnologie nicht mehr vorstellbar. Erst die moderne Technologie ermöglicht die Herstellung beispielsweise von leistungsstarken Computern und Mobiltelefonen.

Mit der fortschreitenden technologischen Entwicklung der Halbleiterindustrie verringern sich zunehmend die Strukturgrößen der Bauelemente, so dass die Packungsdichte und damit die Leistungsfähigkeit der Halbleiterbauelemente ansteigt.

Die aktuellen industriellen Lithographiesysteme arbeiten beispielsweise mit Wellenlängen von 193 nm und können damit Strukturbreiten von bis zu 65 nm erzeugen.

Für die Beschreibung von Elektronensystemen in Halbleitern, deren räumliche Ausdehnung in dieser Größenordnung eingeschränkt ist, genügt die klassische Physik nicht mehr. Für die zukünftige Entwicklung der Halbleitertechnologie gewinnen deshalb quantenmechanische Effekte zunehmend an Bedeutung.

Die Grundlage vieler Forschungsarbeiten ist das zweidimensionale Elektronensystem, im Folgenden 2DEG genannt, in dem das System in einer Raumrichtung so stark eingeschränkt ist, dass die Energien der Bewegung in dieser Richtung quantisiert sind. Ausführliche Untersuchungen der Eigenschaften des 2DEGs sind zuerst an sogenannten **MOS**-Strukturen [**M**etall-**O**xyd-**S**emiconductor] auf Basis von Silizium durchgeführt worden [Ando82]. Bei diesen Strukturen wird das Elektronensystem an der Grenzfläche zwischen kristallinem Silizium und amorphem Siliziumdioxid induziert. Obwohl die Elektronenbeweglichkeit des 2DEGs in diesen Strukturen durch die Grenzflächenrauigkeit auf etwa $10000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ begrenzt ist, konnten faszinierende Effekte wie beispielsweise der ganzzahlige Quanten-Hall-Effekt entdeckt werden, für den *von Klitzing* 1985 der Nobelpreis verliehen wurde [vKli80].

Die Fortschritte auf dem Gebiet der Molekularstrahlepitaxie führten seit Ende der 70er Jahre zu einem ansteigenden Interesse an dem Materialsystem Galliumarsenid/Aluminium-Galliumarsenid, mit dem sich Heterostrukturen mit maßgeschneiderter Bandstruktur erzeugen lassen. Das 2DEG wird in diesen Strukturen in der Nähe der einkristallinen Grenzfläche zwischen Galliumarsenid und Aluminium-Galliumarsenid induziert. Durch die Einführung der Modulationsdotierung und der fortschreitenden Optimierung der Epitaxie lassen sich heute 2DEGs mit Beweglichkeiten von einigen $10\,000\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erzielen, was einer freien Weglänge der Elektronen von mehr als 0.1 mm entspricht [Pfei89]. Die modulationsdotierten Proben ermöglichten die Entdeckung des fraktionalen Quanten-Hall-Effekts [Tsui82], für dessen Entdeckung *H. L. Störmer* 1998 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden.

Seit Mitte der 80er Jahre werden Untersuchungen sowohl an eindimensionalen (1DEG) als auch an nulldimensionalen (0DEG) Systemen durchgeführt. Die Experimente an Quantendrähten und Quantenpunkten sind von großem Interesse, weil es durch die Reduktion der Dimensionalität einerseits zu einer drastischen Veränderung der Zustandsdichte in diesen Systemen kommt, andererseits der Einfluss von Vielteilcheneffekten auf die Zustandsdichte mit abnehmender Dimensionalität zunimmt [Calm96].

Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung der Eigenschaften von niederdimensionalen Elektronensystemen, von 2DEGs, 1DEGs und 0DEGs, in speziellen **EpiMIS**-Heterostrukturen (**M**etall-**I**nsulator-**S**emiconductor) mit **epitaktischen** Elektroden. Die Untersuchungen erfolgen mittels Kapazitätsspektroskopie und Magnetotransport.

In konventionellen MIS-Strukturen wird das Elektronensystem durch Anlegen einer Spannung an eine metallische Gateelektrode induziert. Die Reproduzierbarkeit und Stabilität von Messungen, insbesondere an eindimensionalen Systemen, erweist sich häufig als gering. Die Ursache sind vermutlich „vagabundierende“ Ladungen, die Oberflächenzustände an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Metallgate oder auf der Halbleiteroberfläche besetzen können.

Durch die Verschiebung der Ladungen oder durch Veränderung der Ladungsdichte während einer Messung können unkontrollierte Veränderungen des elektrostatischen Einschlusses des Elektronensystems auftreten.

Bei den hier untersuchten EpiMIS-Strukturen wird als Gateelektrode die epitaktische Deckschicht des Halbleiters benutzt, die sich aufgrund der hohen Dotierung quasi-metallisch verhält. Die vermutlich kritische Grenzfläche zwischen dem metallischen Gate und dem Halbleiter gibt es in dieser Struktur nicht mehr, so dass eine erhöhte Reproduzierbarkeit der Messungen erwartet wird.

Ein weiterer interessanter Aspekt der EpiMIS-Strukturen ist die Möglichkeit, die Proben nach der lateralen Elektrodenstrukturierung wiederum epitaktisch überwachsen zu können. Durch das Überwachsen wird eine Reduktion der Oberflächenzustände zwischen den Elektroden und damit eine starke Veränderung und Stabilisierung des elektrostatischen Einschlusses erwartet.

Der Aufbau dieser Arbeit gliedert sich in acht Kapitel. Nach der Einleitung werden im zweiten Kapitel der Aufbau der verwendeten EpiMIS-Heterostrukturen und die Präparation der Proben beschrieben. Für Kapazitätsproben werden unterschiedliche Gateelektroden mittels Elektronenstrahlolithografie und verschiedener Ätztechniken erzeugt. Für die Herstellung von Transportproben auf EpiMIS-Strukturen werden Techniken entwickelt und vorgestellt. In Kapitel 3 werden die experimentellen Methoden dieser Arbeit skizziert. Daran anschließend werden die Experimente und Ergebnisse dieser Arbeit an niederdimensionalen Elektronensystemen vorgestellt.

Die Kapazitätsspektren an zweidimensionalen Systemen und deren Auswertung werden in Kapitel 4 vorgestellt. Aus den Messungen werden Informationen über die thermodynamische Zustandsdichte des 2DEGs, die Spinaufspaltung und den Einfluss von Vielteilcheneffekten gewonnen. Zusätzlich können aus den Spektren Eigenschaften des Tunnelwiderstandes zwischen dem 2DEG und dem Rückkontakt ermittelt werden.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse von Experimenten an eindimensionalen Systemen beschrieben, die durch interdigitale Drahtarrays mit epitaktischen Elektroden induziert werden. Die charakteristischen Größen des 1DEGs, der Subbandabstand und die Kapazität pro Länge, werden in Abhängigkeit von Einschlussspannung und Gatespannung bestimmt. Die Spinaufspaltung wird aufgelöst und ausgewertet.

Die Experimente an nulldimensionalen Systemen werden in Kapitel 6 vorgestellt.

Das Kapitel 7 widmet sich der Magnetotransportspektroskopie an verschiedenen EpiMIS-Strukturen.

Kapitel 2

Präparation

Im Folgenden wird zuerst der Probenaufbau der in dieser Arbeit untersuchten EpiMIS-Strukturen beschrieben. In weiteren Kapiteln werden die Präparationsketten zur Herstellung von Kapazitätsproben für Untersuchungen an niederdimensionalen Systemen vorgestellt. Um ein- und nulldimensionale Elektronensysteme zu induzieren, werden Gatestrukturen aus hochdotiertem GaAs mit Strukturbreiten von bis zu 150 nm hergestellt. Im letzten Kapitel wird die Präparation von zwei Varianten von Transportproben vorgestellt.

2.1 Probenaufbau

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Heterostrukturen auf Basis des Materialsystems Galliumarsenid/Aluminium-Galliumarsenid (GaAs/AlGaAs) sind in der Molecular-Beam-Epitaxie-Anlage (MBE) des Instituts für Angewandte Physik der Universität Hamburg hergestellt worden.

In vorangegangenen Arbeiten sind Kapazitätsuntersuchungen an niederdimensionalen Elektronensystemen erfolgreich an sogenannten Metall-Insulator-Semiconductor-Strukturen (MIS) durchgeführt worden [Schm99], [Pall02], [Lohs03]. Bei diesen Strukturen wird das Elektronensystem ähnlich wie in Silizium-MOSFETs durch Feldeffekt erzeugt. An eine metallische Elektrode wird eine positive Spannung bezüglich eines Rückkontaktes angelegt, so dass ein Elektronensystem an der Grenzfläche zu einem Isolator induziert wird.

Der Aufbau der Proben dieser Arbeit ist angelehnt an die MIS-Strukturen. Die wesentliche Änderung aller Proben ist die abschließende Schicht, die aus stark Silizium-dotiertem GaAs ($n_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) besteht und im Folgenden mit epitaktischem Gate, kurz **Epigate**, bezeichnet wird. Die Nomenklatur nimmt Bezug auf konventionelle MIS/MOS-Strukturen, bei denen ein metallisches Gate aufgebracht wird.

Aufgrund der starken Dotierung ist es möglich, das Epigate durch die Metallisierung der Halbleiteroberfläche elektrisch zuverlässig zu kontaktieren [Sze85], [Ong00]. Der Leitungsbandverlauf ist in allen hier vorgestellten EpiMIS-Strukturen derart verbogen, dass bereits ohne Anlegen einer Gatespannung ein Elektronensystem induziert wird.

Nachfolgend werden die Varianten von EpiMIS-Strukturen vorgestellt, an denen die hier durchgeführten Experimente vorgenommen worden sind. Die ausführlichen Schichtfolgen aller Proben befinden sich im Anhang A.

a) Standard-EpiMIS-Strukturen (#1011, #809)

Die Struktur entspricht weitgehend einer MIS-Struktur [Lohs03], [Schm99], die zusätzlich mit einer hochdotierten n^{++} -GaAs-Schicht, dem Epigate, abgeschlossen wird. In Abb. 2.01 sind die Schichtfolge und der berechnete Leitungsbandverlauf der Standard-EpiMIS-Struktur (#1011) dargestellt. Die selbstkonsistenten Bandberechnungen sind mit dem Poisson-Solver von G. Snider mit den Standard-Materialparametern des GaAs/AlGaAs-Systems durchgeführt worden [Snid].

Auf die undotierte Pufferschicht wird zuerst der Rückkontakt aufgewachsen. Er besteht aus dotiertem n^+ -GaAs (Dicke $d = 8 \text{ nm}$, $n_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Aufgrund der starken Dotierung

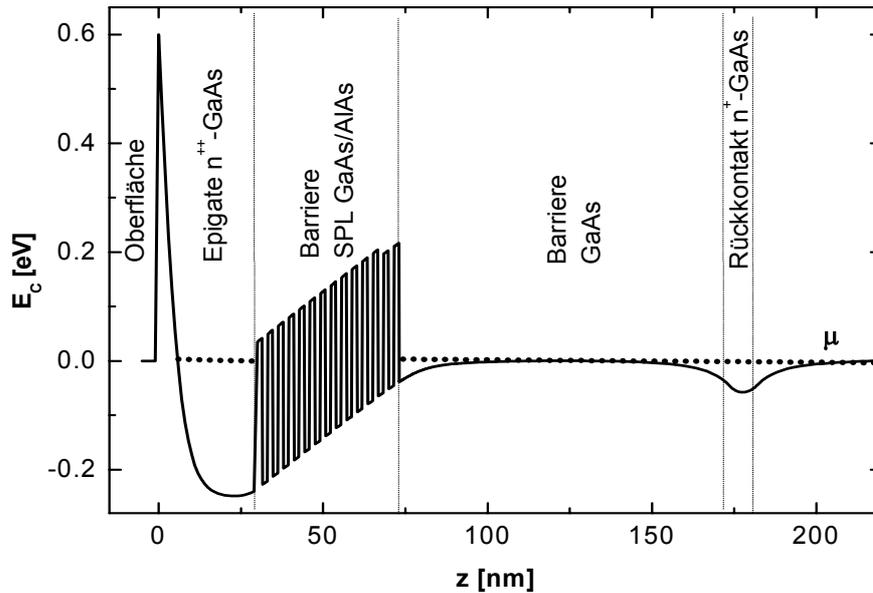


Abb. 2.01: Schichtfolge und berechneter Leitungsbandverlauf E_C bezüglich des chemischen Potentials μ der Standard-EpiMIS-Struktur (#1011). Die z -Koordinate hat den Ursprung an der Kristalloberfläche.

verhält sich der Rückkontakt quasi-metallisch, eine hinreichende Leitfähigkeit ist sowohl bei tiefen Temperaturen ($T < 0.1$ K) als auch bei angelegtem Magnetfeld gegeben. Es folgt eine flache Tunnelbarriere ($d = 100$ nm) aus nominell undotiertem GaAs. Die Dotierung ist in diesem Bereich durch die Hintergrunddotierung der MBE-Anlage gegeben. Sie ist p -Dotierung und beträgt ungefähr $1\text{-}2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ [Schu03]. Die Isolatorschicht ($d = 42$ nm) besteht aus einem kurzperiodischen Übergitter, einem SPL (Short Period Lattice), das aus alternierenden Schichten aus Galliumarsenid und Aluminiumarsenid (GaAs/AlAs) gebildet wird. Abgeschlossen wird die Struktur mit einer Schicht aus stark dotiertem GaAs ($d = 30$ nm, $n_D = 2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$).

b) EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere (#1235, #1287, #1297)

Der wesentliche Unterschied zur Standard-EpiMIS-Struktur liegt in der zusätzlichen Barriere in der undotierten GaAs-Schicht, durch die es zur Bildung eines Quantenwells (QW) kommt. Abbildung 2.02 zeigt die Schichtfolge und den berechneten Leitungsbandverlauf von Probe #1235. Dem Rückkontakt (n^+ -GaAs, $d = 70$ nm, $n_D = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) folgen nominell undotiertes GaAs ($d = 100$ nm) und eine zusätzliche Barriere aus $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$ mit $d = 10$ nm. In dem ternären Kristall ist 33% des Galliums durch Aluminium ersetzt. Es folgen der Quantenwell (GaAs, $d = 15$ nm), die Isolatorschicht (SPL, $d = 50$ nm) und das Epigate (n^{++} -GaAs, $d = 35$ nm, $n_D = 2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$). Es sind zwei weitere Varianten dieser Struktur hergestellt worden, die Proben #1287 und #1297, bei denen neben der Breite des sich ergebenden Quantenwells ($d = 18, 12$ nm) auch die Dicke und der Aufbau der zusätzlichen Barriere modifiziert worden sind (s. Anhang A).

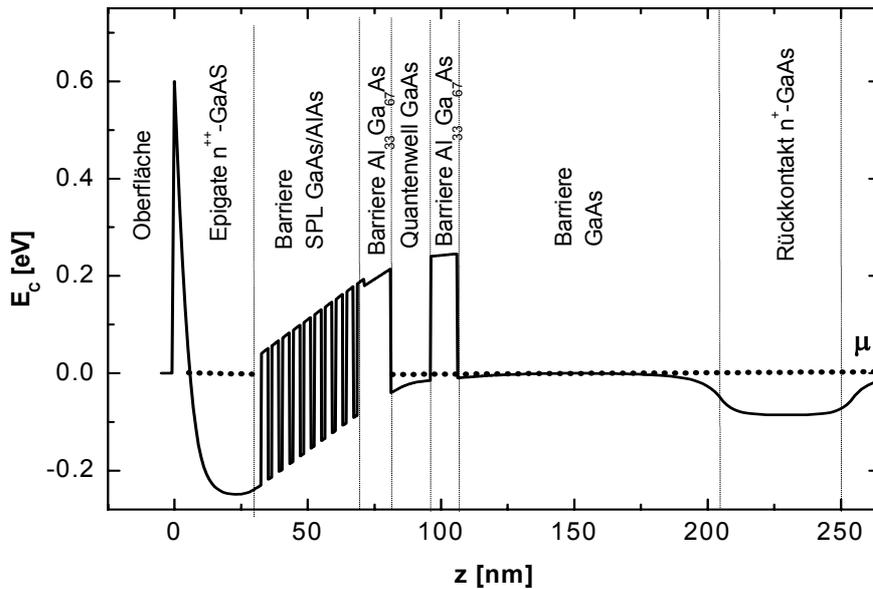


Abb. 2.02: Schichtfolge und berechneter Leitungsbandverlauf E_C bezüglich des chemischen Potentials μ der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere (#1235). Die z-Koordinate hat den Ursprung an der Kristalloberfläche.

c) EpiMIS-Struktur mit modifiziertem Rückkontakt (#1218)

Das Probendesign entspricht bis auf den modifizierten Rückkontakt einer Standard-EpiMIS-Struktur. Der Rückkontakt besteht nicht aus volumendotiertem GaAs, sondern ist als invertierte **HEMT**-Struktur angelegt (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor).

Die aktive Struktur beginnt mit dotiertem $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$ ($d = 35 \text{ nm}$, $n_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), gefolgt von einer undotierten Spacerschicht ($\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$, $d = 10 \text{ nm}$). Abgeschlossen wird die Struktur mit der undotierten Tunnelbarriere (GaAs, $d = 110 \text{ nm}$), der Isolatorschicht (SPL, $d = 60 \text{ nm}$) und dem Epigate (GaAs, $d = 60 \text{ nm}$, $n_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

d) EpiMIS-Strukturen mit isoliertem Rückkontakt (#980, #961)

Das Probendesign ist angelehnt an die Standard-EpiMIS-Struktur, nur der Abstand und die Schichtfolge zwischen Rückkontakt und 2DEG sind stark verändert. Dem aus volumendotiertem GaAs bestehenden Rückkontakt folgt ein 500 nm starkes SPL und eine zusätzliche Schicht aus undotiertem GaAs ($d = 1000 \text{ nm}$). Die elektrische Isolation von Rückkontakt und 2DEG erfolgt durch das SPL. Die Struktur wird abgeschlossen mit der Isolatorschicht ($d = 30 \text{ nm}$) und dem Epigate ($n^{++}\text{-GaAs}$, $d = 30 \text{ nm}$, $n_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

2.2 Kapazitätsproben

Das Probendesign der EpiMIS-Strukturen ermöglicht die laterale Strukturierung des zweidimensionalen Elektronensystems durch die selektive Entfernung des hochdotierten Epigates.

In Abb. 2.03 ist neben dem berechneten Leitungsbandverlauf einer Standard-EpiMIS-Struktur zusätzlich der Bandverlauf aufgetragen, der sich nach der Entfernung des Epigates ergibt.

Durch das hochdotierte Epigate ist das Leitungsband in der EpiMIS-Struktur derart verbogen, dass bereits ohne Anlegen einer Gatespannung bezüglich des Rückkontaktes ein 2DEG an der Grenzfläche zum SPL induziert wird. Nach Kontaktierung des Epigates lässt sich die 2DEG-

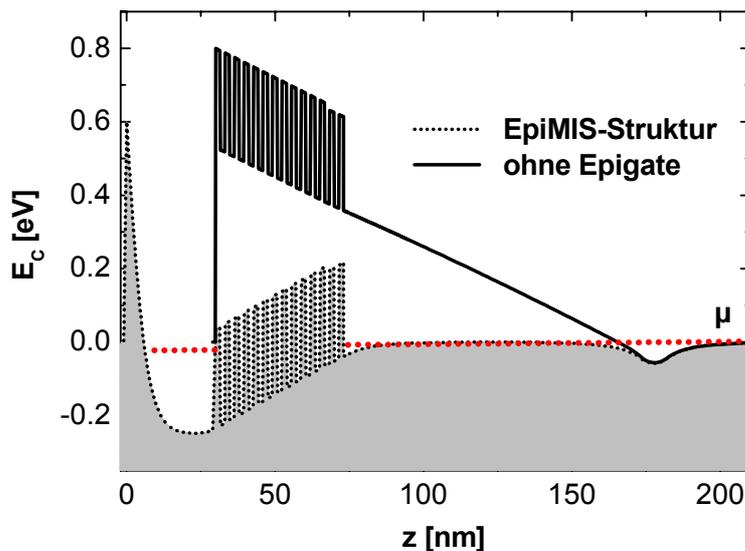


Abb. 2.03: Leitungsbandverlauf der EpiMIS-Struktur mit und ohne Epigate in Abhängigkeit von der Tiefe z in der Struktur. Das chemische Potenzial μ wird durch die waagerechte gestrichelte Linie dargestellt.

Dichte mittels Feldeffekt von völliger Verarmung bis zu einer Dichte von etwa $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ durchstimmen.

Durch die Entfernung des Epigates verändert sich der Leitungsbandverlauf deutlich. Das Leitungsband steigt bezüglich der Fermienergie im Rückkontakt fast linear bis zur Höhe der Schottky-Barriere an der Oberfläche an, so dass das Elektronensystem vollständig verarmt ist. Die Strukturierung des Epigates wird im Folgenden eingesetzt, um die Ausdehnung des Elektronensystems lateral zu beschränken und so niederdimensionale Systeme zu erzeugen. Für die Herstellung von Kapazitätsproben auf EpiMIS-Strukturen sind zwei wesentliche Schritte durchzuführen. Neben der Kontaktierung des Rückkontaktes muss die Gateelektrode strukturiert und kontaktiert werden.

In dieser Arbeit wird im Folgenden mit Gateelektrode oder Gate nicht nur die metallische Elektrode bezeichnet, sondern die Einheit aus metallischer Elektrode und Epigate.

Die Präparation von Kapazitätsproben lässt sich bezüglich der Größe der Gateelektrode unterteilen.

2.21 Makroskopische Gateelektroden

Gateelektroden mit Abmessungen in der Größenordnung von einigen hundert Mikrometern werden im Folgenden als makroskopisch bezeichnet. Die Präparation von Proben mit solchen Gates ist schnell und unproblematisch, da für die Definition der Strukturen nur ein optischer Lithografieschritt benötigt wird. Ein Vorteil makroskopischer Gates ist die relativ große Kapazität von einigen Nanofarad. Für Kapazitätsmessungen resultiert bei typischen Oszillatorparametern ($f \approx 1 \text{ kHz}$, $dU \approx 5 \text{ mV}$) ein sehr gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Als nachteilig erweist sich, dass mit ansteigender Gategröße zunehmend Leckströme durch die Barriere auftreten, die bereits bei geringer Gatespannung einsetzen. Der Gatespannungsbereich für Kapazitätsmessungen wird dadurch teilweise stark eingengt. Die beobachtete Korrelation zwischen Gategröße und dem Einsetzen der Leckströme entsteht vermutlich durch Wachstumsdefekte der Probe. Mit zunehmender Fläche des Gates wächst die Wahrscheinlichkeit, dass sich unterhalb der gegateten Fläche Defekte befinden und so Leckströme auftreten.

Ein weiterer Nachteil großer Gates kann durch die laterale Inhomogenität des Wafers entstehen, über die das Gate in der Messung integriert. Aus den Messungen dieser Arbeit ergibt sich, dass mangelnde Homogenität des Kristalls nur für Probenstücke vom Randbereich des Wafers relevant sind.

Nachfolgend wird die Präparation von Kapazitätsproben mit makroskopischen Gates beschrieben, eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Prozessschritte findet sich im Anhang **B1**.

Die gereinigten und gebrochenen Probenstücke werden zuerst mit Indium-Kontakten versehen. Üblicherweise werden mindestens zwei Kontakte angebracht, um die erfolgreiche, ohmsche Kontaktierung des Rückkontaktes überprüfen zu können. Die Gateelektroden, die typisch eine Fläche von $A = 0.25 \text{ mm}^2$ haben, werden fotolithografisch definiert, in das Epigate des Kristalls übertragen und elektrisch kontaktiert. Für die Präparation der Gateelektroden sind zwei Varianten angewandt worden:

- a) Die Gateflächen werden mit einem fotolithografischen Schritt definiert. Der Fotolack dient im Folgenden nasschemischen Ätzprozess als Maskierung. Um die Indium-Kontakte vor dem Ätzprozess zu schützen, werden diese zusätzlich mit Lack versiegelt. Nach einem weiteren fotolithografischen Schritt werden die Gates metallisiert, um die elektrische Kontaktierung des Epigates zu erzielen. Die Fläche der Metallisierung muss bei dieser Variante nicht mit der Größe des Epigates übereinstimmen.
- b) Durch Vertauschung zweier Schritte kann die Präparation um einen Fotolithografie-Schritt verkürzt werden. Zuerst wird die Metallisierung der Gateflächen fotolithografisch definiert. Die aufgebrauchte Metallisierung dient im nachfolgenden Ätzschritt als Maskierung, so dass Metallisierung und Epigate näherungsweise die gleiche Größe haben.

Abschließend wird die Probe auf einem Chipcarrier befestigt und mit dünnen Drähten ankontaktiert. Die Fixierung der Drähte auf den Gateelektroden, den Indiumkontakten und dem Chipcarrier erfolgt mit Leitsilber. Bei dieser Präparation ist die minimale Gategröße durch die Fixierung der Drähte mittels des Leitsilberklecks limitiert. Übertagt der Klecks die Gatefläche, so entstehen unerwünschte parasitäre Kapazitäten.

2.22 REM-definierte Gatestrukturen

Für die Herstellung von Gatestrukturen in der Größenordnung von Mikro- oder Submikrometern wird eine deutlich aufwendigere Präparationskette angewandt. Neben Gateelektroden für 2DEG-Untersuchungen mit der Größe von $A = 1250 \text{ }\mu\text{m}^2$ werden Drahtarrays und Dotarrays mit Strukturgrößen von bis zu 100 nm erzeugt. Neben optischer Kontaktlithografie wird zur Definition der Submikrometer-Strukturen **RasterElektronenMikroskop-Lithografie (REM)** angewendet.

Die Präparation lässt sich unterteilen in die Erzeugung der Submikrometer-Strukturen mittels REM-Lithografie und die Erzeugung der äußeren Strukturen, der Kontakte, Zuleitungen und Isolationsflächen, die mittels optischer Lithografie definiert werden. Der optische Maskensatz für die äußeren Strukturen ist mittels REM-Lithografie von Ditmar Schuster erstellt worden, die REM-Strukturen wurden mit dem Programm *Mask-ED* von Dieter Schmerek entworfen.

Die Präparation von Proben mit Gatestrukturen für 2DEG- und 1DEG-Untersuchungen benötigt vier fotolithografische Schritte und zwei REM-Lithografie-Schritte. Proben für 0DEG-Untersuchungen benötigen einen weiteren REM-Schritt. Die Präparationsketten werden nach-

folgend aufgelistet und die wesentlichen Punkte erläutert. Zusätzliche Abbildungen verdeutlichen die Präparationsschritte.

- a) Fotolith. Definition der Kontakte, Metallisierung, Lift-off.
- b) Einlegieren der Kontakte.
- c) Fotolith. Definition der Zuleitungen und Markerstrukturen. Metallisierung, Lift-off.
- d) REM-lith. Definition der Gateelektroden, Barreln, HCl-Dip, Metallisierung, Lift-off.
- e) Fotolith. Definition der Ätzfelder, Ätzen der Epigateschicht.
- f) Dots: REM-lith. Definition der Gates, Metallisierung, Lift-off.
- g) REM-lith. Definition der Trenngräben, Ätzen der Gräben.
- h) Fotolith. Definition der großflächigen Isolation, Ätzen der Isolation.
- i) Fixieren der Probe auf Chipcarrier, Kontaktieren mittels Wedge-Bonder.

Die Präparationskette beginnt mit der Definition und Metallisierung der 13 rechteckigen Kontaktfelder auf der gereinigten Probe (**a**). Nach dem Einlegierprozess der *AuGeNi*-Kontakte ergibt sich eine typische, raue Oberfläche (**b**). In einem zweiten Metallisierungsschritt (**c**) werden neben Zuleitungen auch Markerstrukturen erzeugt. Abbildung 2.04 zeigt ein Lichtmikroskopbild einer Kapazitätsprobe mit REM-geschriebenen Gatestrukturen. Von den Markern sind nur quadratische Fragmente am Bildrand zu erkennen. Die Zuleitungen führen von den Kontaktfeldern zu den zwei zentralen Schreibfeldern, in denen die REM-Gatestrukturen definiert worden sind. Die Markerstrukturen dienen der Orientierung auf der Probe und der Definition der Zentren der REM-Schreibfelder. Die genaue Positionierung der REM-Strukturen ist insbesondere wichtig, wenn in nachfolgenden REM-Lithografie-Schritten weitere Strukturen relativ zueinander ausgerichtet werden müssen. Die Genauigkeit der Ausrichtung liegt mit den eingesetzten Markern in der Größenordnung von 300 nm.

Der nächste Schritt ist die Erzeugung der metallischen Gatestrukturen (**d**). Bei der Herstellung von metallischen Strukturen mit Abmessungen kleiner 500 nm wird der Lift-off-Prozess problematisch, weil Strukturbreite und Lackdicke in der selben Größenordnung sind. Um dennoch erfolgreich das überschüssige Metall zu entfernen, wird ein zweilagiges **PMMA**-Lacksystem (**Polymethylmethacrylat**) benutzt, das aufgrund unterschiedlicher elektronischer Sensibilität der Lackschichten steile bis unterkehligte Lackprofile erzielt.

Nach der REM-Belichtung der Probe folgt Entwicklung, Stoppen des Entwicklungsprozesses und Wässern der Probe. Vor der Metallisierung werden Lackreste in einem Barrelreaktor mittels Sauerstoffplasma verascht. Die bei dem Barrelprozess auftretende Reduktion der Lackmaske kann zur gezielten Modifikation der Masken eingesetzt werden. Um möglichst reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, wird die Grenzfläche zwischen Halbleiter und Metallisierung durch einen Salzsäure-Dip (HCl) von der Oxidschicht befreit. Nach Wässerung und Trocknung wird die Probe zügig in die Aufdampfanlage eingebaut. Als Metallisierung wird üblicherweise Titan thermisch aus Wolfram-Schiffchen mit einer Schichtdicke von 25-40 nm aufgedampft. Alternativ sind für die Metallisierung von Drahtarrays auch andere Materialien, beispielsweise Chrom (40 nm), NiCr (40 nm) und Cr/Au (5/35 nm) benutzt worden. Ein Einfluss der Materialwahl auf die experimentellen Ergebnisse konnte nicht nachgewiesen werden.

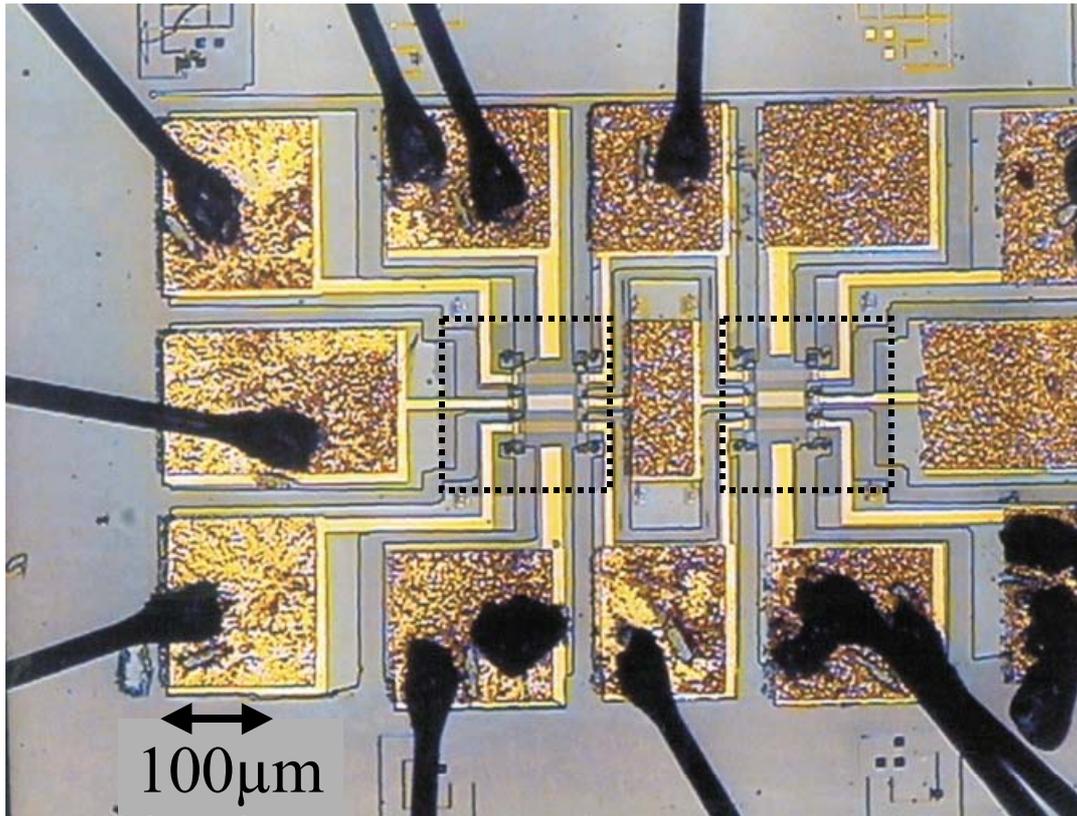


Abb. 2.04: Lichtmikroskopbild einer Kapazitätsprobe mit verschiedenen REM-definierten Gatestrukturen für Untersuchungen an zwei- und eindimensionalen Elektronensystemen. Einige Kontaktfelder werden durch Bonddrähte (schwarz) kontaktiert. Die Zuleitungen führen zu den zwei Zentren mit Gatestrukturen. Das Epigate ist im Bereich der gestrichelt-gerahmten quadratischen Felder selektiv entfernt worden.

Nach der Herstellung der metallischen Gatestrukturen wird die Form der Strukturen mit dem Ätzprozess in das Epigate übertragen (e): Es wird erneut Fotolack aufgeschleudert, ein REM-Schreibfeld freigelegt und danach der Ätzschritt des Epigates durchgeführt. In Abb. 2.04 werden die Ätzfelder mit gestrichelten Quadraten hervorgehoben. Da sich auf einer Probe bis zu vier Schreibfelder mit Gatestrukturen befinden, können die Parameter des Ätzprozesses bei nominell gleichen Gatestrukturen variiert werden. Die Abb. 2.05 zeigt ein Lichtmikroskopbild mit REM-definierten Gatestrukturen. In der Mitte befindet sich ein rechteckiges Gate für Untersuchungen am 2DEG. Unten und oben befinden sich interdigitale Drahtarrays, deren einzelne Drähte optisch nicht aufgelöst werden. Von links und rechts außen kommen die Zuleitungen der Gates. Die Metallisierungen überspannen links und rechts die vertikal laufenden Trenngräben.

Die metallischen Gatestrukturen dienen einerseits der elektrischen Kontaktierung des Epigates, andererseits als Maskierung des Epigates bei dem Ätzschritt. Bei dem Prozess wird die gleichmäßige Entfernung des elektrisch leitfähigen Epigates im nicht maskierten Bereich angestrebt, die Maske soll formgetreu in das Epigate übertragen und die Schädigung des Kristalls minimal gehalten werden.

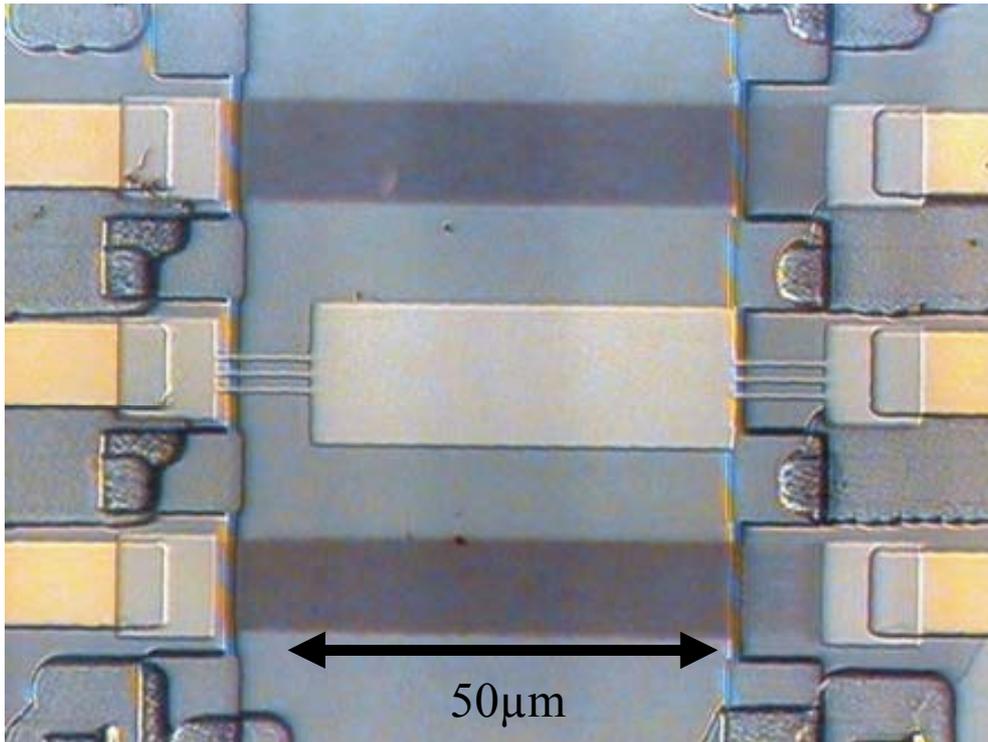


Abb. 2.05: Lichtmikroskopbild von REM-definierten Gatestrukturen. In der Mitte befindet sich ein rechteckiges Gate für Untersuchungen am 2DEG. Unten und oben befinden sich interdigitale Drahtarrays, deren einzelne Drähte nicht aufgelöst werden. Von links und rechts außen kommen die Zuleitungen der Gates. Die Metallisierungen überspannen links und rechts die vertikal laufenden Trenngräben.

Es sind unterschiedliche Ätzprozesse zur Entfernung des Epigates eingesetzt worden. Sowohl mit nasschemischen Ätzlösungen als auch mit Trockenätzprozessen (**RIE**, **Reactive Ion Etching**) sind beispielsweise Drahtarrays hergestellt worden. Zusätzlich ist die Selektivität der Ätzprozesse bezüglich des Probenmaterials aus GaAs bzw. AlAs variiert worden.

Für die Benutzung nasschemischer Ätzlösungen spricht neben der einfachen, schnellen Handhabung die im Verhältnis zu RIE-Prozessen vernachlässigbare Tiefenschädigung des Kristalls. Die Rauigkeit der geätzten Oberfläche ist bei phosphorsauren Lösungen gering und kann mikroskopisch nicht aufgelöst werden. Der Einsatz von stark selektiver zitronensaurer Ätzlösung führt aufgrund des Ätzstopps an Aluminium-haltigen Schichten sogar zu hochspiegelnden Oberflächen. Als nachteilig erweist sich die begrenzte Reproduzierbarkeit von Ätzraten und das Auftreten von Ätzverzögerungen. Aufgrund der vergleichbaren Abmessungen der Maskenbreite bei Draht- und Dotarrays mit der angestrebten Äztiefe, können Maskenunterätzungen auftreten, die wiederholt zur Zerstörung von Gatestrukturen geführt haben.

Trockenätzprozesse zeichnen sich durch gute Reproduzierbarkeit und hohe Anisotropie des Ätzprozesses aus. Neben dem Standard-RIE-Prozess ist ein selektiver RIE-Prozess optimiert worden (Anhang **B.3**). Angestrebt wurde neben geringer Ionenenergie und damit reduzierter Kristallschädigung eine starke Selektivität der Ätzrate bezüglich Al-haltiger Schichten.

Sowohl mit dem Standard-RIE-Prozess als auch mit einem selektiven RIE-Prozess sind Proben mit Drahtarrays hergestellt worden, an denen erfolgreich die laterale Quantisierung des Elektronensystems nachgewiesen worden ist. Entscheidend für einen reproduzierbaren, homogenen Ätzprozess ist die Vorbereitung des freigelegten Schreibfeldes mittels Veraschen im Sauerstoffplasma (barreln) gefolgt von einem Salzsäure-Dip, andernfalls sind wiederholt starke lateral inhomogene Ätzverzögerungen aufgetreten.

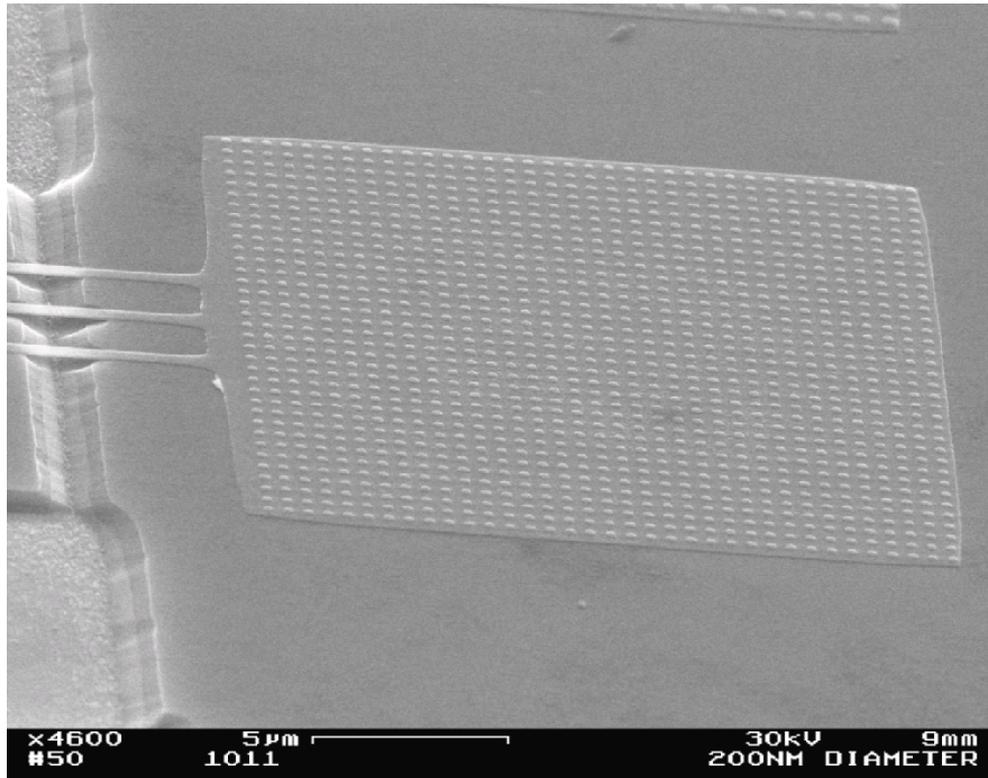


Abb. 2.06: REM-Aufnahme eines Quantendotarrays. Das metallische Gate mit der Fläche $A = 400 \mu\text{m}^2$ vereinigt 1225 Dotelektroden mit einem Durchmesser von je 200 nm. Im linken Bildrand sind die Zuleitungen und der geätzte Trenngraben zu erkennen.

Bei der Herstellung von Dotarrays werden zuerst die einzelnen Dotelektroden metallisiert und danach das unmaskierte Epigate durch einen Ätzschritt entfernt.

Für Messungen an dem Dotarray müssen die einzelnen Dotelektroden elektrisch kontaktiert werden. Die Kontaktierung erfolgt mit einem metallischen Gate, das in einem weiteren REM-Schritt (f) definiert wird. Die Abb. 2.06 zeigt exemplarisch ein metallisches Gate mit einer Seitenlänge von $20 \mu\text{m}$, das ein Array von 1225 Dots zusammenfasst. Die Abb. 2.07 verdeutlicht in einem Ausschnitt des Dotarrays die hohe Homogenität der Strukturen, deren Periode 500 nm beträgt. Der Durchmesser der kreisrunden Dotelektroden wird auf 200 nm bestimmt.

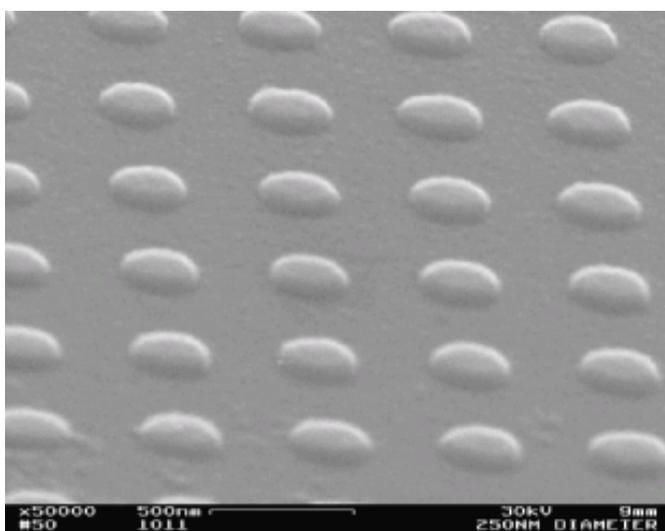


Abb. 2.07: REM-Aufnahme eines Quantendotarrays. Die Periode der Dotstrukturen beträgt in beiden Richtungen 500 nm, der Durchmesser der kreisrunden Dotelektroden 200 nm.

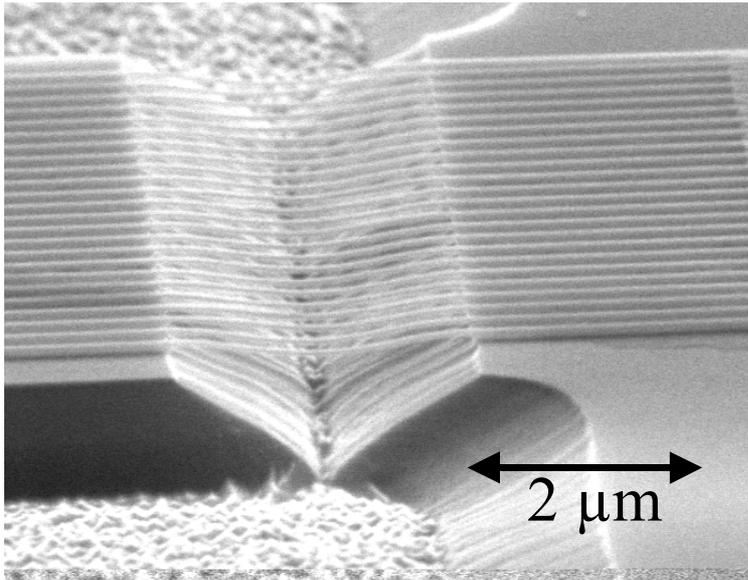


Abb. 2.08: REM-Aufnahme der frei über den 2 µm breiten Trenngraben laufenden Metallelektroden eines Drahtarrays. Das V-Profil des Grabens entsteht durch den kristallografischen Ätzprozess (Ätzlösung auf Basis von Schwefelsäure).

In den Experimenten soll nur die Kapazität der Gateelektroden bezüglich der Elektronensysteme bzw. bezüglich des Rückkontaktes gemessen werden, so dass eine Isolation der Gatezuleitungen vom Rückkontakt nötig ist. Für die Isolation werden neben weiteren Ätzprozessen ein REM-Schritt und ein optischer Lithografie-Schritt benötigt.

In dem REM-Schritt werden sogenannte Trenngräben definiert (**g**), die die Zuleitungen der Gatestrukturen kreuzen. In dem folgenden Ätzschritt wird der Rückkontakt großflächig durchtrennt, so dass die metallischen Zuleitungen vollständig unterätzt werden. Die Zuleitungen, die vom Ätzschritt nicht angegriffen werden dürfen, überbrücken den mehreren Mikrometer breiten Trenngraben. In Abb. 2.08 ist exemplarisch ein Trenngraben dargestellt. Das charakteristische V-Profil des Grabens entsteht durch den kristallografischen Ätzprozess mittels schwefelsaurer Ätzlösung. Die Metallelektroden eines Drahtarrays überbrücken freihängend den typisch 2 µm breiten Graben. Bemerkenswerterweise gibt es kaum Ausfälle bei den freihängenden Elektroden, weder durch den letzten optischen Lithografie-Schritt noch durch die wiederholten Abkühlzyklen bei Experimenten.

Die großflächige Isolation zwischen den einzelnen Kontaktfeldern und Zuleitungen wird mit einem optischen Lithografie-Schritt (**h**), gefolgt von einem Tiefmesa-Ätzschritt erzeugt.

Abschließend werden die Proben auf einem Chipcarrier fixiert und die Kontaktfelder mit dem Carrier mittels eines Wedgebonders kontaktiert (**i**).

Als Beispiel für eine REM-geschriebene Struktur ist in Abb. 2.09 eine REM-Aufnahme eines interdigitalen Drahtarrays dargestellt. Das 20 µm breite Array besteht aus zwei gabelförmigen Elektroden mit 22 bzw. 23 Fingern, die ineinander greifen. Die Zuleitungen der Elektroden kommen von unten bzw. von oben, an den Rändern gibt es teilweise fast senkrecht stehende Lift-off-Reste. Die beiden geätzten Trenngräben, die ungefähr waagrecht verlaufen, werden von den metallischen Elektroden überspannt. Ein Kontaktfeld des Rückkontaktes ist im mittleren rechten Bildrand zu erkennen. Die Zuleitungen sind großflächig voneinander isoliert, der Tiefmesa-Ätzschritt hinterlässt auf der ebenen Fläche eine typische raue Oberfläche.

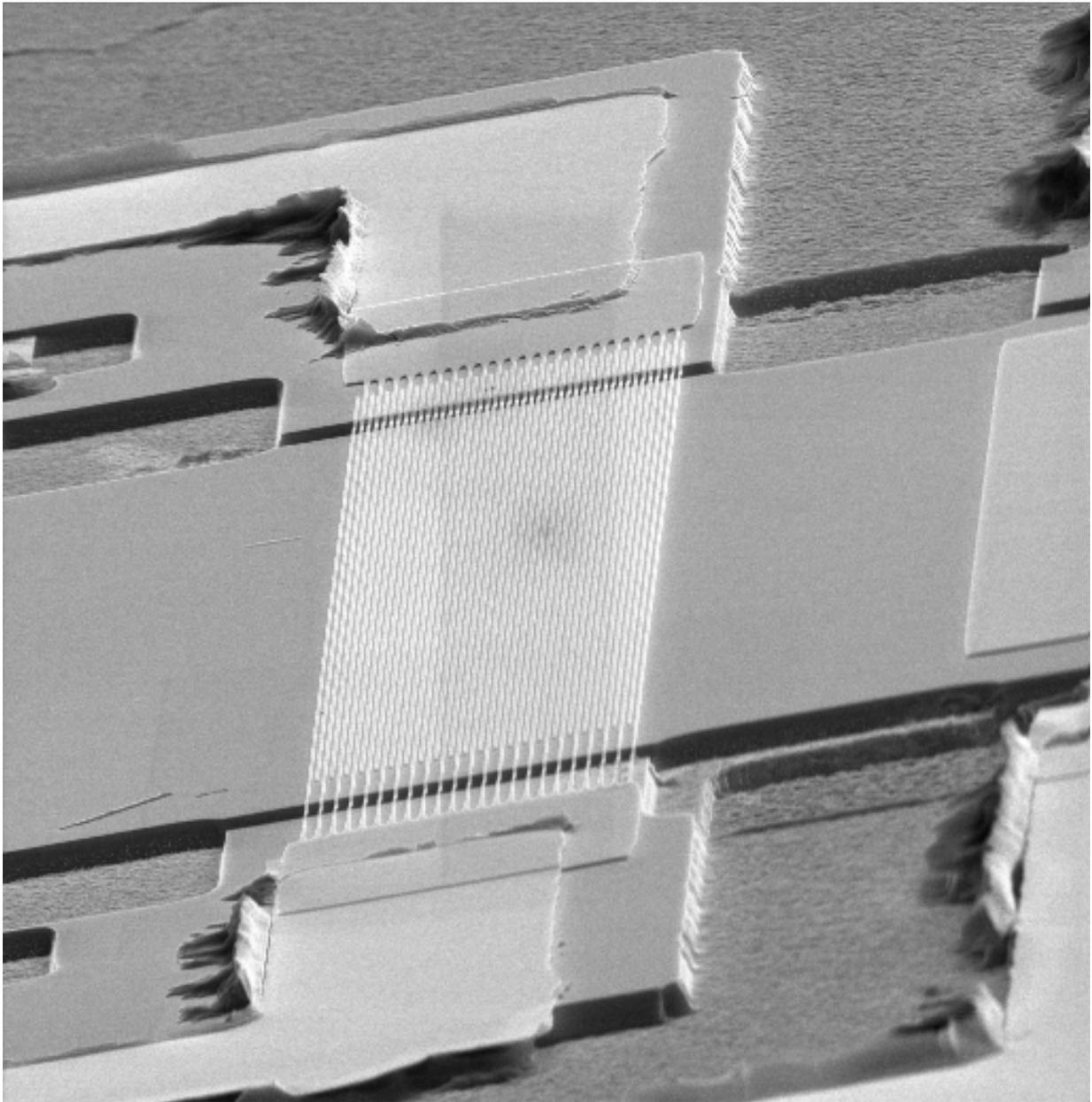


Abb. 2.09: REM-Aufnahme eines interdigitalen Drahtarrays für Untersuchungen an 1DEGs. Das Array besteht aus zwei ineinandergreifenden Gabeln mit 22 bzw. 23 Fingern. Die Zuleitungen kommen von oben bzw. unten. Die metallischen Elektroden überspannen die horizontal verlaufenden Trenngräben.

2.3 Transportproben

Die Standard-EpiMIS-Struktur besitzt maximal drei leitfähige Schichten: Epigate, 2DEG und Rückkontakt. Werden die drei Schichten durch Kontakte elektrisch miteinander verbunden, so kann die 2DEG-Dichte nicht mehr verändert werden. Die Auswertung von Transportmessungen an einem solchen gekoppelten Drei-Lagen-System ist nicht eindeutig möglich.

Eine deutliche Vereinfachung ergibt sich, wenn eine Schicht gegenüber den anderen beiden isoliert wird. Die Transportmessungen können dann am resultierenden Zwei-Lagen-System durchgeführt werden. Es können zwei Varianten von Transportproben unterschieden werden, deren Präparation im Folgenden erläutert wird: Proben für parallelen Transport in 2DEG und Rückkontakt oder in 2DEG und Epigate. In beiden Fällen kann nach separater Kontaktierung der verbleibenden Schicht die Dichte des 2DEGs durch Feldeffekt variiert werden.

Für die Präparation von Transportproben wird ein optischer Maskensatz mit einer Standard-Hallbar-Struktur benutzt. Der Hallbar verfügt neben Source- und Drain-Kontakten über zwei mal drei Spannungsabgriffe im Abstand von je 600 μm . Die Breite der hergestellten Hallbars wird bei verschiedenen Proben zwischen 200 μm und 2.6 μm variiert. Die unterschiedlichen Breiten können erzielt werden, indem die Belichtung mit der Standardmaske mehrmalig gegeneinander verschoben wiederholt wird.

2.31 Paralleltransport in 2DEG und Rückkontakt

Die Präparationskette zur Herstellung von Proben für Paralleltransport in 2DEG und Rückkontakt beinhaltet bis zu fünf optische Lithografie-Schritte. Die einzelnen Schritte werden im Folgenden aufgelistet und erörtert:

- a) Fotolith. Definition der Kontakte, Metallisierung, Lift-off, Einlegieren.
- b) Fotolith. Definition der Hallbar-Mesa.
- c) Tiefmesa-Ätzung des Hallbars.
- d) Fotolith. Definition der Metallisierung des Epigates, Metallisierung, Lift-off.
- e) Fotolith. Definition von Trenngräben im Epigate.
- f) Selektive Ätzung der Trenngräben.
- g) Fotolith. Definition von Schutzisolation.
- h) Härten der Lackisolation.
- i) Fixierung der Probe auf Chipcarrier, Ankontaktierung mittels Leitsilber.

Die ersten drei Schritte, die Erzeugung von Kontaktfeldern (*AuGeNi*) (a), Definition (b) und Tiefmesa-Ätzung (c) des Hallbars, entsprechen der Standard-Präparation von Transportproben. Die elektrische Kontaktierung des Epigates erfolgt durch Metallisierung mit beispielsweise einer Chrom-Schicht (d). Der metallisierte Bereich muss dabei nicht die Epigatefläche des ganzen Hallbars bedecken, da das eigentliche Gate das Epigate darstellt. Die Isolation des Epigates von den Kontakten (e) erfolgt durch die selektive Entfernung eines schmalen Streifens des Epigates in der Nähe der Kontaktfelder (f). Die Definition des Isolationsstreifens erfolgt entweder durch optische Lithografie mit einer typischen Breite von $b \approx 50 \mu\text{m}$ oder durch einen selbstjustierenden Prozess (Kap. 2.32). Die Kontaktierung des Gates mittels Leitsilber ist bei Strukturbreiten kleiner 200 μm kaum möglich, ohne dass Leitsilber über den Rand des Hallbars läuft. Um einen Kurzschluss zum Rückkontakt auszuschließen, wird eine zusätzliche Isolation realisiert (g). Nach erneutem Aufschleudern einer Fotolackschicht werden die Kontaktfelder und ein kleines Fenster zur Gatemetallisierung freibelichtet. Nach dem Ausbacken bei 120°C für eine Stunde ist der Lack derart verhärtet (h), dass das Gate mittels

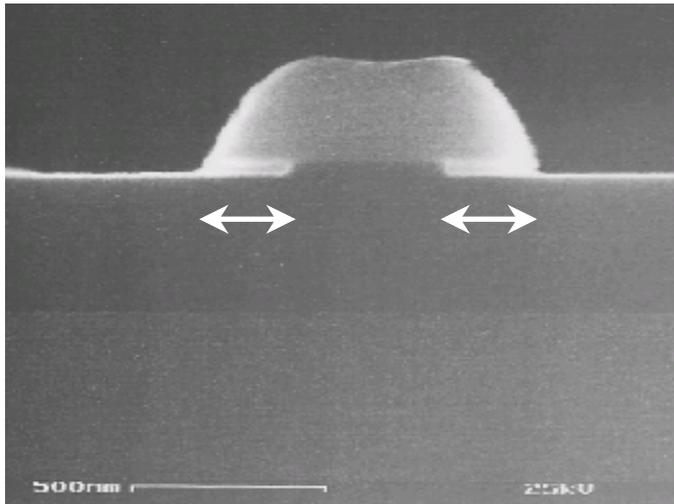


Abb. 2.10: REM-Aufnahme der Bruchkante eines 600 nm breiten Lackprofils (heller Pilzhut) auf einer EpiMIS-Struktur. Durch den selektiven Ätzprozess des Epigates tritt beidseitig eine homogene Unterätzung des Lackprofils auf (Doppelpfeile).

Leitsilber ankontaktiert werden kann, ohne das sich die isolierende Lackschicht auf- oder anlöst (j).

Als problematisch erweist sich in den Messungen an den präparierten Hallbars die elektrische Isolation durch das SPL zwischen Epigate und 2DEG bzw. Epigate und Rückkontakt. Aufgrund der Abmessungen des Hallbars im Millimeterbereich befinden sich im gegateten Bereich eine große Anzahl von Kristalldefekten. Bei vielen Transportproben treten, vermutlich aufgrund der Kristalldefekte, bereits bei sehr geringen Gatespannungen Leckströme auf, so dass eine Veränderung der 2DEG-Dichte über Feldeffekt nicht möglich ist.

2.32 Selbstjustierende Trenngräben

Ein wesentlicher Schritt bei der oben genannten Präparationskette ist die Isolation der Kontaktfelder vom Epigate durch Trenngräben. Um einerseits die Prozesskette zu verkürzen und andererseits die Trenngräben im Epigate möglichst schmal und nahe der Kontakte zu positionieren, wird folgende Variante der Präparation angewandt:

Nach der lithografischen Definition der zukünftigen Kontaktfelder wird die Probe selektiv nasschemisch geätzt. Der Ätzprozess stoppt auf den Al-haltigen Schichten des SPL. Wird der Ätzprozess nicht abgebrochen, so unterätzt die Lackmaske mit einer Ätzrate, die für mehrere Minuten ($t < 6$ min) nahezu konstant ist. Es sind gleichmäßige Maskenunterätzungen von bis zu mehreren Mikrometern erzielt worden. Die Unterätzung wird in Abb. 2.10 verdeutlicht.

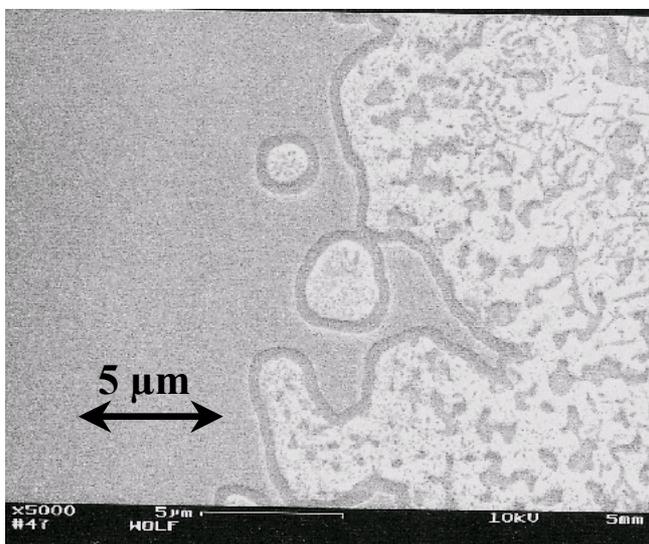


Abb. 2.11: AFM-Aufnahme von einem selbstjustierenden Trenngraben zwischen einlegiertem Kontakt (AuGeNi) und Epigate-Schicht. Der Graben (dunkler Strich) hat eine konstante Breite kleiner 1 µm und isoliert die hell marmorierte Kontaktregion (rechts) von dem leitfähigen Epigate (links).

Die Abbildung zeigt eine REM-Aufnahme der Bruchkante eines 600 nm breiten Lackprofils auf einer EpiMIS-Struktur. Das Epigate der Probe ist mit einer selektiven Ätzlösung entfernt worden. Das Lackprofil ist dabei homogen auf beiden Seiten etwa 150 nm unterätzt worden, die Doppelpfeile verdeutlichen die Unterätzung.

Bei der nachfolgenden Metallisierung der Kontaktfelder schattet die Lackmaske den unterätzten Bereich ab. Ein isolierender Trenngraben zwischen leitfähigem Epigate und metallischem Kontakt verbleibt. Die Gräben werden als selbstjustierend bezeichnet, weil kein eigener Lithografie-Schritt zur Definition nötig ist. In Abb. 2.11 ist eine AFM-Aufnahme eines selbstjustierten Trenngrabens auf einer EpiMIS-Struktur dargestellt. Der Graben erscheint als dunkler Strich mit einer konstanten Breite kleiner 1 μm , der die hell marmorierte Region, den einlegierten (*AuGeNi*)-Kontakt, von dem ungeätzten Epigate isoliert. Die Unregelmäßigkeiten der Lackmaske sind für den Trenngraben nicht relevant.

Das Präparationsverfahren ermöglicht die Isolation von makroskopischen Strukturen im Millimeterbereich auf submikroskopischer Ebene ($< \mu\text{m}$).

2.33 Paralleltransport in 2DEG und Epigate

Neben den Experimenten mit parallelem Transport in 2DEG und Rückkontakt kann auch Paralleltransport in 2DEG und Epigate untersucht werden. Die Präparationskette zur Herstellung dieser Transportproben wird aufgelistet und erörtert:

- a) Fotolith. Definition der Hallbar-Mesa.
- b) Mesa-Ätzung des Hallbars ($100 \text{ nm} < t < 500 \text{ nm}$).
- c) Fotolith. Definition der Kontakte zum Rückkontakt, Metallisierung, Lift-off, Einlegieren.
- d) Fotolith. Definition der Kontakte zum 2DEG, Metallisierung, Lift-off, Einlegieren.
- e) Fixierung der Probe auf Chipcarrier, Ankontaktierung mittels Leitsilber.

Zuerst wird der Hallbar definiert (a) und durch die Mesa-Ätzung in den Halbleiter übertragen (b). Bei dem Ätzprozess wird eine Tiefe zwischen 100 nm und 500 nm angestrebt. Der eingewachsene Rückkontakt, der sich in den speziellen Proben (#980, #961) in einer Tiefe von etwa 1500 nm befindet, darf nicht durchtrennt werden. Die Kontaktierung des Rückkontakts (*AuGeNi*) erfolgt am Probenrand (c). Der kritische Punkt der Präparationskette ist die Kontaktierung von 2DEG und Epigate. Um das 2DEG zuverlässig zu kontaktieren, muss ein Legierprozess durchgeführt werden, der den Rückkontakt allerdings nicht elektrisch kontaktieren darf.

Versuche mit den üblichen Kontaktmaterialien *AuGeNi* oder *In* verliefen trotz Variation von Legiertemperatur und Legierzeit nicht erfolgreich. Durch den Einsatz von dem Kontaktmaterialsystem Germanium-Palladium (*GePd*) sind reproduzierbar flache Kontakte erzielt worden, so dass eine unabhängige Kontaktierung des 2DEGs erreicht worden ist (d). Umfangreiche Informationen und Untersuchungen über die Kontakteigenschaften des *GePd*-Systems finden sich in der Arbeit von Wang *et al.* [Wang89].

Abschließend wird die Probe auf dem Chipcarrier fixiert und mit Drähten ankontaktiert (e).

Kapitel 3

Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit benutzten experimentellen Methoden vorgestellt. Mittels klassischer Kapazitätsspektroskopie können Informationen sowohl über die thermodynamische Zustandsdichte des Elektronensystems als auch den Tunnelwiderstand zwischen Elektronensystem und Rückkontakt erhalten werden. Interdigitale Gatestrukturen können eingesetzt werden, um das Einschlusspotenzial eines Elektronensystems mittels Feldaffect zu manipulieren. Aus Transportmessungen an EpiMIS-Strukturen können die charakteristischen Parameter des Elektronensystems, die Dichte n_{2DEG} und die Beweglichkeit μ , ermittelt werden.

3.1 Klassische Kapazitätsspektroskopie

Bei der klassischen Kapazitätsspektroskopie wird der differentielle AC -Leitwert der Probe zwischen der Gateelektrode und dem Elektronengas in Abhängigkeit der DC -Spannung V_{Gate} gemessen. Der experimentelle Aufbau wird schematisch in Abb. 3.01 gezeigt: Der Gleichspannung V_{Gate} wird mit einer Addierbox, im wesentlichen einem Hochpass, die Wechselspannung u mit der Frequenz $\omega = 2\pi f$ aufmoduliert. Ein Lock-In-Verstärker misst phasensensitiv bezüglich der Wechselspannung u den Strom i durch die Probe.

Aus dem Außer-Phase-Strom, dem imaginären Signal, kann direkt die differentielle Kapazität $C = i/\omega u$ ermittelt werden, wenn die seriellen Widerstände im Experiment gegenüber der kapazitiven Impedanz zu vernachlässigen sind. In diesem Falle ist der In-Phase-Strom proportional zu den seriellen Widerständen [Dolgo96].

Falls die obige Bedingung erfüllt ist, wird im Folgenden der Außer-Phase-Strom als kapazitives Signal, der In-Phase-Strom als resistives Signal bezeichnet.

In Abb. 3.02 sind schematisch die wesentlichen Widerstände in einer MIS-artigen Struktur skizziert. Der Widerstand des Rückkontakts R_R , der Widerstand des elektrischen Kontakts zum Rückkontakt R_K und der Eingangswiderstand des Lock-In-Verstärkers R_{Ein} können Werte von mehreren Kiloohm annehmen. Der Tunnelwiderstand R_T hängt von Probenstruktur, Tem-

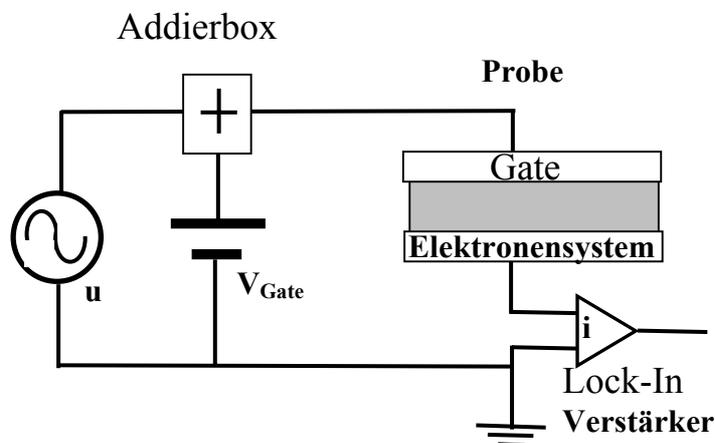


Abb. 3.01: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für klassische Kapazitätsspektroskopie: AC - und DC -Spannung werden überlagert, ein Lock-In-Verstärker misst phasensensitiv den differentiellen Leitwert der Probe.

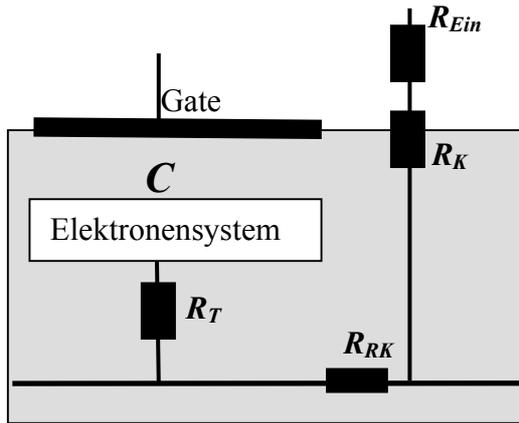


Abb. 3.02 Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer MIS-artigen Struktur mit den relevanten Widerständen: Serienschaltung von der Kapazität C zwischen Gate und Elektronensystem mit den Widerständen: Tunnelwiderstand R_T , Rückkontaktwiderstand R_{RK} , Kontaktwiderstand R_K und Lock-In-Eingangswiderstand R_{Ein} .

peratur und Magnetfeld ab.

Um die obige Bedingung zu erfüllen, muss gegebenenfalls die kapazitive Impedanz erhöht werden, entweder die Gategröße verkleinert oder die Messfrequenz verringert werden.

Die elektrische Kontaktierung des Elektronengases erfolgt in den hier untersuchten Proben vertikal aus einem eingewachsenen Rückkontakt [Lury87]. Die Messung wird deshalb nicht wie in anderen Arbeiten durch die magnetfeldabhängige Leitfähigkeit des Elektronensystems selbst beeinflusst [Good85], [Smit85], [Doro95], [Doro01].

Elektronengas und Rückkontakt befinden sich ursprünglich im thermodynamischen Gleichgewicht. Durch die Wechselspannung u werden die chemischen Potentiale von Rückkontakt und 2DEG gegeneinander verschoben, so dass es zu einem Ladungsträgeraustausch kommt, der von der thermodynamischen Zustandsdichte des Elektronengases an der Fermikante abhängt. Mittels Kapazitätsspektroskopie ist es folglich möglich, Informationen über die Zustandsdichte des Elektronensystems zu erlangen.

Ein wichtiger experimenteller Parameter für Untersuchungen an Elektronensystemen ist das Magnetfeld. Üblicherweise werden Kapazitätsspektren bei verschiedenen festen Magnetfeldern ermittelt.

Eine alternative Messmethode wird im Folgenden mit Magnetokapazitätsspektroskopie bezeichnet: Der differentielle AC -Leitwert der Probe wird in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen. Die Messungen werden dann bei verschiedenen festen DC -Spannungen V_{Gate} durchgeführt werden.

3.2 Kapazitätsspektroskopie mit interdigitalen Gateelektroden

Bei Kapazitätsmessungen an Drahtarrays auf MIS-artigen Strukturen kann die Dichte des ein-dimensionalen Elektronensystems durch die Gatespannung variiert werden [Smit87]. Durch die geometrischen Abmessungen der Gateelektroden und des Probenaufbaus ist das nackte Einschlusspotenzial V_{bare} der Elektronensysteme festgelegt [Davi94].

Mit dem Konzept der interdigitalen Elektroden ist es zusätzlich möglich, das Einschlusspotenzial des Elektronensystems unabhängig von der Dichte des Elektronensystems zu manipulieren. In Abb. 3.03 ist schematisch das Konzept der interdigitalen Gateelektroden dargestellt. Die mittlere Elektrode, die zur Kapazitätsmessung des Elektronensystems benutzt wird, ist von einer gabelförmigen Elektrode umschlossen. Während durch die Gatespannung bezüglich des Rückkontaktes die Dichte des Elektronensystems variiert werden kann, ist es zusätzlich möglich, das Einschlusspotenzial durch die Spannung U_{Ein} zu verändern. In der schematischen Darstellung wird ein Einzeldraht mit zwei Einschlusselektroden gezeigt. Im Experiment kann das Konzept ausgedehnt werden auf ein Drahtarray mit n Elektroden und $(n+1)$ Einschlusselektroden. Die Breiten von Gateelektrode und Einschlusselektrode und der Abstand zwischen den Elektroden können unterschiedlich dimensioniert werden; in dieser Arbeit wird zwischen den drei Größen stets ein Verhältnis von eins gewählt.

Mit dem Konzept der interdigitalen Gateelektroden sind verschiedene erfolgreiche Experimente auf MIS-Strukturen durchgeführt worden [Drex94b], [Drex94c], [Schm96], [Schm99], [Pall02].

In dieser Arbeit wird erstmalig das Konzept der interdigitalen Gateelektroden auf EpiMIS-Strukturen umgesetzt.

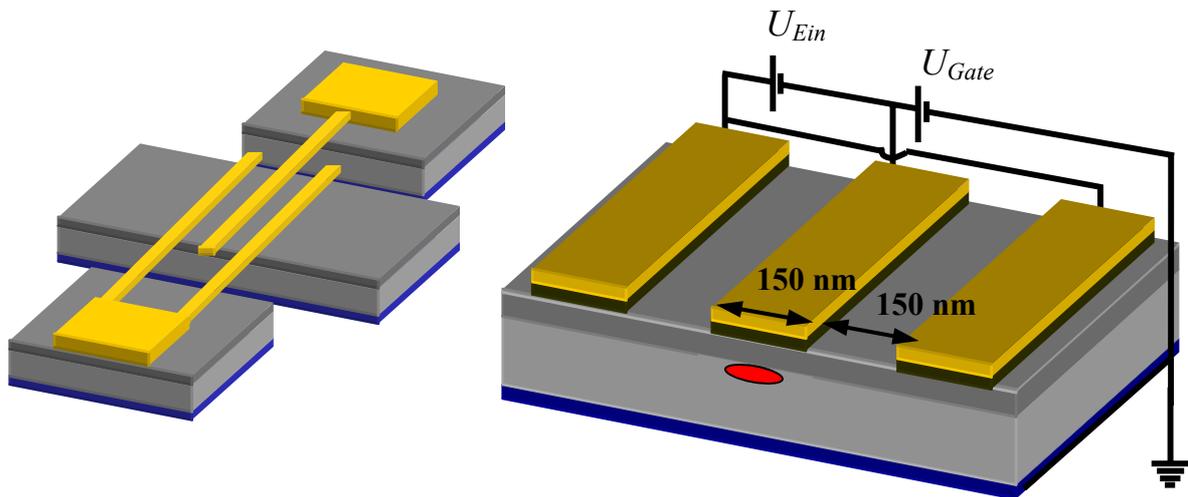


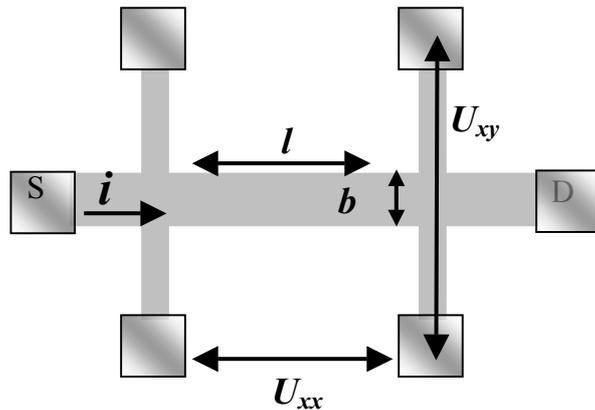
Abb. 3.03: Schema der interdigitalen Gateelektroden. Die Elektroden greifen gabelförmig ineinander. Die Dichte des Elektronensystems unter der mittleren Elektrode wird durch die Gatespannung U_{Gate} bezüglich des Rückkontaktes variiert. Das Einschlusspotenzial des Elektronensystems kann unabhängig von U_{Gate} durch die Spannung U_{Ein} beeinflusst werden.

3.3 Magnetotransport

Die Untersuchung der Transporteigenschaften eines Elektronensystems erfolgt üblicherweise mittels 4-Punkt-Messung an einem Hallbar, dessen Aufbau schematisch in Abb. 3.04 dargestellt ist. Ein konstanter Strom wird über die Source- und Drainkontakte eingepreßt. An den Spannungsabgriffen kann die Längsspannung U_{xx} und die Hallspannung U_{xy} erfasst werden. Die aktive Fläche zwischen den Abgriffen hat die Länge l und die Breite b . Während der Messung wird das senkrecht zur Probenoberfläche orientierte Magnetfeld variiert und eine Spannung aufgezeichnet. Wenn zusätzlich ein Gate über der aktiven Fläche aufgebracht wird, kann die Dichte des Elektronensystem durch Anlegen einer Gatespannung bezüglich des Elektronensystems verändert werden.

Für die Messungen wird ein Lock-In-Verstärker benutzt. Die Oszillatorspannung mit einer Frequenz von typisch 31 Hz wird über einen Vorwiderstand von 10 M Ω an die Source-Drainkontakte gelegt. Durch den Vorwiderstand wird ein konstanter Wechselstrom im Hallbar festgelegt. Die jeweiligen Differenzspannungen zwischen den gewählten Abgriffen werden phasensensitiv in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgezeichnet.

Abb. 3.04: Schematische Darstellung eines Hallbars. Der Strom i wird über die Source- und Drainkontakte (S, D) eingepreßt. An den Spannungsabgriffen können die Längsspannung U_{xx} und die Hallspannung U_{xy} erfasst werden.



Kapitel 4

Zweidimensionale Elektronensysteme

In den nachfolgenden Kapiteln werden Kapazitätsmessungen an zweidimensionalen Elektronensystemen in EpiMIS-Strukturen vorgestellt. Aus den Kapazitätsspektren werden unterschiedliche Informationen über die Zustandsdichte der Elektronensysteme gewonnen. Aus dem resistiven Signal werden die Eigenschaften des Tunnelwiderstandes zwischen Rückkontakt und 2DEG bestimmt.

4.1 Kapazitätsspektroskopie an der Standard-EpiMIS-Struktur

Im folgenden Kapitel werden Kapazitätsmessungen am zweidimensionalen Elektronensystem der Standard-EpiMIS-Struktur vorgestellt. Es sind Proben mit unterschiedlichen Gategrößen prozessiert worden: Fotolithografisch hergestellte Gates besitzen eine Fläche von $A = 0.3 \text{ nm}^2$, die Größe REM-definierter Gates beträgt typisch 1250 nm^2 . Die gemessene Kapazität skaliert linear mit der Gatefläche, so dass davon ausgegangen werden kann, dass auch bei den hier verwendeten Gates Randeﬀekte zu vernachlässigen sind. Die Messungen werden bei

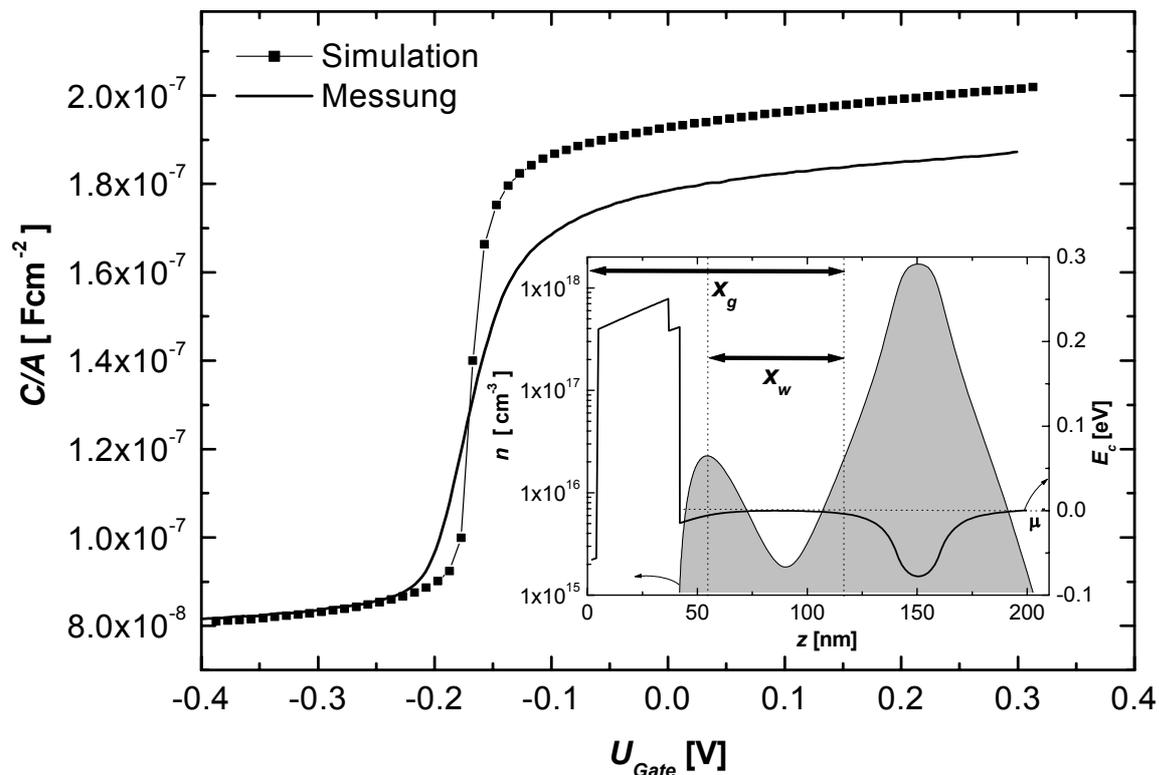


Abb. 4.01: Kapazitätsmessung an der Standard-EpiMIS-Struktur (#1011) und berechneter Kapazitätsverlauf in Abhängigkeit von der Gatespannung. Inset: Schematischer Leitungsbandverlauf E_c und Ladungsträgerverteilung n für eine Gatespannung von +0.3 V. Die Tiefe z ist bezüglich des Epigate angegeben. Die genäherten Abstände zwischen Gate-Rückkontakt bzw. 2DEG-Rückkontakt werden mit x_g bzw. x_w bezeichnet und mit Doppelpfeilen verdeutlicht.

Temperaturen kleiner 0.1 K oder bei 4.2 K durchgeführt.

Abbildung 4.01 zeigt eine Kapazitätsmessung und deren berechneten Verlauf in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung. Der Verlauf wird mittels selbstkonsistenter Bandberechnungen für verschiedene Gatespannungen mit dem Poisson-Solver von G. Snider berechnet [Snid]. Die Rechnungen können nur ohne Berücksichtigung der Epigate-Schicht durchgeführt werden; um dennoch Übereinstimmung mit dem Experiment zu erhalten, wird die Kurve entsprechend horizontal verschoben. Für Gatespannungen kleiner -0.2 V bestimmt der geometrische Abstand zwischen Gate und Rückkontakt x_g die Kapazität. Es folgt mit einsetzender Bevölkerung des 2DEGs, dem Einsatz des 2DEGs, ein steiler Anstieg der Kapazität aufgrund der Abstandsverringerung zum Gate. Es wird beobachtet, dass die Steilheit des Einsatzes mit sinkender Beweglichkeit des 2DEGs abnimmt. Für eine unendlich hohe Zustandsdichte des 2DEGs würde die Kapazität allein durch den geometrischen Abstand vom Gate zum 2DEG bestimmt werden. In der Simulation wird die endliche Zustandsdichte des 2DEGs nicht berücksichtigt, so dass es zu einer entsprechenden Abweichung zwischen berechneter Kurve und Messkurve nach Bevölkerung des 2DEGs kommt. Der leichte Anstieg der Kapazität sowohl vor als auch nach dem Einsatz entsteht durch die gatespannungsabhängige Verlagerung der Ladungsverteilungen des Rückkontaktes bzw. des 2DEGs.

Im Inset von Abb. 4.01 sind berechneter Leitungsbandverlauf und Ladungsträgerverteilung für die Gatespannung +0.3 V dargestellt. Zusätzlich sind mit Doppelpfeilen Näherungen für die Abstände zwischen Gate-Rückkontakt x_g und 2DEG-Rückkontakt x_w eingezeichnet. Die Abstände werden in Kap. 4.3 bestimmt; sie stimmen ungefähr mit den Werten des MBE-Wachstumplans der Heterostruktur überein.

4.11 Einfluss des senkrechten Magnetfeldes

Die Ergebnisse der Kapazitätsmessungen im senkrechten Magnetfeld an der EpiMIS-Struktur

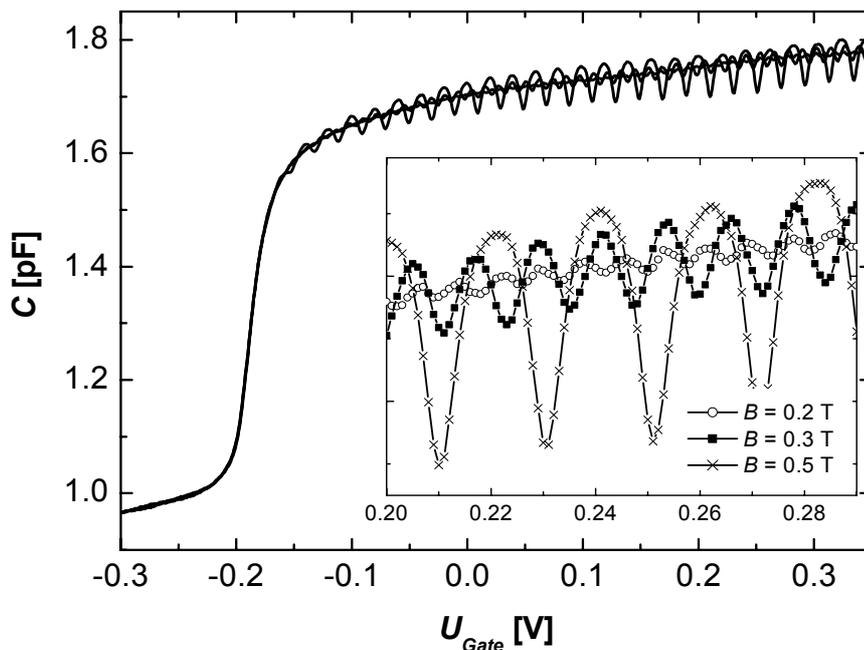


Abb. 4.02: Kapazitätsmessungen am 2DEG der EpiMIS-Struktur im senkrechten Magnetfeld bei kleinen Feldstärken ($B = 0.2, 0.3, 0.5$ T). Inset: Bei Vergrößerung lassen sich bereits bei $B = 0.2$ T Kapazitätsoszillationen auflösen.

(#1011) werden vorgestellt und die beobachteten Strukturen erklärt.

Die Messungen werden bei Temperaturen kleiner 0.1 K durchgeführt, die Gategröße beträgt $1250 \mu\text{m}^2$. Die Abb. 4.02 zeigt Kapazitätsmessungen bei kleinen Magnetfeldstärken von 0.2, 0.3 und 0.5 T. Nach dem Einsatz des 2DEGs zeigt der Kapazitätsverlauf Oszillationen, deren Amplitude mit dem Magnetfeld zunimmt. Die Oszillationen reflektieren das sukzessive Auffüllen der einzelnen Landauniveaus mit zunehmender Gatespannung. Die Abhängigkeit der 2DEG-Dichte von der Gatespannung kann unter Benutzung der Entartung $2eB/h$ der spinentarteten Landauniveaus genähert werden: Da der Abstand zwischen zwei Minima weitgehend unabhängig von der Gatespannung ist, steigt folglich die Dichte für kleine Magnetfelder bzw. ohne Feld in guter Näherung linear mit der Gatespannung an. Die geringste Feldstärke, bei der noch Oszillationen auflösbar sind, ermöglicht eine Abschätzung der Energieauflösung der Messung. Bei der Probe #1011 sind in den Spektren noch Oszillationen für Felder bis $B = 0.2$ T zu erkennen, die energetische Auflösung ist folglich besser als $\Delta E = 0.33$ meV. Da die Messungen einerseits bei sehr tiefen Temperaturen ($k_B T \approx 0.01$ meV) durchgeführt worden sind und andererseits sichergestellt worden ist, dass die Anregungsamplitude die Kurvenform nicht beeinflusst, wird die Energieauflösung vermutlich durch die Streuverbreiterung des 2DEGs limitiert.

In Abb. 4.03 sind Kapazitätsspektren für Magnetfelder von $B = 0-14$ T dargestellt. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Mit zunehmendem Magnetfeld gewinnen die Kapazitätsminima der geradzahigen Füllfaktoren an Tiefe und die Positionen der Minima verschieben zu höheren Gatespannungen. Ab einem Feld von $B = 2.5$ T sind aufgrund der Aufhebung der Spinentartung die Minima der ungeradzahigen Füllfaktoren auflösbar. Besonders ausgeprägt ist das Minimum von Füllfaktor $\nu = 1$. Ab $B = 8$ T werden zusätzliche Mi-

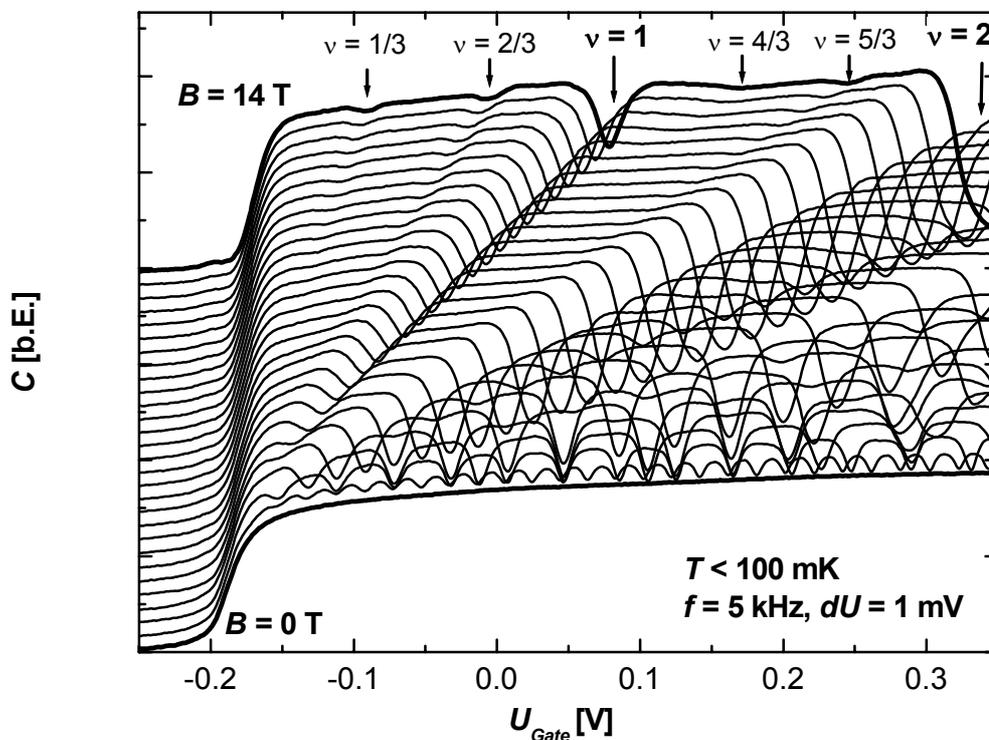


Abb. 4.03: Kapazitätsspektren der Standard-EpiMIS-Struktur im senkrechten Magnetfeld ($B = 0-14$ T). Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Den Minima für $B = 14$ T werden mit Pfeilen die ganzzahligen bzw. fraktionierten Füllfaktoren zugeordnet.

nima aufgelöst, die den fraktionierten Quanten-Hall-Zuständen zugeordnet werden [Hick86]. Die erfolgreiche Auflösung der fraktionierten Zustände verdeutlicht die hohe Homogenität und geringe Störung des 2DEGs in Probe #1011. Vor den ganzzahligen Füllfaktoren gibt es in den Spektren zusätzliche schwache Überhöhungen der Kapazität. Diese führen *Kravchenko et al.* auf eine sogenannte „negative Zustandsdichte“ des Systems zurück, die durch Vielteilcheneffekte erzeugt wird [Krav89], [Krav90], [Krav93].

4.12 Bevölkerung des zweiten Subbandes

In diesem Kapitel werden schwache Strukturen in den Kapazitätsspektren der Standard-Epi-MIS-Struktur bei hoher Gatespannung der Bevölkerung des zweiten Subbandes des 2DEGs zugeordnet. In den Spektren ohne angelegtes Magnetfeld wird eine schwache Kapazitätsstufe bei einer 2DEG-Dichte von $3.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ aufgelöst. Im senkrechten Feld verändern sich Tiefe und Form der Kapazitätsminima geringfügig. Die veränderten Strukturen werden auf die erhöhte Zustandsdichte bzw. die modifizierte Energieniveau-Struktur zurückgeführt. Die Ergebnisse selbstkonsistenter Leitungsbandberechnungen der EpiMIS-Struktur unterstützen die Interpretation der experimentellen Daten.

Spektren ohne Magnetfeld

Zuerst soll abgeschätzt werden, in welcher Größenordnung sich die Kapazität ändert, wenn neben dem ersten Subband zusätzlich das zweite bevölkert wird. Die Kapazität C_{1sub} einer EpiMIS-Struktur mit nur einem besetzten Subband lässt sich für die Zustandsdichte D größer gleich der Zustandsdichte $D_0 = m^*/\pi \hbar^2$ (GaAs: $m^* = 0.07m_e$) des 2DEGs im Einteilchenbild

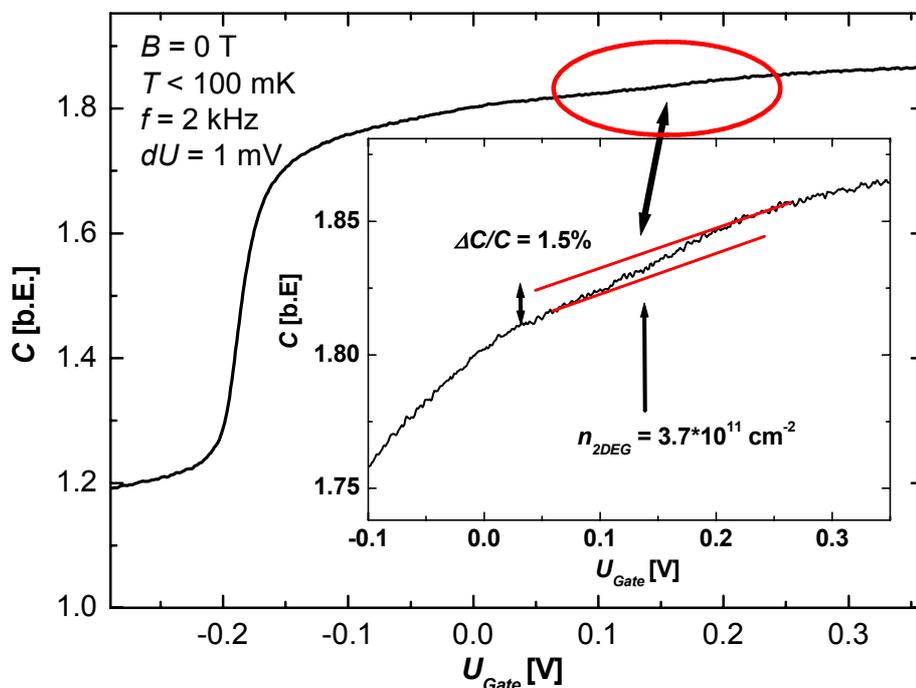


Abb. 4.04: Kapazitätsmessung am 2DEG der EpiMIS-Struktur in Abhängigkeit von Gatespannung. Inset: Ausschnittsvergrößerung der Messung zeigt Kapazitätsstufe mit relativer Höhe von 1.5 % bei $V_{Gate} = +0.15 \text{ V}$ bzw. bei einer 2DEG-Dichte von $3.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

nähern zu ($D \geq D_0$):

$$\frac{1}{C_{1sub}} \cong \frac{1}{C_{geo}} + \frac{1}{D e^2 A}. \quad (4.01)$$

C_{geo} ist die hier die geometrische Kapazität zwischen Gate und der als metallisch angenommenen 2DEG-Schicht und A die Gatefläche. In den hier untersuchten Proben gilt aufgrund der geometrischen Schichtfolge: $C_{geo} \approx 0.045 \cdot e^2 \cdot D_0$. Nach Gleichung (4.01) folgt, dass die gemessene Kapazität weitgehend durch die Geometrie bestimmt wird. Bei der Besetzung eines zweiten Subbandes verdoppelt sich die Zustandsdichte: $D = 2D_0$. Für den Quotienten der Kapazitäten mit einem bzw. zwei besetzten Subbändern (C_{1sub} , C_{2sub}) ergibt sich:

$$\frac{C_{2sub}}{C_{1sub}} = \frac{2(D_0 e^2 + C_{geo})}{2D_0 e^2 + C_{geo}} \cong 1.02, \quad \text{für } D_0 e^2 \gg C_{geo}. \quad (4.02)$$

In dieser Näherung beträgt der relative Kapazitätsanstieg nur 2%. Wird weiter berücksichtigt, dass die Ladungsverteilung des zweiten Subbandes vermutlich einen größeren Abstand zur Frontelektrode hat als die des ersten Subbandes, so verringert sich die Höhe der Kapazitätsstufe.

In Abb. 4.04 ist eine Kapazitätsmessung an der EpiMIS-Struktur in Abhängigkeit von der Gatespannung gezeigt, das resistive Signal zeigt keine Strukturen. Auf dem leicht ansteigenden Kapazitätssignal gibt es bei einer Gatespannung von $U_{Gate} = +0.15$ V einen schwachen stufenartigen Anstieg, der auch in Abb. 4.02 sichtbar ist. Im Inset von 4.04 wird eine Aus-

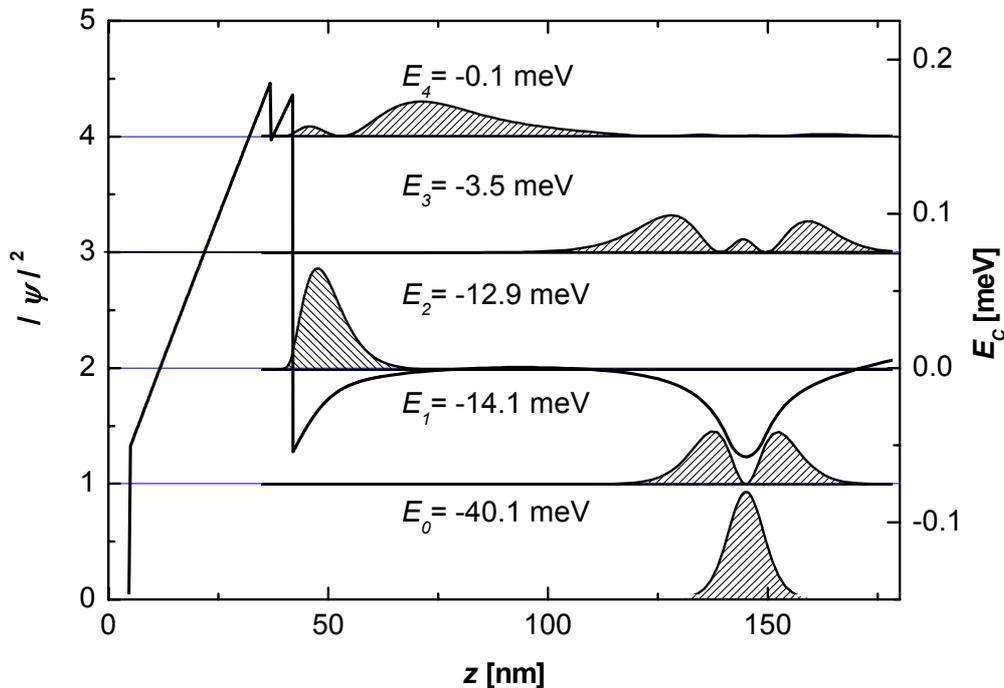


Abb. 4.05: Berechnete Energieeigenwerte E_0, E_1, \dots und korrespondierende Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\psi|^2$ der EpiMIS-Struktur in Abhängigkeit der Tiefe z bezüglich des Epigate, berechnet für die Gatespannung $+0.15$ V bzw. der 2DEG-Dichte $3.7 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$. Die einzelnen Kurven sind übersichtshalber vertikal verschoben. Zur Orientierung ist zusätzlich der schematische Leitungsbandverlauf aufgetragen.

schnittsvergrößerung der Kapazitätsstufe gezeigt. Der relative Anstieg von 1.5% stimmt gut mit der Abschätzung des Kapazitätsanstiegs bei Besetzung des zweiten Subbandes überein. Die 2DEG-Dichte, bei der sich die Stufe ausbildet, wird aus Messungen bei kleinen Magnetfeldern auf $3.7 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ bestimmt. Der korrespondierende Subbandabstand beträgt $\Delta E \approx 13 \text{ meV}$. Der Subbandabstand ist damit deutlich geringer als in konventionellen modulationsdotierten Heterostrukturen, bei denen der Abstand typisch 20 meV beträgt [Ster84]. Die Ursache für den unterschiedlichen Subbandabstand wird im Folgenden erläutert.

Es werden selbstkonsistente Leitungsbandberechnungen der EpiMIS-Struktur für Gatespannungen bis 700 mV oberhalb der Einsatzspannung des 2DEGs durchgeführt. Bei der Berechnung werden mit dem Poisson-Solver die Poisson- und Schrödingergleichung über den gesamten relevanten Bereich in z -Richtung gelöst und die Energieeigenwerte und Eigenfunktionen des elektronischen Gesamtsystems 2DEG-Rückkontakt erhalten [Snid]. In Abb. 4.05 sind die Ergebnisse für die EpiMIS-Struktur dargestellt: Die Eigenwerte (E_0, E_1, \dots) bzgl. der Fermienergie und die korrespondierenden Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\psi|^2$ sind aufgetragen, die einzelnen Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Zur Orientierung ist der schematische Leitungsbandverlauf bezüglich des Abstandes vom Epigate aufgetragen. Die Lösungen des Gesamtsystems lassen sich in Lösungen des 2DEGs und des Rückkontaktes aufteilen. Es ergeben sich für den Bereich des Rückkontaktes neben dem Grundzustand mit Eigenwert E_0 zwei angeregte Zustände E_1, E_3 . Für das 2DEG ergeben sich zwei Eigenzustände mit den Eigenwerten E_2 und E_4 , denen das erste und zweite Subband zugeordnet wird. Während das erste Subband eine Dichte von $3.7 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ hat ($E_2 = -12.9 \text{ meV}$), wird das zweite Subband mit einer Dichte von $\approx 3 \cdot 10^{09} \text{cm}^{-2}$ gerade bevölkert ($E_4 = -0.1 \text{ meV}$).

Im Folgenden werden die Eigenwerte des Rückkontaktes außer Betracht gelassen und die Eigenwerte des ersten bzw. zweiten Subbandes mit E_0 bzw. E_1 (bzgl. der Fermienergie E_F) bezeichnet. Bei weiteren Rechnungen wird die Gatespannung variiert und so die Abhängigkeit der Dichte in beiden Subbändern von der Gatespannung bestimmt.

Die 2DEG-Dichte ist im Einteilchenbild proportional zur Differenz der Fermienergie bezüglich der Subbandkante E_0 :

$$n_{2DEG} = D_0(E_F - E_0). \quad (4.03)$$

Überschreitet die Fermienergie die Subbandkante E_1 , so wird zusätzlich das zweite Subband bevölkert, so dass für die Gesamtdichte n_{total} gilt:

$$n_{total} = n_{1sub} + n_{2sub} = D_0(E_F - E_0) + D_0(E_F - E_1). \quad (4.04)$$

In Abb. 4.06 sind die berechneten Dichten der Subbänder der EpiMIS-Struktur für verschiedene Gatespannungen dargestellt: Die Energiedifferenz von Fermienergie bezüglich der jeweiligen Subbandkante und die entsprechenden Dichten sind in Abhängigkeit von der Gatespannungsdifferenz bezüglich der Einsatzspannung aufgetragen. Die Dichten in beiden Subbändern nehmen ab der jeweiligen Einsatzspannung näherungsweise linear mit der Gatespannung zu. Die Steigungen der Geraden unterscheiden sich aber um einen Faktor von 6, so dass für die Dichte im zweiten Subband im experimentell zugänglichen Bereich mit $(U_{Gate} - U_0) < 550 \text{ mV}$ nur Werte von $n_{2sub} < 0.5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ erwartet werden.

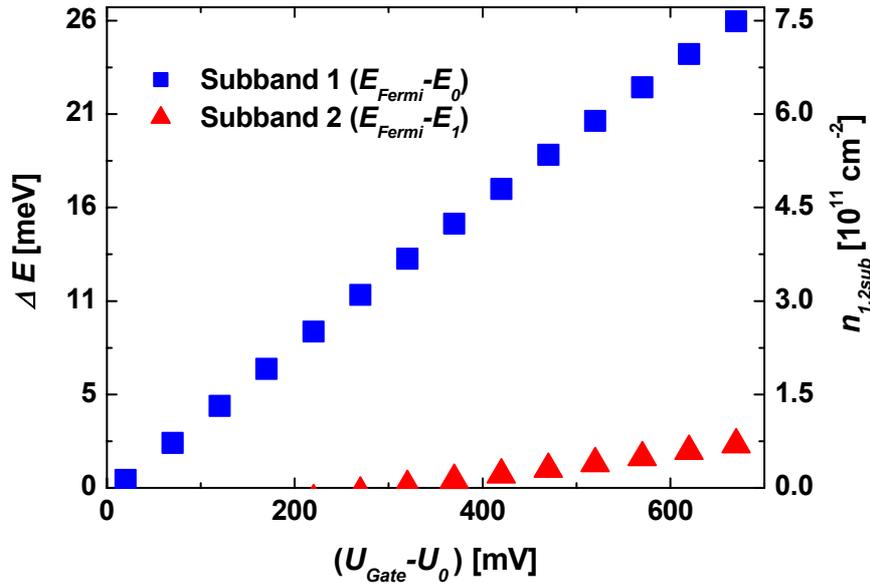


Abb. 4.06: Berechnete Energiedifferenz von Fermienergie E_F und jeweiliger Subbandkante E_0 bzw. E_1 und die entsprechenden Subband-Dichten $n_{1,2sub}$ in Abhängigkeit von der Differenz zwischen Gatespannung U_{Gate} und Einsatzspannung U_0 .

Abbildung 4.07 zeigt den berechneten Subbandabstand in Abhängigkeit von der Dichte im ersten Subband. Der Subbandabstand steigt fast linear von 2.5 meV nahe der Verarmung des 2DEG auf 20 meV bei einer Dichte von $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ an. Die schematischen Skizzen stellen den Leitungsbandverlauf nahe der Grenzfläche zum Isolator und die Energieeigenwerte für verschiedene Dichten qualitativ dar und sollen die Zunahme des Einschlusspotenzials in Wachstumsrichtung und den damit verbundenen Anstieg des Subbandabstandes verdeutlichen. Der sehr geringe Subbandabstand nahe der Verarmung des 2DEGS entsteht durch den schwachen räumlichen Einschluss bei geringen Dichten. In einfacher Näherung ist das 2DEG in dem 100 nm breiten Quasi-Well zwischen Isolator und Rückkontakt eingeschlossen bzw. die Wellenfunktion kann sich über den ganzen Bereich ausdehnen.

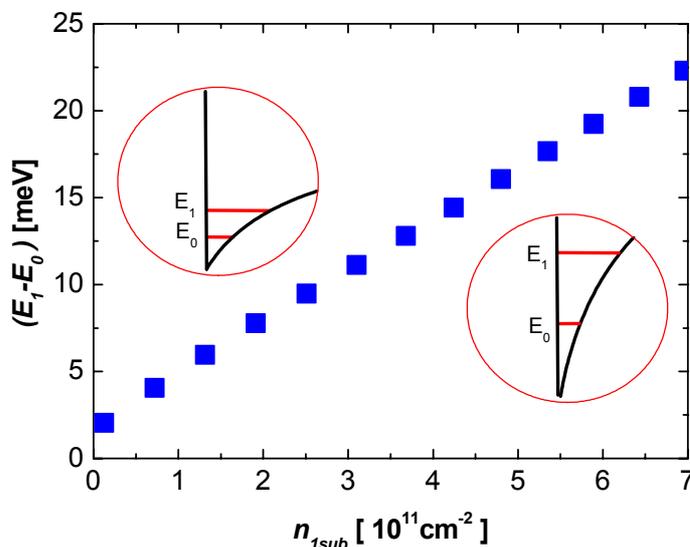


Abb. 4.07: Berechneter Subbandabstand in EpiMIS-Struktur in Abhängigkeit von der Dichte n_{1sub} des ersten Subbandes. Inset: Schematische Skizzen des Leitungsbandverlaufs an der Isolator-Grenzfläche und Energieeigenwerte für geringe (li.) bzw. hohe (re.) 2DEG-Dichte.

Spektren bei senkrechtem Magnetfeld

In diesem Kapitel werden die Kapazitätsspektren der EpiMIS-Struktur bei senkrechtem Magnetfeld in Hinblick auf die Besetzung des zweiten Subbandes untersucht. In Abb. 4.08 sind exemplarisch Kapazitätsspektren im senkrechten Feld bei $B = 2$ T und 4 T dargestellt. Die Änderung der Spektren ab Einsatz des zweiten Subbandes bei $+0.15$ V sind nur geringfügig. Die Kapazitätsminima sind unabhängig von der Besetzung des zweiten Subbandes äquidistant in der Gatespannung. Nur die Tiefe bzw. die Form der Minima verändert sich leicht. Für Gatespannungen kleiner $+0.15$ V zeigen die Kapazitätsminima mit zunehmender Gatespannung eine leichte Zunahme der Tiefe und Abnahme der Breite. Die Ursache ist vermutlich die mit ansteigender 2DEG-Dichte zunehmende Abschirmung von Streupotenzialen. Für Gatespannungen größer $+0.15$ V kommt es hingegen zu einer Verringerung der Tiefe der Kapazitätsminima. Zusätzlich sind die Minima teilweise deformiert, die Steigungen der Minimaflanken unterscheiden sich ($B = 4$ T). Das resistive Signal ist in allen Fällen zu vernachlässigen, ein Einfluss auf das Kapazitätssignal wird ausgeschlossen. Nachfolgend wird versucht, die Veränderungen der Spektren qualitativ zu erklären.

In einem einfachen Modell könnte die Verformung der Minima bei beginnender Bevölkung des zweiten Subbandes auf die einsetzende Intersubbandstreuung zurückgeführt werden, so dass die Landau-niveaus des ersten Subbandes energetisch verbreitert werden [Stoe81], [Lead92]. Die Zustandsdichte des zweiten Subbandes, die ebenfalls in die Kapazität eingeht, wird dabei allerdings vernachlässigt.

Bei der Berücksichtigung der Zustandsdichte beider Subbänder lassen sich diese entweder als unabhängig voneinander oder als gekoppeltes Gesamtsystem betrachten: Bei unabhängigen Subbändern wird jedes Subband im Magnetfeld durch einen eigenständigen Landaufächer beschrieben. Die Ausprägung eines Kapazitätsminimums, beispielsweise im ersten Subband, würde durch die zusätzliche Zustandsdichte des zweiten Subbandes stark reduziert werden. Für die EpiMIS-Struktur wird die maximale Dichte des zweiten Subbandes mittels Leitungsbandberechnungen auf maximal $n_{2sub} = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt, so dass ab etwa $B = 3$ T sich

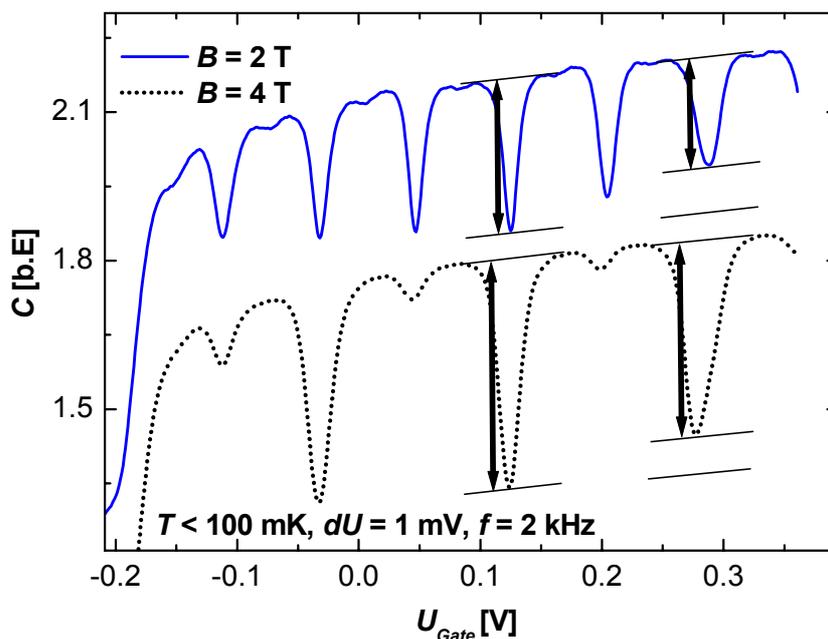


Abb. 4.08: Kapazitätsspektren der EpiMIS-Struktur bei $B = 2$ T und 4 T. Die Abstandspfeile verdeutlichen jeweils die Abnahme der Tiefe der Minima für Gatespannungen größer $+0.15$ V. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal verschoben.

das zweite Subband im untersten Landauniveau befindet und damit die Zustandsdichte größer D_0 ist. Unter Berücksichtigung, dass die Entfernungen beider Subbänder zur Oberfläche vergleichbar sind (Abb. 4.05), würde ein Zustandsdichteminimum des ersten Subbandes nur noch ein sehr schwach ausgeprägtes Kapazitätsminimum erzeugen. In den Messungen sind die Veränderungen der Minima aber nur geringfügig, das Modell der unabhängigen Subbänder ist folglich nicht zutreffend.

Ein wichtiges Kriterium für den Grad der Kopplung von zwei Elektronensystemen ist die räumliche Trennung der Wellenfunktionen. Aus den selbstkonsistenten Rechnungen der EpiMIS-Struktur ergibt sich eine Überlappung der Wellenfunktionen beider Subbänder, der Abstand der Ladungsschwerpunkte beträgt nur 20 nm (Abb. 4.05). Eine starke Kopplung der Systeme und damit die Möglichkeit des Ladungsaustausches ist zu erwarten.

Das gekoppelte Zwei-Schicht-System im Magnetfeld kann durch zwei gegeneinander verschobene Landaufächer dargestellt werden. Die Gesamtdichte des Systems verteilt sich magnetfeldabhängig auf die energetisch günstigsten Zustände, so dass es zu Ladungsaustausch zwischen den Subbändern oder gar zur Entvölkerung des höheren Subbandes kommen kann [Enss88].

Im Folgenden werden zwei Magnetkapazitätsmessungen bei konstanten Gatespannungen und damit festen 2DEG-Dichten gezeigt. Nach Erläuterung des Spektrums bei nur einem besetzten Subband, wird ein Spektrum mit zwei besetzten Subbändern gezeigt und die Veränderungen qualitativ mit dem modifizierten Verlauf der Fermienergie gedeutet.

Abbildung 4.09 zeigt eine Magnetkapazitätsmessung für die Gatespannung 0 V, bei der nur das erste Subband besetzt ist. Mit zunehmendem Magnetfeld nimmt die Amplitude der Mini-

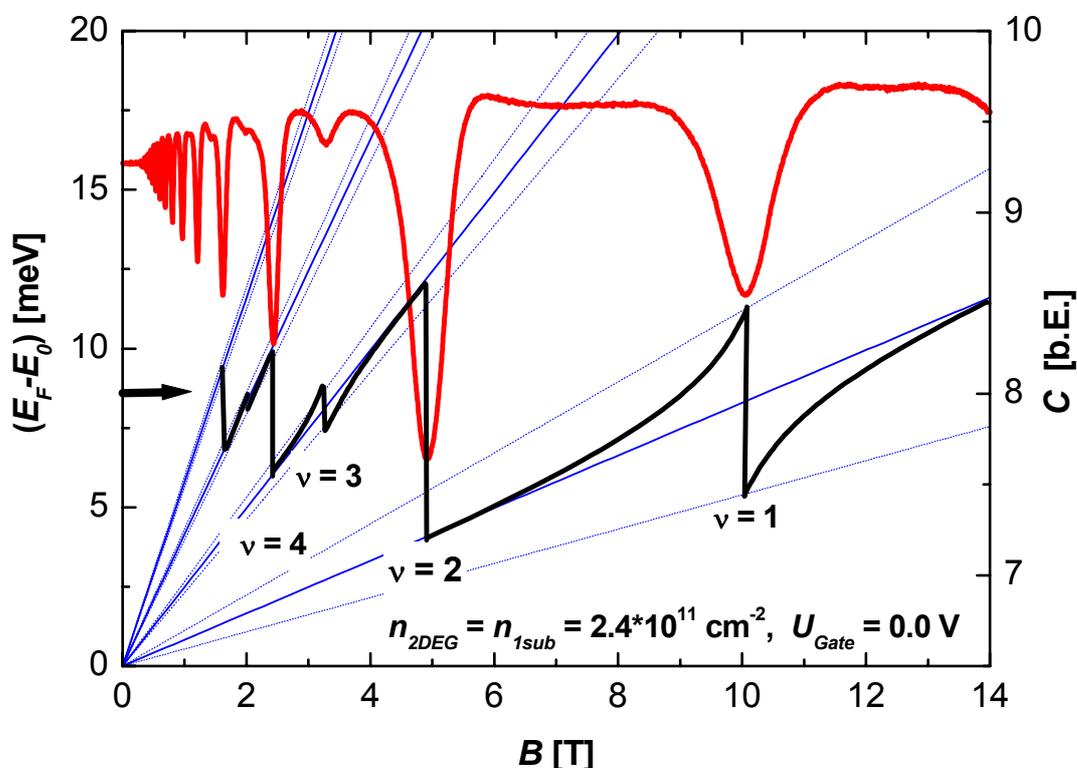


Abb. 4.09: Magnetkapazitätsmessung an EpiMIS-Struktur bei fester Gatespannung von 0 V. Zur Motivation des Spektrums ist zusätzlich der Landaufächer mit Spinaufspaltung und eine qualitative Näherung des Verlaufs der Fermienergie aufgetragen.

ma geradzahligen bzw. ungeradzahligen Füllfaktoren fast linear zu. Aus den Magnetfeldpositionen der Minima wird die 2DEG-Dichte auf $2.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt.

Zusätzlich ist ein idealisierter Landaufächer unter Berücksichtigung der Spinaufspaltung und eine qualitative Näherung des Verlaufs der Fermienergie für hohe Felder aufgetragen. Auf der Ordinate ist die Energiedifferenz von Fermienergie und Subbandkante aufgetragen, der Pfeil markiert die Position der Fermienergie ohne angelegtes Magnetfeld. Als effektiver Landé-Faktor der Spinaufspaltung wird für Füllfaktor $\nu = 1$ der Wert $g^* = 5$ [Dolg97a], für höhere ungeradzahlige Füllfaktoren $g^* = 3$ [Esma97] gesetzt. Zusätzlich wird angenommen, dass die Spinaufspaltung stark füllfaktorabhängig ist [Jana69], [Ando74], so dass nur in der Nähe ungeradzahliger Füllfaktoren es zu einer deutlichen Spinaufspaltung kommt. Die schwache Zeeman-Aufspaltung wird vernachlässigt. Die Sprungpositionen der Fermienergie werden über die Entartung der Landauniveaus bestimmt. Die Fermienergie springt bei geradzahligem Füllfaktoren den Landauniveauabstand $\hbar\omega_c$, bei ungeradzahligem um das Spingap mit $\Delta E = g^* \mu_B B$. Die Minima sind weitgehend symmetrisch zur Sprungposition der Fermienergie. Die Tiefe der Kapazitätsminima reflektiert die minimale Zustandsdichte zwischen den Niveaus, die mit zunehmender Größe der Energiegaps abnimmt.

Die Abb. 4.10 zeigt ein Kapazitätsspektrum für die Gatespannung $+0.3 \text{ V}$, bei der zwei Subbänder besetzt sind. Im Vergleich mit Abb. 4.09 sind die Minima bei vergleichbaren Magnetfeldern etwas geringer ausgeprägt (s. auch Abb. 4.08). Die Minimatiefe der geradzahligem Füllfaktoren nimmt mit ansteigendem Feld nicht gleichmäßig zu, sondern zeigt ein schwaches oszillatorisches Verhalten mit einem lokalen Minimum bei $B = 2.5 \text{ T}$. Aus den Positionen der Minima bei kleinen Feldern mit $B < 1 \text{ T}$ wird eine Dichte von $5.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ermittelt und dem

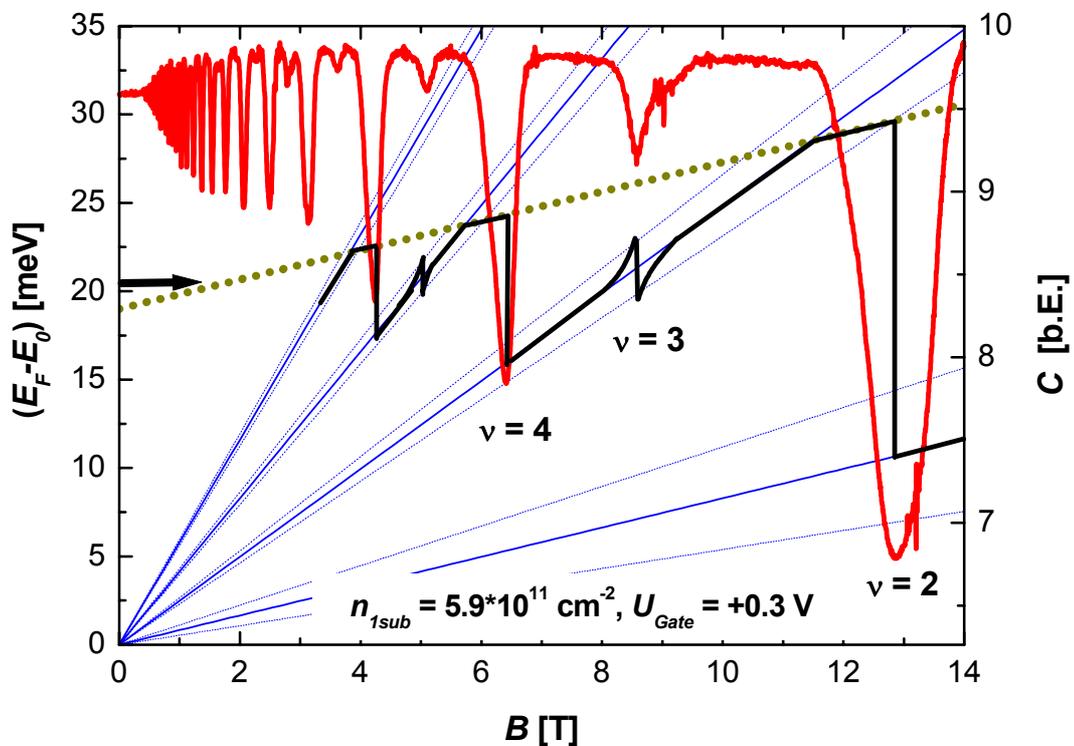


Abb. 4.10: Magnetokapazitätsmessung an EpiMIS-Struktur bei fester Gatespannung von $+0.3 \text{ V}$ mit zwei besetzten Subbändern. Zur Motivation des Spektrums ist der genäherte Verlauf der Fermienergie aufgetragen. Zusätzlich zum Landaufächer des ersten Subbandes ist das erste Landauniveau des zweiten Subbandes als gepunktete Linie eingezeichnet.

ersten Subband (n_{1sub}) zugeordnet. Bei den geringen Magnetfeldern erfolgt noch keine vollständige Aufspaltung in Landauniveaus, so dass vermutlich noch kein Ladungstransfer zwischen den Subbändern stattfindet. Neben dem Landaufächer des ersten Subbandes ist der Verlauf des ersten spinentarteten Landauniveaus des zweiten Subbandes als gepunktete Linie aufgetragen. Der Subbandabstand wird für die Dichte von $5.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ mittels Leitungsbandberechnungen (Abb. 4.07) auf 19 meV abgeschätzt, für die Dichte des zweiten Subbandes folgt $n_{2sub} \approx 0.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Für den skizzierten Verlauf der Fermienergie wird die Minimierung der Energie bei konstanter Dichte angenommen. Für Magnetfelder größer $B = 12.9 \text{ T}$ befindet sich das gesamte System im ersten spinentarteten Landauniveau des ersten Subbandes, das zweite Subband ist vollkommen entvölkert. Dem Minimum bei $B = 12.9 \text{ T}$ wird der Füllfaktor $\nu = 2$ zugeordnet, aus der Position wird die Gesamtdichte auf $n_{total} = 6.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Die Dichte des zweiten Subbandes n_{2sub} ergibt sich aus der Differenz von der Gesamtdichte n_{total} und der Dichte des ersten Subbandes n_{1sub} . Es ergibt sich mit $n_{2sub} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten.

Die Energielücke bei Füllfaktor $\nu = 2$ ($B = 12.9 \text{ T}$) entspricht in einem System mit einem Subband dem Landauniveauabstand $\hbar\omega_c = 21.4 \text{ meV}$. Für das System mit zwei Subbändern liegt das erste Landauniveau des zweiten Subbandes energetisch günstiger als das zweite Landauniveau des ersten Subbandes, die resultierende Energielücke wird kleiner als $\hbar\omega_c$. Die Ursache der reduzierten Tiefe der Kapazitätsminima ist vermutlich die verringerte Energielücke. Mit sinkendem Magnetfeld verbleibt die Fermienergie zuerst im ersten Landauniveau des zweiten Subbandes, bis bei $B = 11.6 \text{ T}$ ein Kreuzungspunkt der Landauniveaus beider Subbänder erreicht wird. Es folgt die Umschichtung der Elektronen auf das energetisch günstigere zweite Landauniveau des ersten Subbandes. Mit weiter abnehmendem Magnetfeld kommt es wiederholt zu vergleichbaren Umschichtungen der Ladungsträger zwischen den Subbändern.

Die Minima der geradzahligen Füllfaktoren $\nu = 2, 4, 6$ zeigen bezüglich der Sprungpositionen der Fermienergie eine deutliche Asymmetrie, die am stärksten in Abb. 4.10 bei Füllfaktor $\nu = 4$ ausgeprägt ist. Die Ursache ist vermutlich der unterschiedliche Gateabstand der beiden Subbänder, in denen die Fermienergie beidseitig des Füllfaktors liegt.

Die Veränderungen der Kapazitätsspektren im Magnetfeld bei zwei besetzten Subbändern können mit dem Modell zweier gekoppelter Landaufächer qualitativ auf die sich verändernde Besetzung der Niveaus zurückgeführt werden.

4.13 Bestimmung des effektiven Landé-Faktor g^*

In diesem Kapitel werden die Kapazitätsspektren der EpiMIS-Struktur quantitativ ausgewertet. Aus der Magnetfeldabhängigkeit der Spinaufspaltung der Landauniveaus wird der effektive Landé-Faktor g^* bestimmt. Die Auswerteprozedur ist angelehnt an Arbeiten von *Ashoori*, in denen die wesentlichen Gleichungen hergeleitet werden [Asho91a], [Asho91b]. Die Kapazität in Abhängigkeit von der Gatespannung $C(U_{Gate})$ wird umgerechnet, einerseits in die 2DEG-Dichte in Abhängigkeit von der Gatespannung $n(U_{Gate})$, andererseits in die Fermienergie in Abhängigkeit von der Gatespannung $E_F(U_{Gate})$. Für die Umrechnungen müssen vorher die geometrischen Abstände zwischen Gate und Rückkontakt (x_g) bzw. zwischen dem 2DEG und dem Rückkontakt (x_w) in Abhängigkeit von der Gatespannung ermittelt werden (Inset Abb. 4.01). Nach den beiden Umrechnungen lässt sich die Dichte in Abhängigkeit von der Fermienergie darstellen. Aus dem Graphen $n(E_F)$ lässt sich die Größe der Spinaufspaltung, des Spingaps, in Abhängigkeit vom Magnetfeld bestimmen. Für kleine Magnetfelder werden die Kurven abgeleitet ($dn(E_F)/dE$), um eine Darstellung der thermodynamischen Zustandsdichte in Abhängigkeit von der Fermienergie zu erhalten.

Für die Auswertung der Messungen wird ein selbstgeschriebenes Origin-Script benutzt, das neben den Umrechnungen der Messdaten auch die numerischen Integrationen ausführt (Anhang C). Die einzelnen Schritte und zugrunde liegende Annahmen werden im Folgenden erläutert:

Die Messdaten ($Im I$) werden in eine Kapazität umgerechnet. Aufgrund des experimentellen Aufbaus im Millikelvin-System gibt es im Vergleich zu den Messungen in anderen Kryostaten eine parasitäre Kapazität von 20% des Signals, die abgezogen wird.

Die Gatefläche beträgt $A = 1250 \mu\text{m}^2$, der Fehler wird mittels Lichtmikroskop- und REM-

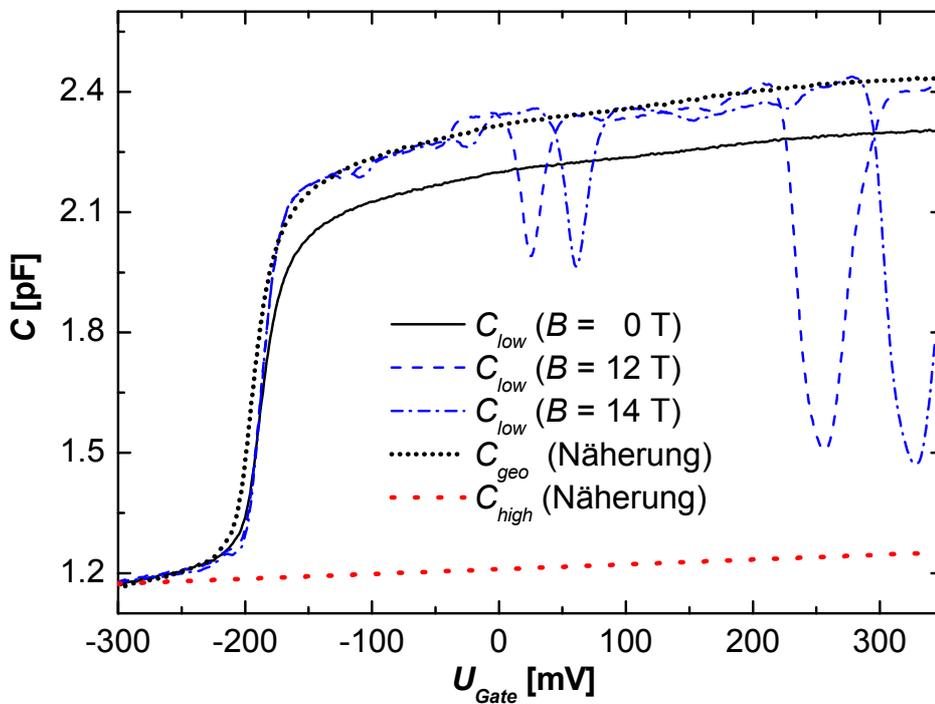


Abb. 4.11: Kapazitätsspektren an der EpiMIS-Struktur bei verschiedenen Magnetfeldern. Zusätzlich ist der genäherte Verlauf von C_{geo} und C_{high} aufgetragen.

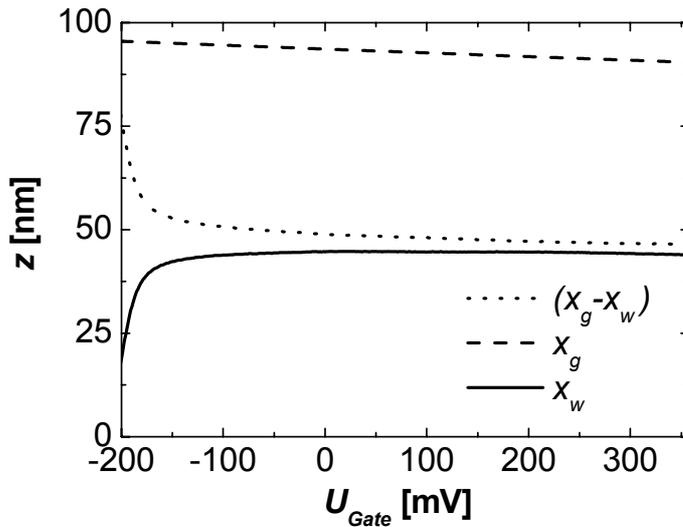


Abb. 4.12: Ermittelter Verlauf der geometrischen Abstände in Abhängigkeit von der Gate-Spannung. Der Abstand Gate-Rückkontakt wird mit x_g , 2DEG-Rückkontakt mit x_w und Gate-2DEG mit $(x_g - x_w)$ bezeichnet.

Aufnahmen auf kleiner 10% bestimmt.

Es wird davon ausgegangen, dass Gatefläche und 2DEG-Fläche identisch und unabhängig von der angelegten Gatespannung und dem Magnetfeld sind.

Für hohe Magnetfelder ist die Zustandsdichte in den Landau-niveaus so groß, dass die gemessene Kapazität in guter Näherung der geometrischen Kapazität C_{geo} zwischen Gate und 2DEG entspricht. Der Abstand beträgt $(x_g - x_w)$; die Ausdehnung der Ladungsverteilung des 2DEGs in Wachstumsrichtung wird vernachlässigt. Die Näherung der geometrischen Kapazität ist bei einem konstanten Magnetfeld nur in den Gatespannungsbereichen möglich, in denen die Kapazität weder ein Minimum noch eine Überhöhung zeigt. Durch die Auswertung von Kapazitätsspektren bei verschiedenen hohen Magnetfeldern, lässt sich für jede Gatespannung eine Näherung der geometrischen Kapazität ermitteln.

In Abb. 4.11 sind Kapazitätsspektren für verschiedene Magnetfelder und Annahmen für den Verlauf von C_{geo} und C_{high} dargestellt. C_{high} ist die gemessene Kapazität im Falle des Hochfrequenzlimes, bei dem das 2DEG innerhalb der Periodendauer nicht mehr umgeladen werden kann und deshalb keinen Einfluss mehr hat. Die Spektren werden horizontal verschoben, so dass der Einsatz des 2DEGs bei der gleichen Gatespannung liegt. Die Näherung von C_{geo} liegt oberhalb der Minima und unterhalb der Überhöhungen der Kapazitätsdaten bei hohem Magnetfeldern. Der Verlauf von C_{geo} wird aus $C(B = 0 \text{ T})$ mittels Gl. (4.01) genähert. Für die Zustandsdichte D wird dabei der konstante Wert D_0 des Einteilchenbildes gewählt. Der derart genäherte Verlauf der geometrischen Kapazität stimmt mit den Kapazitätsdaten bei hohen Magnetfeldern gut überein. Das Ergebnis ist unerwartet, weil für hochbewegliche Proben bei kleinen Dichten eine Modifikation der Zustandsdichte durch Vielteilcheneffekte erwartet wird [Naga84], [Eise92a] und in Kap. 4.21 am 2DEG einer EpiMIS mit zusätzlicher Barriere nachgewiesen werden kann.

Der Verlauf von C_{high} wird genähert, weil der Hochfrequenzlimes der Kapazität mit der experimentell zur Verfügung stehenden Frequenz von 1MHz nicht erreicht wird. Als Näherung wird die lineare Extrapolation des Kapazitätsverlaufs vor dem Einsatz des 2DEGs gewählt. Ein vergleichbarer Verlauf wird auch in den Arbeiten von *Dolgoplov et al.* bzw. *Esmark* an ähnlichen MIS-Strukturen angenommen [Dolgo96], [Esma97]. Nach Bestimmung der Gategröße A , der Näherung von C_{geo} und C_{high} sind die geometrischen Größen x_w , x_g festgelegt.

In Abb. 4.12 sind die Größen x_g , x_w , und $(x_g - x_w)$ in Abhängigkeit von der Gatespannung dargestellt. Der Abstand zwischen Gate und Rückkontakt nimmt mit zunehmender Gatespannung

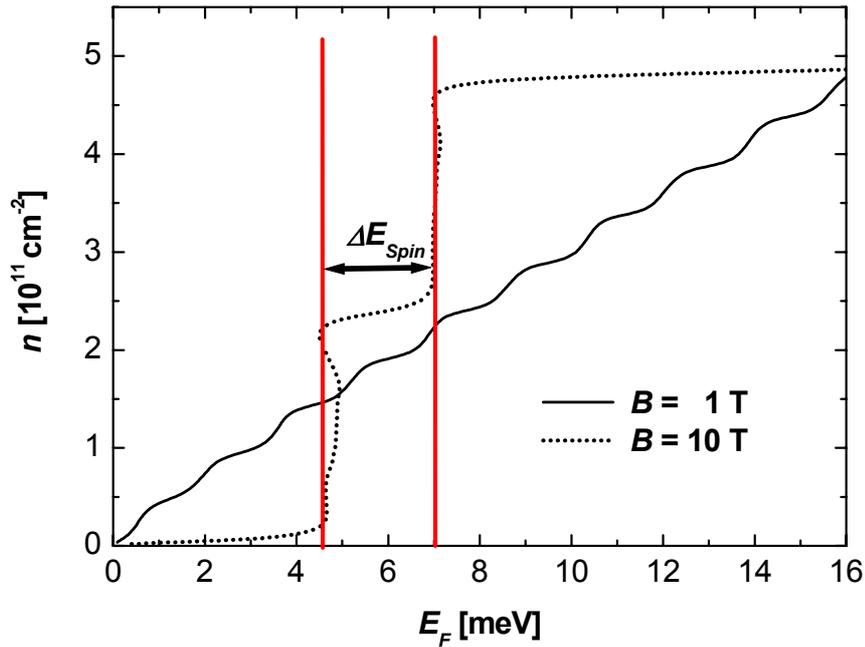


Abb. 4.13: 2DEG-Dichte in Abhängigkeit von der Fermienergie für die exemplarischen Magnetfelder $B = 1 \text{ T}$ und 10 T . Die senkrechten Hilfslinien dienen der Bestimmung der Spinaufspaltung für $B = 10 \text{ T}$.

konstant leicht ab. Der Abstand zwischen Gate und 2DEG ($x_g - x_w$) nimmt im Bereich des Einsatzes des 2DEGs stark ab, für Gatespannungen größer -150 mV kommt es nur noch zu einer leichten, konstanten Verringerung des Abstandes.

Durch die zugrunde liegenden Annahmen wird der verbreiterte Einsatz in der Kapazitätsmessung auf die Verlagerung des Schwerpunkts des Elektronensystems zurückgeführt. In der theoretischen Arbeit von *Racec et al.* wird ein qualitativ ähnlicher Verlauf beschrieben [Race02].

Weitere Mechanismen, die zur Verbreiterung des Einsatzes führen, sind beispielsweise die laterale Inhomogenität der Probe, die Streuverbreiterung des 2DEGs sowie die endliche Temperatur.

Für die Änderung der Dichte in Abhängigkeit von der Veränderung der Gatespannung folgt aus elektrostatischen Überlegungen [Asho91a], [Asho91b]:

$$dn = \frac{C_{geo}}{Ae} \left(\frac{C_{low}}{C_{high}} - 1 \right) dV_{gate}. \quad (4.05)$$

Die Abhängigkeit der Dichte von der Gatespannung wird durch numerische Integration von Gl. (4.05) berechnet. Das Ergebnis der Integration und damit die grundlegenden Annahmen können rekursiv kontrolliert werden: Die 2DEG-Dichte ist im Magnetfeld an den Gatespannungspositionen der Kapazitätsminima bzw. der ganzzahligen Füllfaktoren aufgrund der Entartung der Landau-niveaus bekannt.

Die Abhängigkeit der Fermienergie von der Gatespannung wird durch numerische Integration von Gl. (4.06) bestimmt [Asho91a], [Asho91b]:

$$dE_F = \frac{C_{low}}{C_{geo}} \beta - \left(\frac{C_{low}}{C_{high}} - 1 \right) d(eV_{gate}). \quad (4.06)$$

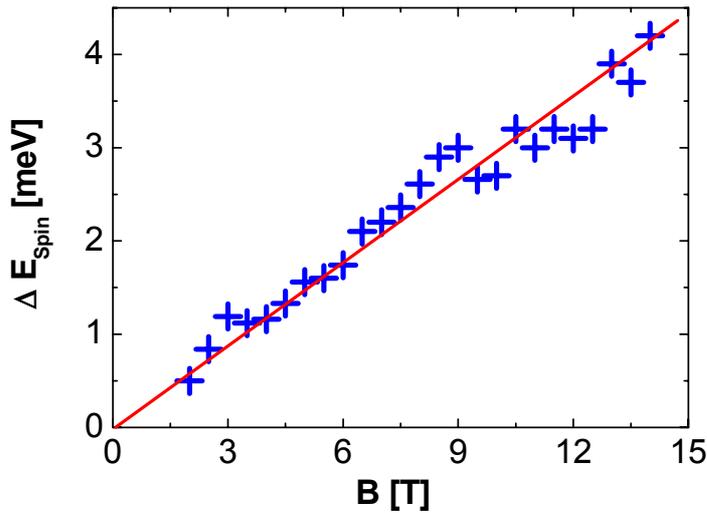


Abb. 4.14: Spinaufspaltung in Abhängigkeit vom senkrechten Magnetfeld, ermittelt aus den Kapazitätsspektren der EpiMIS-Struktur. Der Verlauf der Werte lässt sich gut mit dem linearen Fit: $\Delta E_{Spin} = g^* \mu_B \cdot B$ beschreiben, mit dem effektiven Landé-Faktor $g^* = 5$.

Das Ergebnis wird mit dem dimensionslosen Parameter β auf den Landauniveauabstand $\hbar\omega_c$ kalibriert ($\beta=1.16$). Nach den beiden Umrechnungen kann die Dichte in Abhängigkeit von der Fermienergie dargestellt werden.

In Abb. 4.13 ist exemplarisch für die Magnetfelder $B = 1$ T, 10 T der Verlauf dargestellt: Für $B = 1$ T steigt die Dichte fast linear in schwachen Stufen an, die Stufenbreite beträgt $\Delta E = \hbar\omega_c = 1.66$ meV, die Stufenhöhe entspricht der Entartung der Landauniveaus: $n_L = 2eB/h = 0.48 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$. Für $B = 10$ T wird die Spinaufspaltung aus dem horizontalen Abstand zwischen den beiden Hilfslinien ermittelt. Die Spinaufspaltung wird in den Spektren für Magnetfelder zwischen 2 T und 14 T aufgelöst und bestimmt.

Die ermittelten Werte sind in Abb. 4.14 in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Der Verlauf der Werte lässt sich sehr gut mit einem linearen Fit beschreiben. Für den effektiven Landé-Faktor ergibt sich $g^* = \Delta E_{Spin}/(\mu_B \cdot B) = 5$. Der Fehler wird auf maximal 15% abgeschätzt. Der ermittelte Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Arbeiten. *Dolgoplov et al.* bestimmen aus den Spektren an MIS-Strukturen einen Landé-Faktor von $g^* = 5.2$ [Dolg97]. Aus Magnetotransport-Experimenten werden Werte für g^* zwischen 4 und 7 ermittelt [Eng82], [Lead98], [Nich88].

Für kleine Magnetfelder wird die Abhängigkeit der Dichte von der Energie $n(E_F)$ abgeleitet und so ein Ausdruck für die thermodynamische Zustandsdichte $D = (dn(E_F)/dE)$ in Abhängigkeit von der Energie erhalten. In Abb. 4.15 ist für die Magnetfelder $B = 0.5$, 2.5, und 3.5 T die auf die Einteilchenzustandsdichte normierte Zustandsdichte in Abhängigkeit von der Fermienergie dargestellt. Für $B = 0.5$ T ergeben sich schwache Oszillationen um die Zustandsdichte D_0 . Mit steigendem Magnetfeld prägen sich die Landauniveaus zunehmend stärker aus. Bei $B = 2.5$ T ist die beginnende Aufspaltung der einzelnen Landauniveaus aufgrund der Aufhebung der Spinentartung zu erkennen. Bei der Kurve mit $B = 3.5$ T wird die deutlich aufgelöste Spinaufspaltung des ersten Landauniveaus mit einem Doppelpfeil verdeutlicht. Die Verbreiterung der Landauniveaus lässt sich abschätzen, indem der Verlauf der Zustandsdichte mit beispielsweise Gaußkurven (s. Gl. (4.09)) angefitet wird. Der Fit der ersten spinaufgelösten Niveaus bei $B = 3.5$ T ergibt mit Gl. (4.09) für die Verbreiterung der Gaußkurven den Wert $\Gamma = 0.5$ meV.

Für große Magnetfelder ist die Abhängigkeit der Dichte von der Fermienergie keine eindeutige Funktion mehr (s. Abb. 4.13, $B = 10$ T), so dass die Ableitung nicht mehr möglich ist.

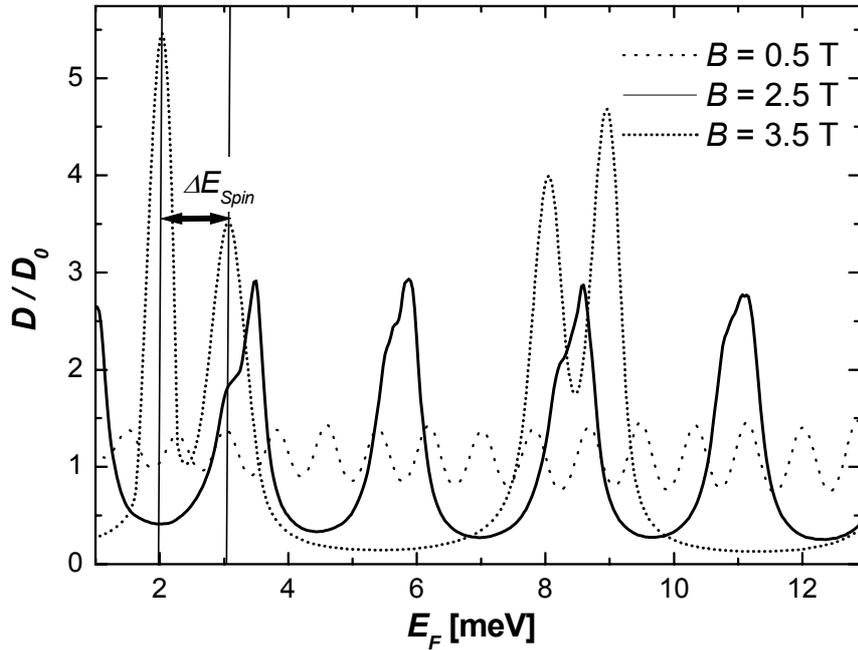


Abb. 4.15: Normierte thermodynamische Zustandsdichte D/D_0 in Abhängigkeit von der Fermienergie für die Magnetfelder $B = 0.5, 2.5, 3.5$ T. Der Abstandspfeil verdeutlicht die Spinaufspaltung ΔE_{Spin} des ersten Landauniveaus bei $B = 3.5$ T.

4.14 Temperaturabhängigkeit der Kapazitätsminima

Im folgenden Kapitel werden Kapazitätsmessungen am 2DEG der EpiMIS-Struktur bei einem Magnetfeld von $B = 10$ T für verschiedene Temperaturen zwischen 0.1 mK und 12 K gezeigt. Sowohl die Kapazitätsminima bei Füllfaktor $\nu = 1$ und $\nu = 2$ als auch die Kapazität im Bereich zwischen den ganzzahligen Füllfaktoren zeigen eine deutliche Temperaturabhängigkeit. Die temperaturabhängigen Kapazitätsdaten bei Füllfaktor $\nu = 2$ werden ausgewertet und mit einem Modell erklärt.

In Abb. 4.16 ist ein Ausschnitt der flächen-normierten Kapazitätsspektren der EpiMIS-Struktur bei einem senkrechten Magnetfeld von $B = 10$ T und verschiedenen Temperaturen dargestellt. Die Messungen für Temperaturen $T \geq 2.8$ K sind in einem **VTI (Variable Temperature Inset)** durchgeführt worden. Die angegebenen Temperaturen werden mit einem Temperatursensor in der Nähe der Probe ermittelt. Für die Messungen bei $T = 2.8, 3.5$ und 4.2 K ist der Probenstab mit flüssigem Helium gefüllt, so dass Probe und Sensor thermisch gut gekoppelt sind. Für Temperaturen größer 4.2 K befindet sich nur gasförmiges Helium im Probenstab. Aufgrund der deutlich schlechteren thermischen Kopplung wird der Temperaturfehler auf ungefähr 2 K abgeschätzt. Die Messung mit $T < 0.1$ K wird im Millikelvin-System durchgeführt; eine aufbaubedingte, parasitäre Kapazität von 20% wird von der gemessenen Kapazität abgezogen.

Durch die Erhöhung der Temperatur verringert sich die Tiefe der Kapazitätsminima und gleichzeitig die Höhe des Kapazitätssignals zwischen den ganzzahligen Füllfaktoren. Die Temperaturabhängigkeit der Minimatiefe ist für die Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ verschieden. Die Tiefe des Minimums bei $\nu = 1$ verringert sich bereits deutlich bei einer Temperaturerhöhung von kleiner 0.1 K auf 2.8 K, ab einer Temperatur von $T = 10$ K ist das Minimum ausge-

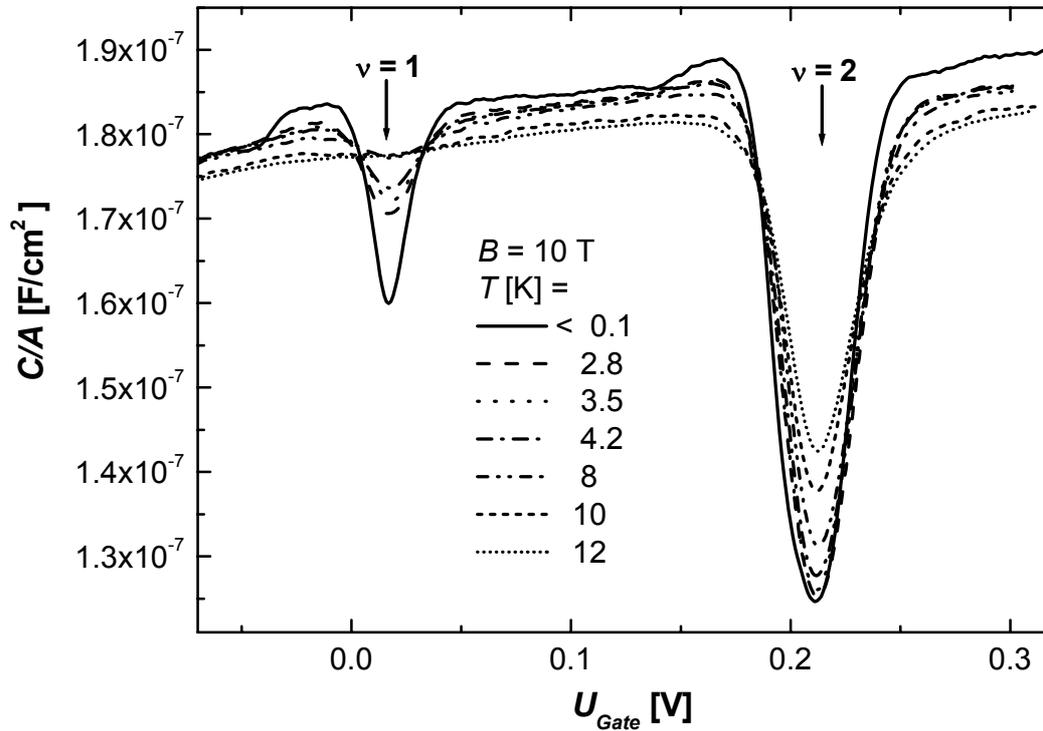


Abb. 4.16: Ausschnitt von Kapazitätsspektren der EpiMIS-Struktur für verschiedene Temperaturen bei einem senkrechten Magnetfeld von $B = 10$ T. Mit Pfeilen sind die Minima der Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ gekennzeichnet.

blichen. Das Minimum bei $\nu = 2$ verändert sich hingegen für Temperaturen kleiner 4.2 K nur geringfügig, mit zunehmender Temperatur kommt es zu einer deutlichen Verringerung der Tiefe des Minimums.

Der Temperatureinfluss auf das Experiment lässt sich durch die Faltung der Zustandsdichte $D(E)$ bei $T = 0$ K mit der Ableitung der Fermi-Dirac-Verteilung $f(E, T)$ beschreiben [Asho91a]:

$$\frac{\partial n}{\partial \mu} = \int_0^{\infty} D(E) \frac{\partial f((E - \mu), T)}{\partial \mu} dE. \quad (4.07)$$

Aus einer Kapazitätsmessung kann folglich bei endlichen Temperaturen die Zustandsdichte grundsätzlich nicht direkt aus der Messung rekonstruiert werden, sondern nur die „temperatur-gefaltete“ Zustandsdichte ($\partial n / \partial \mu$). Diese wird im Folgenden als temperatur-verbreiterte Zustandsdichte bezeichnet. Nur bei hinreichend tiefen Temperaturen ist der Temperatureinfluss zu vernachlässigen, so dass die direkte Bestimmung der Zustandsdichte aus Kapazitätsmessungen möglich ist.

Laut *Dolgoplov et al.* sind die Kapazitätsspektren einer MIS-Struktur, deren Aufbau mit der hier untersuchten EpiMIS-Struktur vergleichbar ist, für $T < 1$ K unabhängig von der Temperatur [Dolgo96]. Im nachfolgenden wird davon ausgegangen, dass für die hier untersuchte EpiMIS-Struktur gleiches gilt, so dass aus den Spektren bei $T < 0.1$ K die direkte Bestimmung der Zustandsdichte möglich ist.

Neben dem mit Gl. (4.08) beschriebenen Einfluss der Temperatur auf die Messung muss in Betracht gezogen werden, dass auch die Zustandsdichte selbst von der Temperatur abhängen kann. Das starke Zusammenschnüren des Kapazitätsminimums des Spingaps entsteht vermutlich nicht nur durch thermische Verbreiterung. Ausgehend von einem effektiven Landé-Faktor für $\nu = 1$ von $g^* = 5$ (Kap. 4.13, [Dolg97]) ergibt sich bei einem Magnetfeld von $B = 10$ T ein Spingap von $\Delta E_{Spin} \approx 3$ meV. Das völlige Ausbleichen des Minimums bei einer Temperatur von 10 K allein durch die thermische Verbreiterung von $kT = 0.8$ meV ist unerwartet.

Es muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass Vielteilcheneffekte in GaAs das Spingap dominieren. Die Spinaufspaltung ist, unter Vernachlässigung der Zeeman-Aufspaltung, proportional zur relativen Spinpolarisation des Systems [And74]. Durch Erhöhung der Temperatur von 0.1 auf 10 K sinkt aber die relative Spinpolarisation des Systems. *Manfra et al.* ermitteln ein Absinken der Polarisation von 100% bei 0.1 K auf 20% bei 10 K [Manf96], so dass ein starkes Zusammenschrumpfen des Spingaps erwartet wird. In der theoretischen Arbeit von *Fogler et al.* wird der Kollaps des Spingaps u.a. bei Temperaturerhöhung vorhergesagt und mit Magnetotransportexperimenten von *Leadley et al.* nachgewiesen [Fogl95], [Lead98].

Für das Landaugap bzw. die Zustandsdichte im Landaugap gibt es eine derartige Temperaturabhängigkeit vermutlich nicht. Vielteilcheneffekte aufgrund der Spinpolarisation des Systems entfallen, da bei geradzahigen Füllfaktoren die Polarisation des Systems null beträgt [And74].

Die Tiefe des Kapazitätsminimums des Landaugaps bei $\nu = 2$ verringert sich für Temperaturen größer $T = 8$ K deutlich. Das Ergebnis überrascht, weil der Abstand der als spinentartet angenommenen Landaulevel mit 16.6 meV ($B = 10$ T) viel größer ist als die thermische Verbreiterung von ungefähr 1 meV ($T = 12$ K).

Im Folgenden wird versucht, die Temperaturabhängigkeit der Tiefe des Kapazitätsminimums bei $\nu = 2$ mittels eines einfachen Modells der Zustandsdichte zu erklären. Aus den Kapazitätsmessungen wird bei verschiedenen Temperaturen jeweils die temperatur-verbreiterte Zustandsdichte im Landaugap bei $\nu = 2$ ermittelt. Zusätzlich wird ein Modell einer hypothetischen Zustandsdichte erstellt, das nach der Temperatur-Verbreiterung gemäß Gl. (4.08) mit den aus den Messdaten bestimmten Werten übereinstimmt.

Für die Auswertung des Kapazitätsminimums wird mit den in Kap. 4.3 dargestellten Ergebnissen die Abhängigkeit der gemessenen Kapazität von der Zustandsdichte für die Gatespannung +0.22 V bestimmt. Für die flächennormierte Kapazität in Abhängigkeit von der Zustandsdichte D gilt [Asho91a]:

$$\frac{C(D)}{A} = e^2 \left(\frac{x_w}{x_g} \right)^2 \left(\left(\left(1 - \frac{x_w}{x_g} \right) \frac{e^2 x_w}{\epsilon_0 \epsilon_r} + \frac{1}{D} \right)^{-1} + \frac{C_{high}}{A} \right). \quad (4.08)$$

In Abb. 4.17 ist die normierte Kapazität nach Gl. (4.08) in Abhängigkeit von der Zustandsdichte dargestellt, zusätzlich sind die Grenzwerte C_{high} und C_{geo} eingetragen. Deutlich ist der nicht-lineare Zusammenhang zwischen Zustandsdichte und gemessener Kapazität zu erkennen. Unter der Annahme, dass die geometrischen Parameter temperaturunabhängig sind, kann aus der gemessenen Kapazität bei $\nu = 2$ mit Gl. (4.08) jeweils die temperatur-verbreiterte Zustandsdichte ermittelt werden.

Für die Beschreibung der Zustandsdichte im Magnetfeld werden verschiedene Modelle vorgeschlagen bzw. zur Auswertung von Experimenten herangezogen. Ein einfaches Modell der Zustandsdichte besteht aus gaußverbreiterten Landauniveaus mit konstanter Verbreiterung Γ und einem zusätzlichen, konstanten Untergrund u [Schw02]. Der Untergrund wird benötigt, um die ermittelte Zustandsdichte zwischen den Landauniveaus zu beschreiben (s. Abb.4.15),

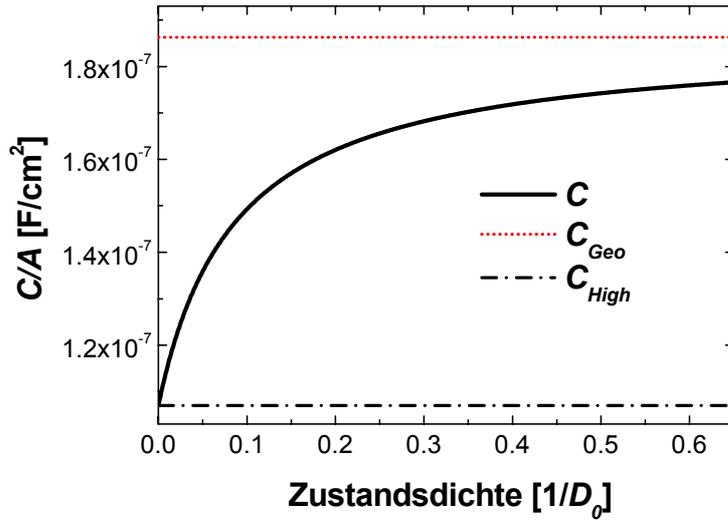


Abb. 4.17: Normierte Kapazität (C/A) in Abhängigkeit von normierter Zustandsdichte des 2DEGs. Zusätzlich sind die Grenzfälle der Kapazität für keine (C_{high}) und sehr große (C_{geo}) Zustandsdichte aufgetragen.

die auch in Messungen der Wärmekapazität [Gorn85], [Wang88], der magnetischen Suszeptibilität [Eise85] und der Magnetokapazität [Smit85] bestimmt wird.

Ein komplizierteres Modell der Zustandsdichte geht von gaußverbreiterten Landauniveaus mit füllfaktorabhängiger Verbreiterung Γ aus [Dolg96]. Die physikalische Motivation für die variable Verbreiterung ist die füllfaktorabhängige Abschirmfähigkeit des Elektronensystems. Für die Zustandsdichte zwischen den Landauniveaus wird mit diesem Modell kein zusätzlicher Untergrund benötigt.

Für eine allgemeine Modellierung der Zustandsdichte im Füllfaktor $\nu = 2$ wird von zwei gaußverbreiterten Landauniveaus im Abstand $\hbar\omega_c$ und optional einem Untergrund u ausgegangen:

$$D(E) = \frac{2(eB/h - u \cdot \hbar\omega_c)}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \left(\exp\left(-\frac{E^2}{2\Gamma^2}\right) + \exp\left(-\frac{(E - \hbar\omega_c)^2}{2\Gamma^2}\right) \right) + u. \quad (4.09)$$

Die Spinaufspaltung wird vernachlässigt, da im Füllfaktor $\nu = 2$ nur die schwache Zeeman-Aufspaltung $\Delta E_{Zee} = g_0 \mu_B B$, mit g_0 (GaAs) = 0.44, vorliegt [And74], die gegenüber der Landauaufspaltung sehr klein ist ($\Delta E_{Zee} \ll \hbar\omega_c$). Der Einfluss weiterer Landauniveaus kann ignoriert werden, weil die Überlappung von zwei Landauniveaus gering ist ($\Gamma \ll \hbar\omega_c$).

Bei der Normierung der Zustandsdichte werden die Entartung der Landauniveaus und der optionale Untergrund berücksichtigt.

Der Einfluss der unterschiedlichen Temperaturen wird durch Faltung (Gl. 4.07) der modellierten Zustandsdichte nach Gl. (4.09) mit der Ableitung der Fermi-Dirac-Verteilung berechnet.

In Abb. 4.18 sind die Ergebnisse der Berechnungen der temperaturverbreiterten Zustandsdichte dargestellt. In dem Modell haben die beiden Landauniveaus einen Abstand von 16.6 meV ($B = 10$ T) und eine Verbreiterung von $\Gamma = 2.33$ meV, auf einen zusätzlichen Untergrund wird verzichtet. Die temperaturverbreiterte Zustandsdichte zeigt im Minimum bei $\nu = 2$ eine deutliche Abhängigkeit von der Temperatur. In Abb. 4.19 sind die Ergebnisse der ausgewerteten Kapazitätsmessungen inklusive abgeschätzter Fehler und die Ergebnisse der Modellierung (Abb. 4.18) dargestellt: Messdaten und Modellierung zeigen eine gute Übereinstimmung.

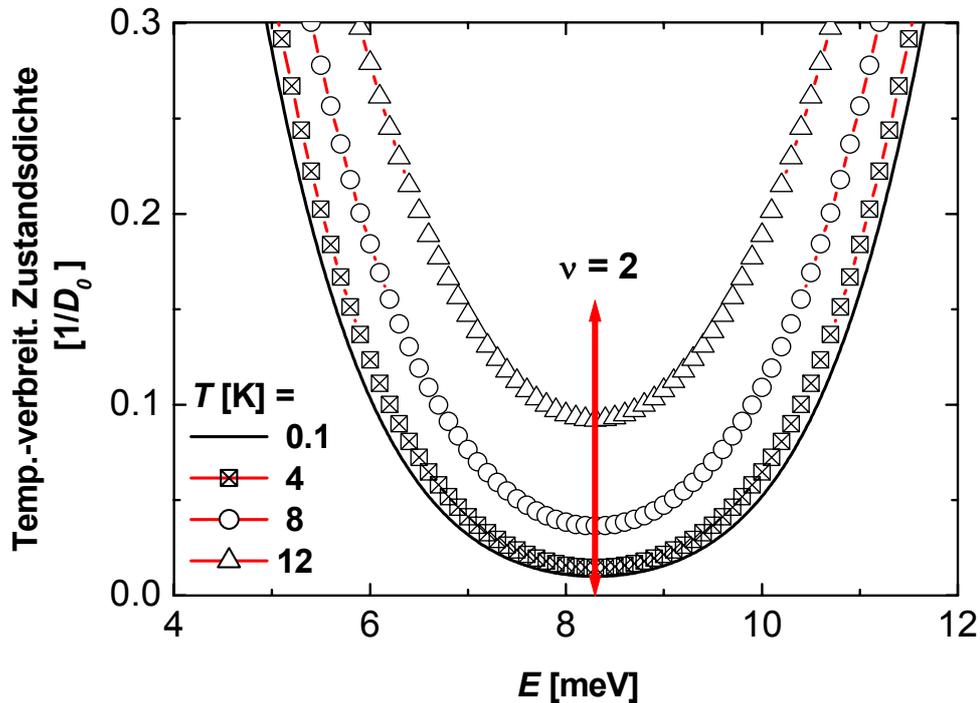


Abb. 4.18: Normierte, temperatur-verbreitete Zustandsdichte bei Füllfaktor $\nu = 2$ in Abhängigkeit von der Fermienergie für verschiedene Temperaturen. Die Modellierung der Zustandsdichte erfolgt durch zwei gaußverbreiterte Kurven ($E = 16.6$ meV, $\Gamma = 2.3$ meV) ohne zusätzlichen Untergrund u .

Aus Modellberechnungen, bei denen die Zustandsdichte bei Füllfaktor $\nu = 2$ nicht durch die verbreiterten Landau-niveaus, sondern durch einen konstanten Untergrund u dominiert wird, ergibt sich nur eine sehr schwache Temperaturabhängigkeit, so dass die experimentellen Ergebnisse nur ungenügend wiedergegeben werden.

Die bei *Dolgoplov et al.* untersuchten MIS-Strukturen sind mit der EpiMIS-Struktur bezüglich des Aufbaus (unter Vernachlässigung des Epigates) und bezüglich der Kapazitätsspektren

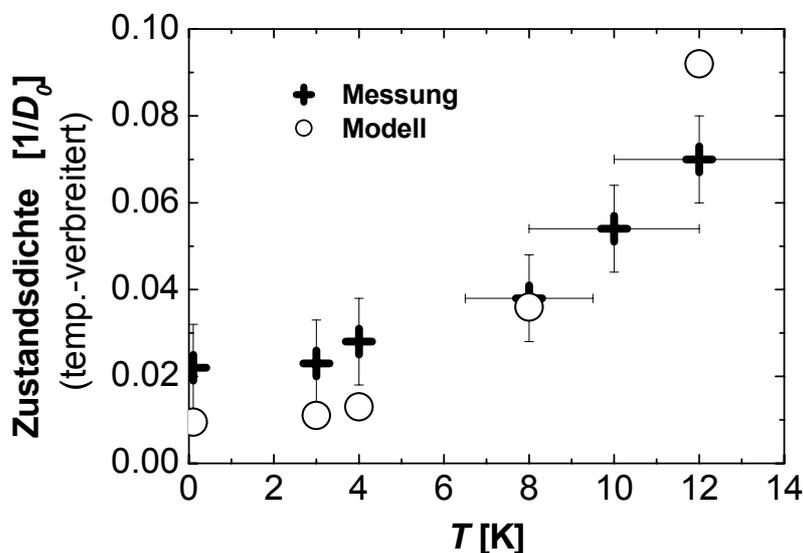


Abb. 4.19: Normierte temperatur-verbreitete Zustandsdichte bei $\nu = 2$ in Abhängigkeit von der Temperatur, ermittelt aus Kapazitätsmessungen und Modellrechnungen.

(unter Vernachlässigung des Gatespannungsoffsets) vergleichbar. Für die magnetfeld- und füllfaktorabhängige Verbreiterung wird bei $\nu = 2$ und einem Magnetfeld von beispielsweise $B = 8$ T der Wert $\Gamma \approx 1.9$ meV ermittelt [Dolg96]. Durch lineare Extrapolation der Ergebnisse von *Dolgopolov et al.* auf das hier untersuchte Magnetfeld von $B = 10$ T ergibt sich für die Verbreiterung: $\Gamma \approx 2.2$ meV, in guter Übereinstimmung mit obigen Ergebnissen ($\Gamma = 2.3$ meV).

Zusammenfassend kann die Temperaturabhängigkeit der Kapazität im Landaugap ($\nu = 2$) bei einem Magnetfeld von $B = 10$ T mit einem einfachen Modell motiviert werden. Die experimentellen Ergebnisse können gut unter der Annahme von gaußverbreiterten Landauniveaus ohne einen zusätzlichen Untergrund beschrieben werden.

4.2 Kapazitätsmessungen an EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere

Die Modifikation der Zustandsdichte durch Vielteilcheneffekte steigt mit abnehmender Dichte des Elektronensystems [Naga84]. In der theoretischen Arbeit von *Calmels et al.* wird der verstärkte Einfluss von Vielteilcheneffekten mit steigender räumlicher Quantisierung des Elektronensystems vorhergesagt und von *Millard et al.* durch Experimente an Doppelquantenwell-Strukturen nachgewiesen [Calm96], [Milla97].

Die Auswertung der Spektren der Standard-EpiMIS-Struktur in Kap. 4.13 ergibt überraschenderweise keinen Hinweis auf eine modifizierte Zustandsdichte bei kleinen 2DEG-Dichten. Im vorliegenden Kapitel wird untersucht, ob der in Kap. 4.12 ermittelte schwache Einschluss des Elektronensystems bei kleinen Dichten die Ursache für das Ausbleiben der Vielteilcheneffekte ist.

Es werden Proben mit modifiziertem Design untersucht, in denen das Elektronensystem auch bei kleinen Dichten in Wachstumsrichtung stark eingeschränkt ist. Das Probendesign der EpiMIS-Struktur wird um eine zusätzliche Barriere erweitert, so dass ein Quantenwell (QW) entsteht (Kap. 2.1), in dem ein Elektronensystem eingeschlossen werden kann.

In Abb. 4.20 sind berechnete Ladungsträgerverteilungen und schematische Leitungsbandverläufe von einer Standard-EpiMIS-Struktur und einer EpiMIS mit zusätzlicher Barriere im Vergleich dargestellt. Die Gatespannung ist für die Berechnungen derart gewählt, dass die Dichten der Elektronensysteme in beiden Strukturen ungefähr $0.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ sind. Als Maß für die Ausdehnung des Elektronensystems wird die volle Breite bei halber Höhe der Elektronenverteilung herangezogen.

Während bei der EpiMIS-Struktur das Elektronensystem an der Grenzfläche zum Isolator eine Breite von 20 nm hat, beträgt in der modifizierten Struktur die Breite des 2DEGs im QW nur 6 nm. Der räumliche Einschluss des 2DEGs ist in der EpiMIS mit zusätzlicher Barriere bei kleinen Dichten viel stärker als in der EpiMIS, so dass ein ausgeprägterer Einfluss der Vielteilcheneffekte auf die Zustandsdichte erwartet wird.

Neben dem 2DEG im QW wird zusätzlich ein weiteres 2DEG unterhalb der Zusatzbarriere induziert, das im Folgenden als unteres 2DEG bezeichnet wird.

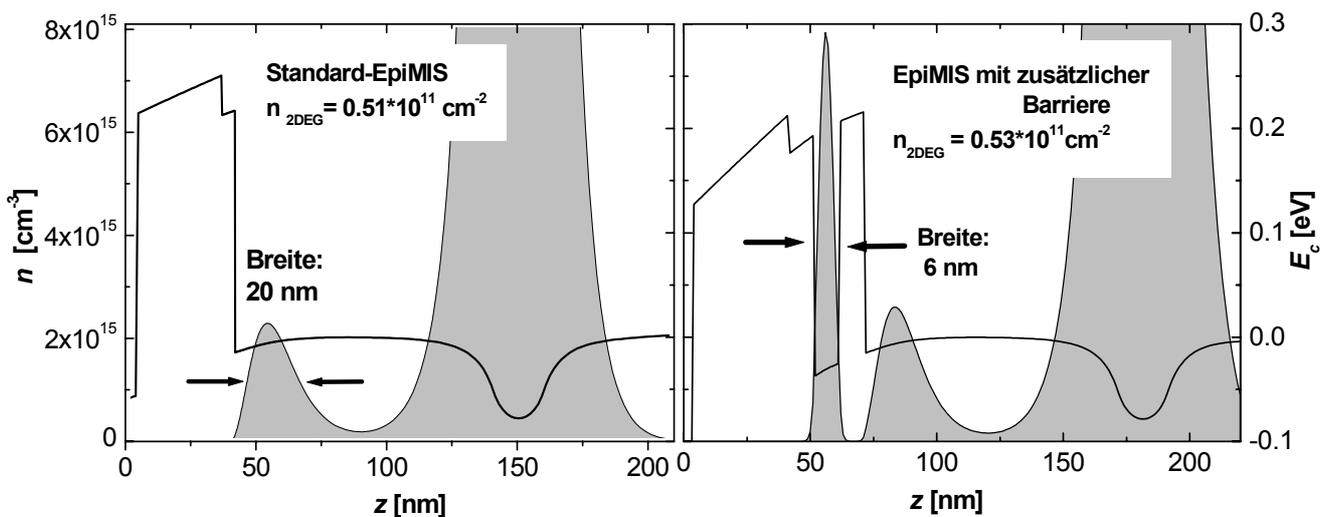


Abb. 4.20: Berechnete Ladungsträgerverteilungen und schematisierte Leitungsbandverläufe von EpiMIS-Struktur (#1011) und EpiMIS mit zusätzlicher Barriere (#1235) im Vergleich. Die Dichte der markierten Elektronensysteme beträgt jeweils ungefähr $0.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die Ausdehnung der Verteilung in Wachstumsrichtung beträgt 20 nm bzw. 6 nm.

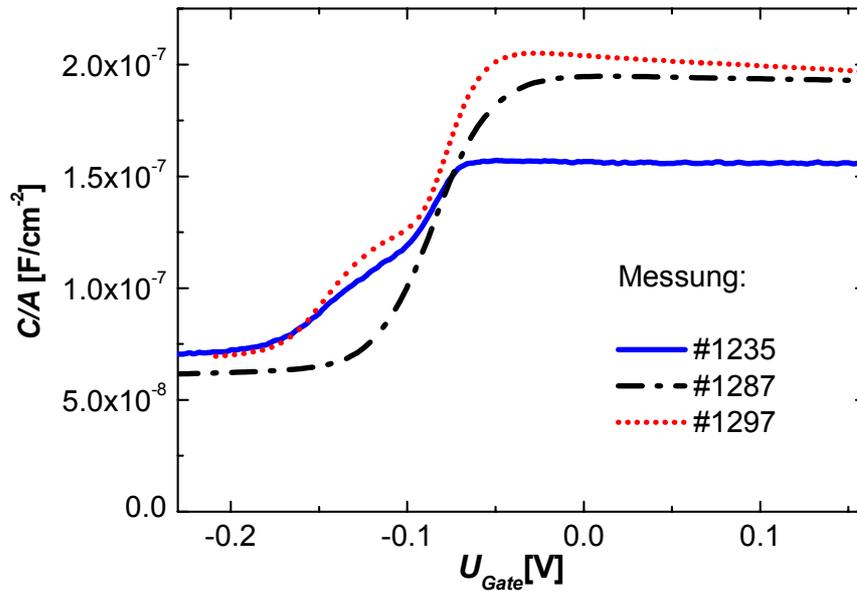


Abb. 4.21: Normierte Kapazitätsspektren der verschiedenen EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere (#1235, #1287, #1297).

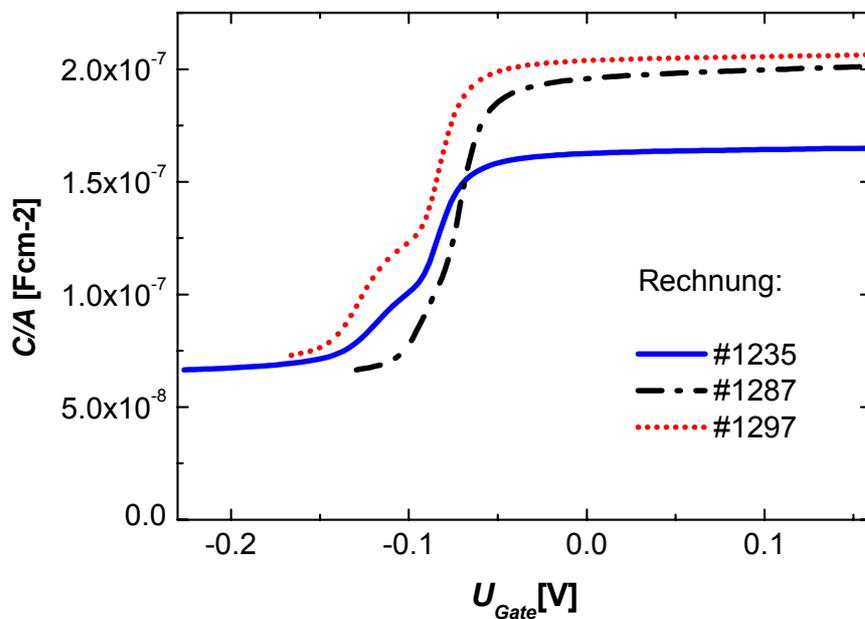


Abb. 4.22: Berechnete, normierte Kapazitätsspektren der EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere (#1235, #1287, #1297). Die Einsatzspannung ist an die Messungen angepasst.

Im Rahmen dieser Arbeit werden drei verschiedene EpiMIS-Strukturen mit einer zusätzlichen Barriere untersucht. Der Aufbau der Proben #1235, #1287 und #1297 ist ausführlich in Kap. 2.1 beschrieben und in Anhang A aufgelistet. Durch das Einbringen der zusätzlichen Barriere in der GaAs-Tunnelbarriere entsteht ein Quantenwell (QW). Die wesentlichen Unterschiede zwischen den Proben sind neben der Breite des QW der Aufbau und die Breite der Barriere. Bei den Proben #1235 und #1287 besteht die Barriere aus $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$, bei Probe #1297 aus einem SPL aus $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}$.

In Abb. 4.21 sind die normierten Spektren der drei Proben dargestellt. Zusätzlich sind in Abb. 4.22 die mittels selbstkonsistenter Bandberechnungen simulierten Kapazitätsspektren dargestellt [Snid]. Die Spektren sind horizontal verschoben, um sie den Einsatzspannungen der Messungen anzupassen. Um eine mit den experimentellen Kurven vergleichbare Verbreiterung des Einsatzes zu erzielen, sind die Rechnungen für die Temperatur $T = 14 \text{ K}$ durchgeführt worden. Die äquivalente thermische Verbreiterung von 1.1 meV erscheint im Vergleich mit den Ergebnissen von Kap. 4.42 realistisch.

Unterhalb der Einsatzspannung wird die Kapazität durch den geometrischen Abstand zwischen Gate und Rückkontakt bestimmt. Mit zunehmender Gatespannung wird zuerst ein Elektronensystem unterhalb der Zusatzbarriere induziert, die Kapazität steigt stufenartig an. Die weitere Erhöhung der Gatespannung führt zur Bevölkung des Quantenwells, so dass die Kapazität aufgrund des weiter reduzierten Abstandes zum Gate wiederum ansteigt.

Die drei Proben haben unterschiedlich breite QW mit den Breiten 12, 15 und 18 nm; die Grundzustandsenergien der Elektronensysteme in den QW unterscheiden sich entsprechend. Zur Bevölkung eines schmaleren QW mit höherer Grundzustandsenergie muss mehr Gatespannung angelegt werden, um den QW zu bevölkern. Die Spannungsdifferenz zwischen Bevölkung des unteren 2DEGs und des 2DEGs im QW wird wesentlich durch die Grundzustandsenergie des Elektronensystems im QW bestimmt. Der Vergleich zwischen den Rechnungen und den Messungen bezüglich des stufenartigen Anstieges der Kapazität zeigt sehr gute Übereinstimmung. Bei den Proben #1235 und #1297 kann deutlich das Laden des unteren 2DEGs als erste Stufe aufgelöst werden. Die Probe # 1287 hat den breitesten QW und damit die geringste Grundzustandsenergie im QW. Die Spannungsdifferenz zwischen der Bevölkung der beiden Elektronensysteme ist klein und nicht mehr aufzulösen.

Einen Unterschied zwischen Messung und Rechnung zeigt der Verlauf nach dem Einsatz des 2DEGs im QW: In den Rechnungen steigt die Kapazität nach dem Einsatz mit zunehmender Gatespannung aufgrund der Verschiebung der Ladungsverteilung in Richtung Gateelektrode weiter leicht an. In den Experimenten kommt es stattdessen zu einem leichten Abfall der Kapazität. Der Unterschied entsteht vermutlich durch die Zustandsdichte des 2DEGs, deren Einfluss in den Rechnungen nicht berücksichtigt wird.

4.21 Einfluss des senkrecht angelegten Magnetfeldes

In Abb. 4.23 sind die Kapazitätsspektren von Probe #1235 in Abhängigkeit vom angelegten Feld für $B = 0-14$ T dargestellt. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Die in den Spektren auftretenden Minima werden der Modulation der Zustandsdichte des Elektronensystems im QW zugeordnet. Den Minima werden unterschiedliche Füllfaktoren zugeordnet, mit Pfeilen sind die Minima der Füllfaktoren $\nu = 2, 1, 1/3$ bei hohen Magnetfeldern markiert. Während für den fraktionierten Zustand $\nu = 1/3$ ein Minimum schwach aufgelöst wird, fehlt dieses für den Zustand $\nu = 2/3$. Die unterschiedliche Ausprägung der Minima der fraktionierten Zustände, die sich auch bei *Eisenstein et al.* findet [Eise94], reflektiert die unterschiedlich starken Aufspaltungen der fraktionierten Zustände.

Da alle Kapazitätsminima in den Spektren dem 2DEG im QW zugeordnet werden können, gibt es keinen deutlichen Hinweis auf den Einfluss des Magnetfeldes auf das untere 2DEG.

Unmittelbar nach dem Einsatz des 2DEGs im QW gibt es eine schwache Kapazitätsüberhöhung, deren Amplitude mit zunehmendem Feld anwächst. In Abb. 4.24 ist ein Ausschnitt der unverschobenen Spektren dargestellt. Der untere Pfeil markiert das Kapazitätsplateau C_2 der Messung bei $B = 0$ T, die fett hervorgehoben wird. Der obere Pfeil markiert das Kapazitätsplateau C_1 bei hohen Magnetfeldern, unter Vernachlässigung von der Überhöhung am Einsatz und den Kapazitätsminima. Das Plateau C_1 wird im Grenzfall großer Zustandsdichte ($D > 5 \cdot D_0$) des 2DEGs erreicht und entspricht in guter Näherung der geometrischen Kapazität zwischen Gate und 2DEG. Die Kapazität ohne Magnetfeld ist über einen weiten Gatespannungsbereich, dem Plateau C_2 , nur um einen konstanten Betrag geringer, was auf eine konstante Zustandsdichte hindeutet.

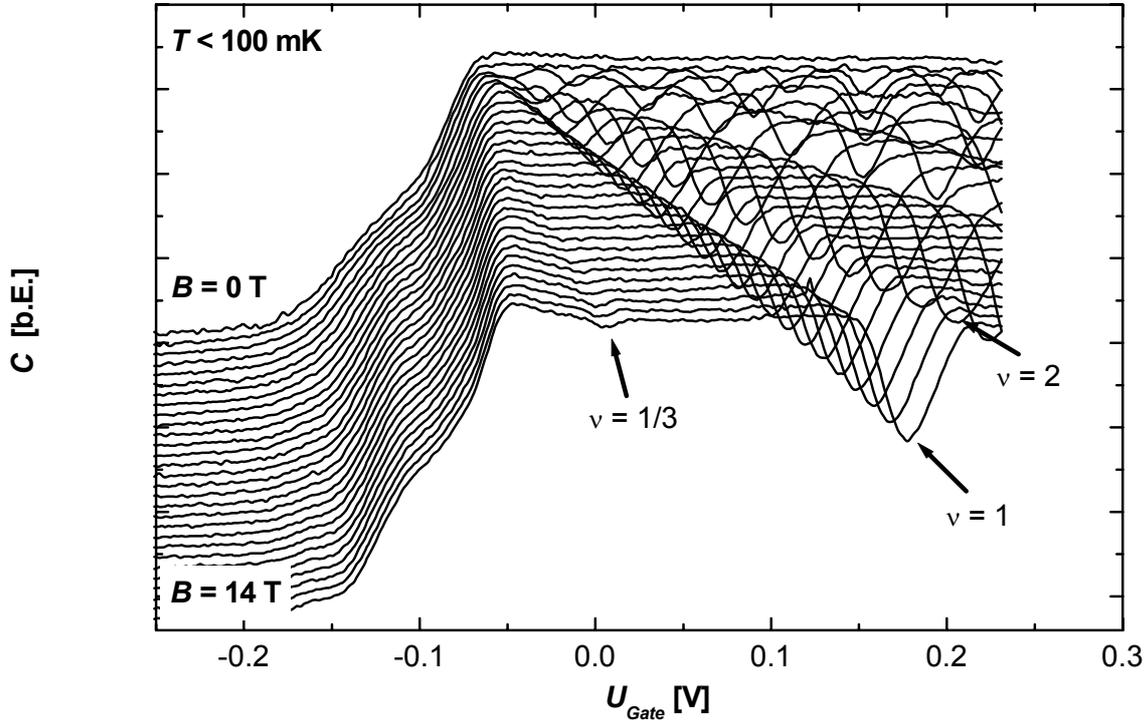


Abb. 4.23: Kapazitätsspektren der EpiMIS mit zusätzlicher Barriere (#1235) in Abhängigkeit vom senkrecht angelegten Feld für $B = 0-14$ T. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Die Pfeile markieren die Kapazitätsminima der Füllfaktoren $\nu = 2, 1, 1/3$ bei hohen Magnetfeldern.

Unter Benutzung von Gl. (4.01) und $C_{geo} = \epsilon_0 \epsilon_r A/d$ lässt sich der Quotient C_1/C_2 aus der Kapazität C_1 bei sehr großer Zustandsdichte zu der Kapazität C_2 bei der Zustandsdichte $D_0 = m^*/\pi \hbar^2$ abschätzen. Der Abstand d zwischen Gate und 2DEG wird aus dem Wachstumsplan ermittelt; für die Position des Ladungsschwerpunkts des 2DEGs wird die Mitte des QW angenommen. Es ergibt sich:

$$\frac{C_1}{C_2} = 1 + \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{D_0 e^2 d} \approx 1.04. \quad (4.10)$$

Mit der Zustandsdichte des Einteilchenbildes $D = D_0$, stimmt der Quotient nach Gl. (4.10) sehr gut mit dem Quotienten der experimentellen Kapazitäten (C_1/C_2) der beiden Plateaus überein.

Die Überhöhung der Kapazität im Einsatzbereich des 2DEGs im QW ($U_{Gate} \approx -50$ mV) kann entweder auf eine durch Vielteilcheneffekte modifizierte Zustandsdichte oder auf eine erhöhte geometrische Kapazität zurückgeführt werden. Da es für eine Erhöhung der geometrischen Kapazität im Einsatzbereich keine physikalische Erklärung gibt, wird die Kapazitätsüberhöhung der modifizierten Zustandsdichte zugeordnet.

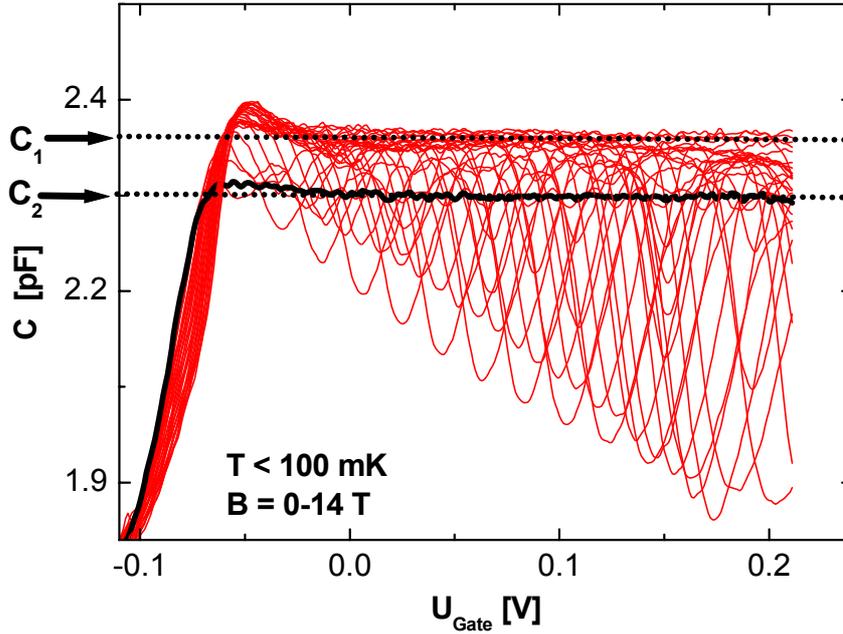


Abb. 4.24: Ausschnitt der unverschobenen Spektren von Probe #1235 für $B = 0-14$ T. Die Kurve mit $B = 0$ T ist fett hervorgehoben. Die Pfeile markieren das Kapazitätsplateau C_1 bei hohen Magnetfeldern und das Plateau C_2 ohne angelegtes Feld.

Unter Berücksichtigung der Hartree-Fock-Näherung, d.h. der Austauschwechselwirkung der Elektronen untereinander, berechnen *Nagano et al.* für die inverse thermodynamische Zustandsdichte eines infinitesimal ausgedehnten 2DEGs [Naga84]:

$$\frac{\partial \mu}{\partial n_{2DEG}} = \frac{1}{D_0} \left(1 - \sqrt{\frac{n_c}{n_{2DEG}}} \right), \quad (4.11)$$

mit der kritischen Dichte $n_c = 2/\pi^3 a_0^2$ und dem Bohrschen Radius a_0 . Für GaAs ergibt sich mit $a_0 \approx 10$ nm für die kritische Dichte: $n_c \approx 0.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Für große Werte der 2DEG-Dichte strebt die Näherung gegen den Wert $1/D_0$, für Dichten kleiner n_c wird die inverse Zustandsdichte negativ und divergiert mit abnehmender Dichte gegen minus unendlich.

In Abbildung 4.25 sind die mit Gl. (4.01) genäherten inversen Zustandsdichten für $B = 0$ T und $B = 10$ T und der idealisierte Verlauf nach Gl. (4.11) aufgetragen. Für die Ermittlung der Abhängigkeit der Dichte von der Gatespannung werden die Ergebnisse von Kap. 4.22 benutzt. Zusätzlich sind zwei Linien eingezeichnet, die sehr großer Zustandsdichte ($1/D \approx 0$) und der Zustandsdichte ($1/D_0$) im Einteilchenbild entsprechen.

Im magnetfeldfreien Fall ist für 2DEG-Dichten größer $1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ die inverse Zustandsdichte näherungsweise $1/D_0$. Mit abnehmender Dichte nimmt die inverse Zustandsdichte bis zu einer Dichte von $0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ signifikant ab. Für Dichten kleiner $0.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ reflektiert das ansteigende Signal den verbreiterten Einsatz des Elektronensystems.

Der Verlauf der idealisierten Kurve nach Gl. (4.11) ist gegenüber der Messkurve für Dichten größer $0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ in grober Näherung vertikal verschoben. Die Ursache ist vermutlich die vernachlässigte Ausdehnung des Elektronensystems. Die energetische Verbreiterung V_{dirt} des Systems wird von *Eisenstein et al.* abgeschätzt, indem sie die Dichte $n_{abweich}$ ermitteln, bei der der idealisierte Kurvenverlauf nach Gl. (4.11) und der experimentelle Kurvenverlauf qualitativ voneinander abweichen [Eise94].

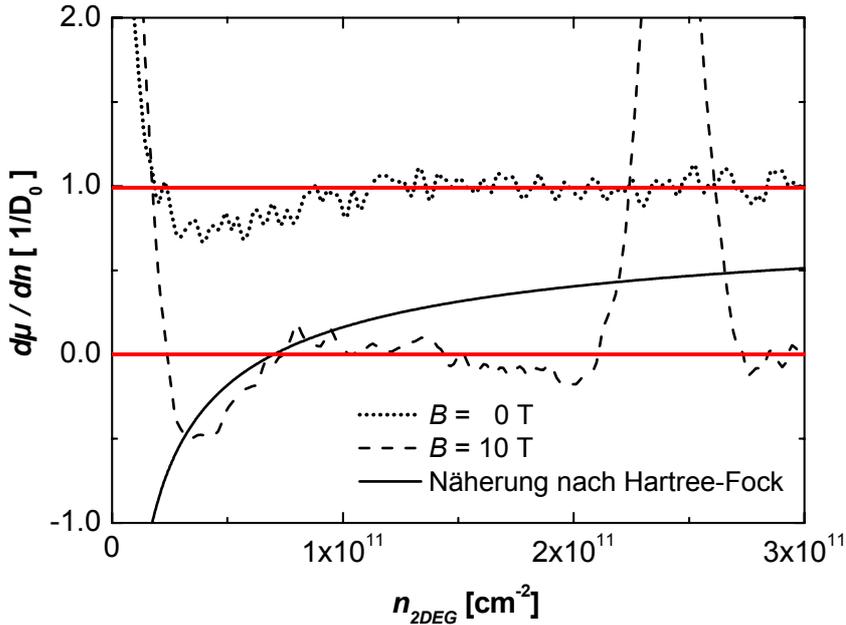


Abb. 4.25: Normierte, inverse thermodynamische Zustandsdichte in Abhängigkeit von der 2DEG-Dichte für $B = 0$ T und $B = 10$ T. Zusätzlich ist die Näherung nach Hartree-Fock aufgetragen.

Die Verbreiterung V_{dirt} sei in diesem Fall gerade gleich der Austauschenergie E_{ex} , so dass gilt:

$$V_{dirt} = E_{ex} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \sqrt{n_{abweich}} \quad (4.12)$$

Aus Gl. (4.12) folgt mit $n_{abweich} = 0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ für die Verbreiterung $V_{dirt} \approx 2.7 \text{ meV}$. Eisenstein *et al.* ermitteln für die Verbreiterung bei der Auswertung von Kompressibilitäts-experimenten an Doppelquantenwell-Strukturen einen Wert von $V_{dirt} \approx 1 \text{ meV}$. Die unterschiedlichen Ergebnisse sind aufgrund der unterschiedlichen Beweglichkeiten der Proben plausibel. Bei Eisenstein *et al.* beträgt die Beweglichkeit der 2DEGs $\mu \approx 10\,000\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, bei zeitnah zur Probe #1235 gewachsenen Referenz-HEMT-Strukturen beträgt $\mu \approx 300\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Für $B = 10 \text{ T}$ strebt die inverse Zustandsdichte gegen null, solange die Fermienergie sich in einem Landaniveau befindet. Der Füllfaktor $\nu = 1$ wird bei einer Dichte von $2.43 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ erreicht, so dass die inverse Zustandsdichte ein Maximum hat.

Für Dichten kleiner $0.75 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ wird die inverse Zustandsdichte negativ und erreicht ein Minimum bei der Dichte $0.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die Ausprägung des Minimums ist gegenüber dem magnetfeldfreien Fall viel deutlicher. Eisenstein *et al.* ermitteln das qualitativ gleiche Verhalten und versuchen es mit einer Verstärkung der Wechselwirkungsenergie im Magnetfeld, beispielsweise durch die Bildung eines Wigner-Kristalls, zu erklären [Eise94].

In den Kapazitätsspektren der EpiMIS mit zusätzlicher Barriere kann erfolgreich der Einfluss von Vielteilcheneffekten auf die Zustandsdichte bei Dichten kleiner $0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nachgewiesen werden. Die Ergebnisse sind in qualitativer Übereinstimmung mit denen von Kompressibilitätsmessungen an Doppelquantenwell-Strukturen [Eise94]; die quantitativen Unterschiede werden auf die unterschiedliche Probenqualität zurückgeführt.

Das Ergebnis bestätigt die Annahme, dass der schwache räumliche Einschluss des Elektronensystems in der Standard EpiMIS-Struktur bei kleinen Dichten verantwortlich ist für den nicht auflösbaren Einfluss der Vielteilcheneffekte auf die Zustandsdichte.

4.22 Bestimmung der Elektronendichten in beiden Elektronensystemen

Die Abhängigkeit der Dichte des 2DEGs von der Gatespannung ohne angelegtes Magnetfeld lässt sich in EpiMIS-Strukturen nähern, indem Kapazitätsmessungen bei konstanten, kleinen Magnetfeldern, beispielsweise $B = 1$ T, ausgewertet werden. Den Kapazitätsminima werden Füllfaktoren zugeordnet und unter Berücksichtigung der Entartung der spinentarteten Landau-niveaus $2eB/h$ ergeben sich Werte für die 2DEG-Dichte für verschiedene Gatespannungen. Durch lineare Interpolation ergibt sich die Abhängigkeit der Dichte von der Gatespannung. Für diese Methode werden deutlich auflösbare Kapazitätsminima benötigt, die für kleine Magnetfelder im Bereich des Einsatzes nicht auflösbar sind.

Eine alternative Methode zur Bestimmung der 2DEG-Dichte nutzt Magnetokapazitätsmessungen bei konstanten Gatespannungen. Die Dichte kann über die Entartung des Landauniveaus bestimmt werden, nachdem den Kapazitätsminima die Füllfaktoren zugeordnet worden sind.

Im Folgenden werden beide Varianten benutzt, um die Dichte der beiden Elektronensysteme in der EpiMIS mit zusätzlicher Barriere in Abhängigkeit von der Gatespannung zu bestimmen. Die Dichte des unteren 2DEGs ist dabei nicht aus Kapazitätsspektren bestimmbar. In Abb. 4.26 sind die zu Abb. 4.23 korrespondierenden normierten Magnetokapazitätsspektren von Probe #1297 für Gatespannungen zwischen -220 mV, bei der beide Elektronensysteme verarmt sind, bis +100 mV (Besetzung beider Systeme) dargestellt. Die Schrittweite beträgt 10 mV. Für Gatespannungen größer -50 mV hat die Kapazität bei $B = 0$ T einen fast konstanten Wert mit $C/C_0 \approx 1$. Der QW ist bevölkert und im Magnetfeld zeigen sich deutlich ausgeprägte Minima. Dieser Gatespannungsbereich ist mit der zuerst beschriebenen Methode gut zugänglich. Im Einsatzbereich der Elektronensysteme, für Gatespannungen zwischen -50 mV

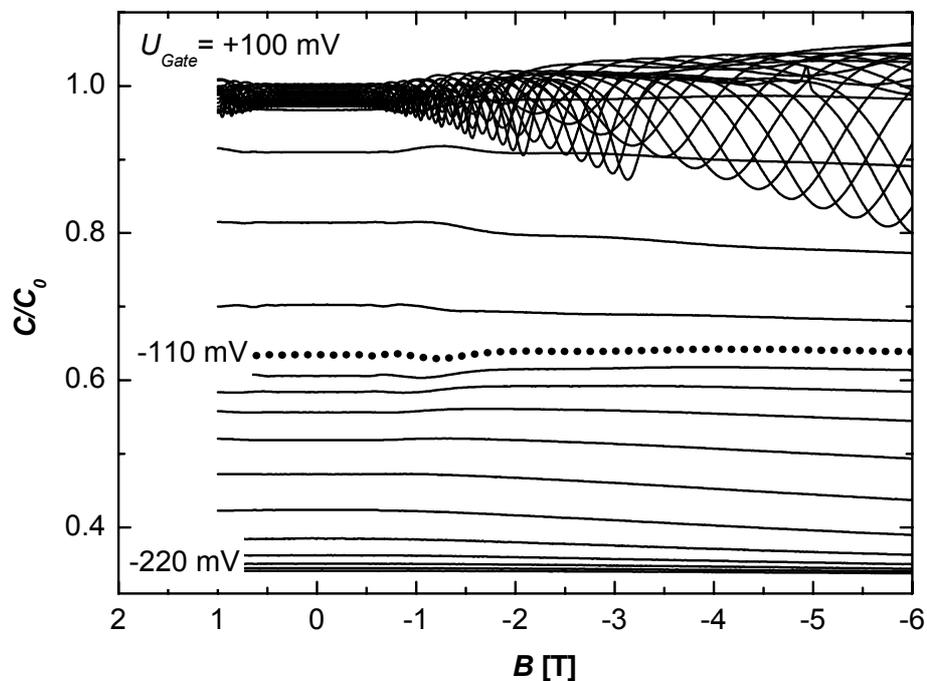


Abb. 4.26: Normierte Magnetokapazitätsspektren der EpiMIS-Struktur mit Zusatzbarriere (#1297) für verschiedene Gatespannungen zwischen -220 mV und +100 mV; Schrittweite 10 mV. Die gepunktet hervorgehobene Kurve (-110 mV) wird in Abb. 4.27 vergrößert dargestellt.

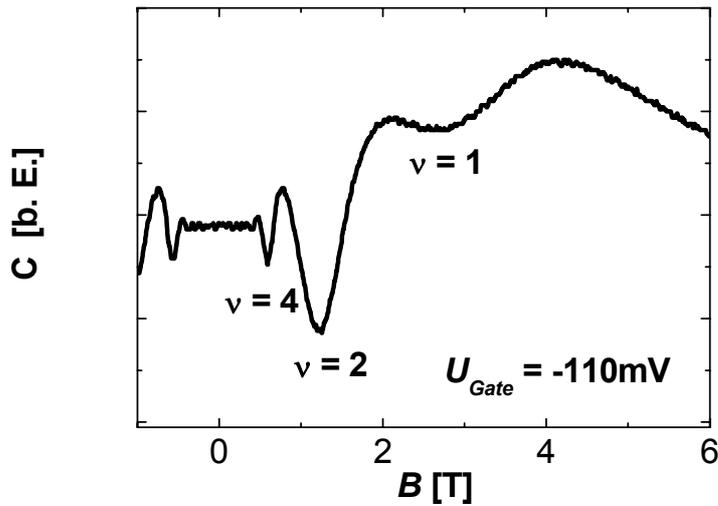


Abb. 4.27: Magnetokapazitätsspektrum bei der Gatespannung $U_{Gate} = -110$ mV. Den Minima werden die Füllfaktoren $\nu = 4, 2, 1$ zugeordnet. Aus der Magnetfeldposition der Füllfaktoren wird die Dichte des unteren 2DEGs auf $0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt.

und -150 mV, kann aus Kapazitätsmessungen bei kleinen Feldern keine Information gewonnen werden.

Mittels der Magnetokapazitätsmessungen sind hingegen weitere schwache Minima auflösbar, so dass die Dichte bestimmt werden kann. Die in Abb. 4.26 gestrichelt hervorgehobene Kurve bei $U_{Gate} = -110$ mV ist exemplarisch in Abb. 4.27 vergrößert dargestellt. Aus den Magnetfeldpositionen der Füllfaktoren $\nu = 2$ oder $\nu = 4$ kann die Dichte auf $0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt werden.

In Abbildung 4.28 sind die Ergebnisse der beiden Auswertungsmethoden aufgetragen. Zur Orientierung ist das Kapazitätsspektrum für $B = 1$ T dargestellt. Der Verlauf der Werte kann

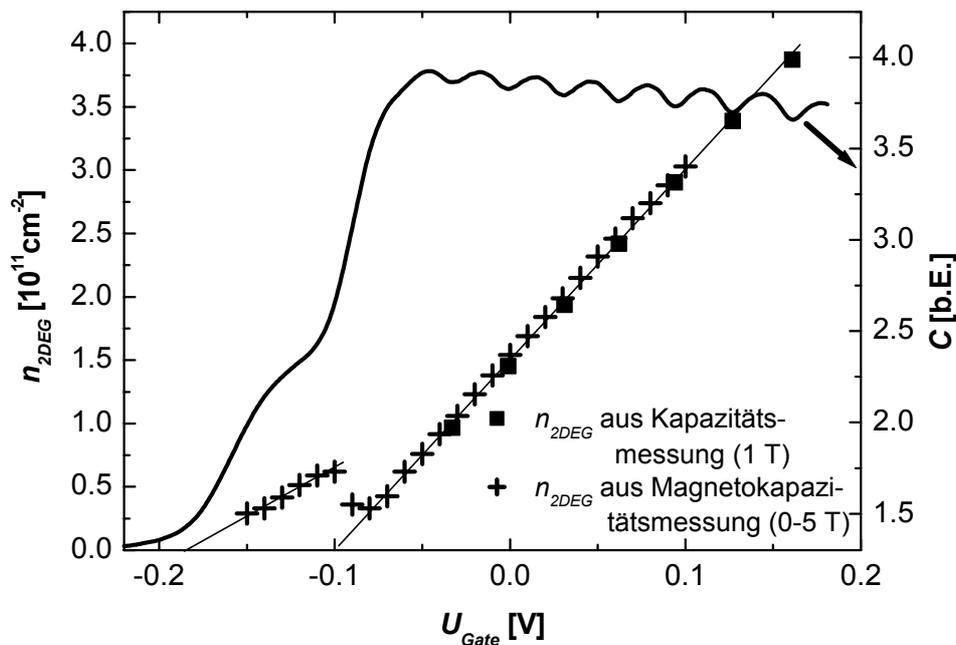


Abb. 4.28: 2DEG-Dichte in Abhängigkeit von der Gatespannung, ermittelt aus Magnetokapazitäts- und Kapazitätsmessungen an der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere (#1297). Die Geraden verdeutlichen den jeweils linearen Anstieg der Dichte. Zur Orientierung ist das Kapazitätsspektrum für $B = 1$ T dargestellt.

gut mit zwei Geraden unterschiedlicher Steigung verdeutlicht werden. Die ermittelte Dichte steigt ab $U_{Gate} \approx -190$ mV linear mit der Gatespannung an, sinkt deutlich bei $U_{Gate} \approx -100$ mV ab und steigt wiederum mit stärkerer Steigung bis zu einer Dichte von $4 \cdot 10^{11}$ cm⁻² linear an. Der erste Anstieg der Dichte von $U_{Gate} = -190$ mV bis -100 mV reflektiert die zunehmende Bevölkerung des unteren 2DEGs, der zweite Anstieg hingegen die zunehmende Bevölkerung des 2DEGs im QW. Der stärkere Anstieg der Dichte bei Besetzung des QW reflektiert direkt die größere geometrische Kapazität des Elektronensystems bezüglich der Gateelektrode. Der Verlauf der Dichte des unteren 2DEGs kann für Gatespannungen größer -100 mV experimentell nicht ermittelt werden. Aufgrund der weitgehenden Abschirmung des elektrischen Feldes durch das 2DEG im QW wird die Dichte im unteren 2DEG mit zunehmender Gatespannung vermutlich nur noch geringfügig ansteigen.

4.3 Kapazitätsspektroskopie an EpiMIS-Struktur mit invertiertem HEMT als Rückkontakt

Im vorliegenden Kapitel werden die Ergebnisse von Kapazitätsmessungen an einer EpiMIS-Struktur mit modifiziertem Rückkontakt, der Probe #1218, vorgestellt. Die Struktur unterscheidet sich von einer Standard-EpiMIS-Struktur im wesentlichen durch den Aufbau des Rückkontakts. Während in der EpiMIS-Struktur der Rückkontakt aus volumendotiertem GaAs besteht, wird er in Probe #1218 durch eine invertierte HEMT-Struktur ersetzt. Die Ergebnisse belegen, dass Kapazitätsmessungen an Proben mit dem modifizierten Rückkontakt weitgehend möglich sind.

Vorteilhaft an dem veränderten Design ist, dass neben konventionellen Kapazitätsmessungen auch Tunnelspektroskopie zwischen dem unteren 2DEG des Rückkontakts und dem oberen 2DEG möglich ist. Durch laterale Strukturierung des Epigates kann die Dimensionalität des oberen Systems weiter reduziert werden, so dass eventuell auch Tunnelexperimente zwischen 2D-1D oder 2D-0D realisierbar sind [Smol96].

An Proben, bei denen der Abstand zwischen den beiden Elektronensystemen weiter reduziert ist, können Experimente zur Hybridisierung beider Elektronensysteme durchgeführt werden [Dolg98], [Dolg99], [Khra00].

Das Durchtrennen des Rückkontaktes, das in Standard-EpiMIS-Strukturen durch Tiefmesa-Ätzung erfolgt, kann mit metallischen Elektroden durch Feldeffekt erfolgen.

Die Störung des oberen 2DEGs ist eventuell reduziert. In Proben hoher Qualität wird die Beweglichkeit stark von den ionisierten Donatoren beeinflusst. Der Einfluss der Donatoren auf das obere 2DEG ist bei dem Probendesign vermutlich stark abgeschwächt, weil das untere 2DEG die Donatoren abschirmt.

Der Vorteil des 3D-Rückkontaktes, die weitgehende Unabhängigkeit der Leitfähigkeit vom senkrechten Magnetfeld [Murz98], wird bei dem modifizierten Probendesign aufgegeben. Die Forderung an den Messaufbau, dass alle seriellen Widerstände und damit auch der des Rückkontaktes gegenüber der kapazitiven Impedanz der Probe zu vernachlässigen sind, ist vor allem im Magnetfeld, bei ganzzahligen Füllfaktoren des Rückkontaktes, eventuell nicht zu erfüllen.

Die Beweglichkeit des 2D-Rückkontaktes in Probe #1218 wird über zeitnah gewachsene invertierte HEMT-Strukturen abgeschätzt: Bei einer Dichte von $5 \cdot 10^{11}$ cm⁻² wird eine Beweglichkeit von 25 000 cm²/Vs ermittelt. Die relativ geringe Beweglichkeit begünstigt den Einsatz als Rückkontakt, da aufgrund der hohen Streuverbreiterung noch eine genügend hohe Leitfähigkeit bei ganzzahligen Füllfaktoren vorliegen kann.

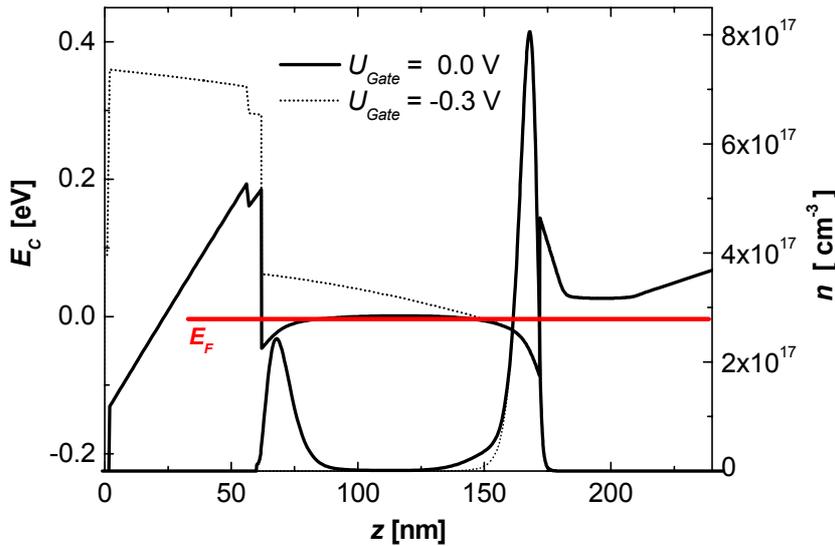


Abb. 4.29: Berechneter Leitungsbandverlauf bezüglich der Fermienergie E_F und Ladungsträgerdichteverteilung bei verschiedenen Gatespannungen.

In Abbildung 4.29 sind der berechnete Leitungsbandverlauf und die entsprechende Ladungsträgerdichteverteilung für Probe # 1218 exemplarisch für zwei Gatespannungen dargestellt. Für die Rechnung wird das Epigate vernachlässigt. Bei $U_{Gate} = -0.3$ V ist nur der invertierte HEMT bevölkert. In diesem Regime beeinflusst die Gatespannung direkt die 2DEG-Dichte des Rückkontaktes. Nach Besetzung des oberen 2DEGs, beispielsweise bei $U_{Gate} = 0.0$ V, steigt dessen Dichte mit zunehmender Gatespannung. Das obere 2DEG schirmt das elektrische Feld weitgehend ab, so dass die Dichte des Rückkontaktes näherungsweise konstant bleibt.

Abbildung 4.30 zeigt die Kapazitätsspektren an Probe #1218 bei verschiedenen Magnetfeldern für $B = 0-8$ T und einer Temperatur von 4 K. Die Gatefläche beträgt $A = 0.2$ mm². Die Spektren ähneln denen einer Standard-EpiMIS-Struktur. Die Kapazitätsminima der Landauaufspaltung sind ab $B = 1$ T zu erkennen, die Aufhebung der Spinentartung bei Füllfaktor

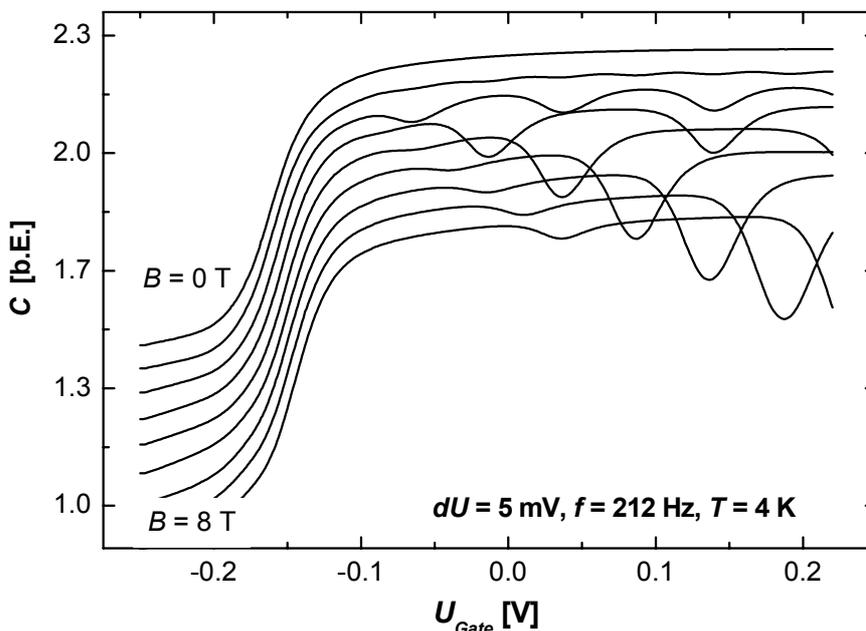


Abb. 4.30: Kapazitätsspektren bei verschiedenen Magnetfeldern an EpiMIS-Struktur mit Rückkontakt aus invertiertem HEMT. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben.

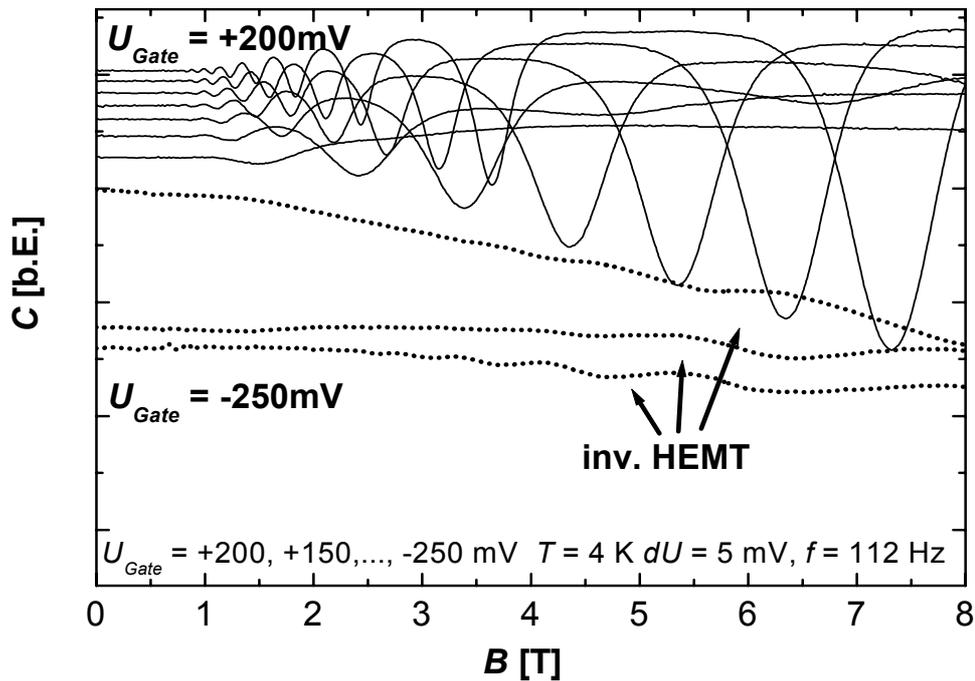


Abb. 4.31: Magnetokapazitätsspektren bei Gatespannungen zwischen +0.2 V und -0.25 V und Temperatur $T = 4$ K in Abhängigkeit vom senkrechten Magnetfeld. Die Spannungsdifferenz zwischen den einzelnen Kurven, die übersichtshalber vertikal verschoben sind, beträgt $\Delta U_{Gate} = 50$ mV. Die mit Pfeilen markierten Oszillationen stammen von dem 2D-Rückkontakt unter der Gateelektrode.

$\nu = 1$ ist ab $B = 3$ T aufzulösen. Ein Unterschied ist der deutliche Kapazitätsanstieg vor dem Einsatz des oberen 2DEGs bei Gatespannungen kleiner -150 mV. Das Verhalten wird der Verlagerung der Ladungsträgerverteilung des invertierten HEMTs zugeordnet.

Die zu Abb. 4.30 korrespondierenden Magnetokapazitätsspektren für verschiedene feste Gatespannungen werden in Abb. 4.31 gezeigt. Für Gatespannungen zwischen $U_{Gate} = +200$ mV und -100 mV ist das obere 2DEG bevölkert. Die Spektren ähneln denen einer Standard-EpiMIS-Struktur mit konventionellem 3D-Rückkontakt.

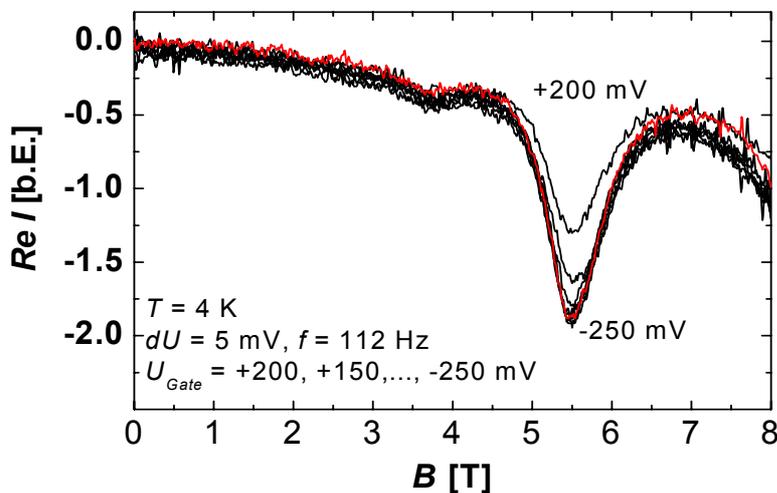


Abb. 4.32: Magnetokapazitätsspektren: Resistives Signal bei verschiedenen Gatespannungen und Temperatur $T = 4$ K in Abhängigkeit vom Magnetfeld: Die Positionen der Minima verändern sich nicht.

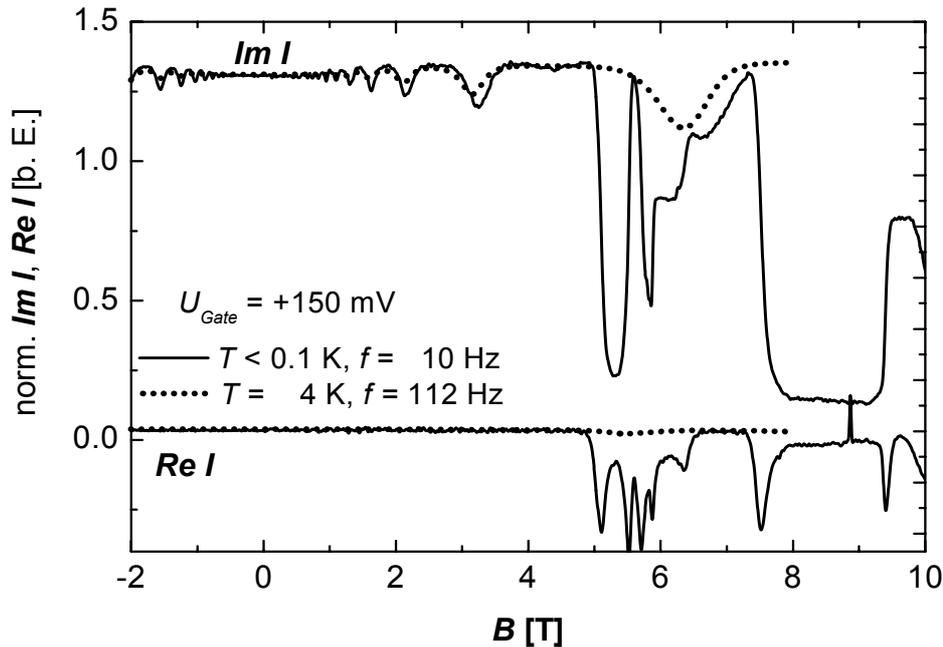


Abb. 4.33: Normierte Magnetkapazitätsspektren (#1218) bei konstanter Dichte bei $T = 0.1$ K (10 Hz) und bei $T = 4$ K (112 Hz) im Vergleich. Für $B > 5$ T wird für $T < 0.1$ K die Messung durch das resistive Signal sehr stark modifiziert.

Bei kleineren Gatespannungen zeigen sich weitere Oszillationen der Kapazität, die der Landauquantisierung des 2D-Rückkontakts unter der Gateelektrode zugeordnet werden. Aus den Oszillationen wird die 2DEG-Dichte bei $U_{Gate} = -250$ mV auf $9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Das resistive Signal ($Re I$) der Messungen in Abb. 4.31 wird in Abb. 4.32 gezeigt. Es sind wiederum deutliche Oszillationen zu erkennen. Weil die Position der Minima unabhängig von der angelegten Gatespannung ist, werden die Oszillationen der magnetfeldabhängigen Leitfähigkeit des ungegateten Rückkontaktes zwischen der Gatefläche und dem Anschluss des Rückkontakts zugeordnet. Die 2DEG-Dichte wird für diesen Bereich auf $5.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Die ermittelten Dichten des Rückkontaktes stimmen gut mit Ergebnissen selbstkonsistenter Bandberechnungen überein.

Zusätzlich zu den Messungen bei 4 K ist untersucht worden, inwiefern Messungen bei Temperaturen kleiner 0.1 K möglich sind. Die Abb. 4.33 zeigt zwei normierte Messkurven bei gleicher Gatespannung und verschiedenen Temperaturen. Bei 4 K ist eine Kapazitätsmessung bis $B = 8$ T möglich ($f = 112$ Hz), ohne dass das resistive Signal relevant wird. Bei 0.1 K hingegen sind Kapazitätsmessungen nur bis 4.5 T möglich ($f = 10$ Hz). Bei höheren Feldern dominiert das resistive Signal, das durch die füllfaktorabhängige Leitfähigkeit sowohl des ungegateten Rückkontakts als auch des Rückkontakts unter der Gatefläche bestimmt wird.

Die Ergebnisse der Kapazitätsmessungen an 2DEG-Proben der EpiMIS-Struktur mit modifiziertem Rückkontakt motivieren weitere Experimente, beispielsweise die Untersuchung der Spektren von Drahtarrays.

4.4 Tunnelspektroskopie

Im nachfolgenden Kapitel werden grundlegende Begriffe für Tunnelprozesse eingeführt; eine umfangreiche theoretische und experimentelle Beschreibung von Tunnelprozessen zwischen Systemen unterschiedlicher Dimensionalität findet sich beispielsweise bei *Smoliner et al.* [Smol93].

Eine erfolgreiche Methode zur Beschreibung von Tunnelprozessen zwischen zwei Systemen, die durch eine Barriere getrennt sind, ist der Hamiltonsche Transfer-Formalismus [Bard61]. Der Tunnelprozess startet auf Seite 1 und endet auf Seite 2 der Barriere. Wichtige Grundannahme ist eine geringe Tunnelwahrscheinlichkeit, so dass Anfangs- und Endzustände in beiden Systemen als unabhängig voneinander betrachtet werden können.

Für den Tunnelstrom gilt allgemein nach *Smoliner et al.* bzw. *Wolf* [Wolf85]:

$$I \propto \sum_{k_1, k_2} \int dE |M_{k_1, k_2}|^2 D_1(E) D_2(E) (f((E - eV_{tun}), T) - f(E, T)), \quad (4.13)$$

mit M_{k_1, k_2} dem Tunnel-Matrixelement von Übergängen zwischen Zuständen im Anfangssystem mit dem Impulsvektor k_1 und dem Endsystem mit dem Impulsvektor k_2 . $D_{1,2}$ sind die Einteilchenzustandsdichten der beiden Systeme, f die Fermi-Dirac-Funktion und V_{tun} die Spannung, die über der Tunnelbarriere abfällt. Die Summation erfolgt über alle möglichen Impulsvektoren k in Anfangs- und Endsystem.

Das Tunnel-Matrixelement kann ausgedrückt werden durch [Wolf85]:

$$M_{k_1, k_2} \propto \iint_{z=z_0} d^2S \left(\Psi_1^* \frac{\partial \Psi_2}{\partial z} - \Psi_2^* \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} \right), \quad (4.14)$$

mit den Wellenfunktionen Ψ_1 , Ψ_2 von Anfangs- und Endsystem. Das Flächenintegral wird in der Ebene der Barriere an der Position $z = z_0$ durchgeführt. Über das Matrixelement gehen die Transmissionswahrscheinlichkeit der Barriere und die Überlappintegrale der Wellenfunktionen der beiden Systeme in den Formalismus ein.

In vielen Arbeiten findet sich ein modifizierter Ausdruck von Gl. (4.13), der den Einfluss der Streuverbreiterung auf den Tunnelprozess berücksichtigt [Zhen93], [Turn96], [Boeb93]:

$$I \propto \sum_{k_1, k_2} \int dE |M_{k_1, k_2}|^2 A_1(k_1, E) A_2(k_2, E) (f((E - eV_{tun}), T) - f(E, T)). \quad (4.15)$$

Die Einteilchenzustandsdichte geht in Gl. (4.15) über die sogenannte Spektralform $A_{1,2}(k, E)$ ein, mit der die Streuverbreiterung in den Systemen berücksichtigt wird. *Turner et al.* benutzen für die Spektralform eine Lorentzkurve mit [Turn96]:

$$A_i(k, E) \propto \left[\Gamma_i^2 + \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - E \right)^2 \right]^{-1}. \quad (4.16)$$

Für die Auswertung der folgenden Experimente werden die Formeln aufgegriffen und unter Annahme weiterer Näherungen vereinfacht.

4.41 Tunnelgap des 2DEGs in der Standard-EpiMIS-Struktur

Der Tunnelprozess in ein 2DEG wird wesentlich durch die Einteilchenzustandsdichte des 2DEGs bestimmt. In verschiedenen theoretischen Arbeiten wird für die Einteilchenzustandsdichte des 2DEGs im Magnetfeld eine Energielücke an der Fermikante, ein sogenanntes Tunnelgap, aufgrund von Wechselwirkungseffekten vorhergesagt [Efro93], [Piku95], [Yang93], [Ale95], [Alts80].

Ein lineares Gap der Einteilchenzustandsdichte D_S wird beschrieben mit:

$$D_S(E) = \alpha |E - E_F|, \quad (4.17)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor α .

In unterschiedlichen Tunnelexperimenten wird ein Gap nachgewiesen [Eise92b], [Brow94], [Lok97], [Chan97], [Chan99]. Aus Kapazitätsmessungen an MIS-artigen Strukturen wird von *Ashoori et al.* ein füllfaktorunabhängiges, lineares Gap [Asho90], [Asho93] bestimmt.

Deviatov et al. ermitteln an einer MIS-Struktur hingegen ein füllfaktorabhängiges, lineares Gap [Devi00], [Dolg95].

In diesem Kapitel wird untersucht, ob es in den Spektren der Standard-EpiMIS-Struktur ebenfalls Hinweise auf ein Gap in der Zustandsdichte gibt. Der Probenaufbau ähnelt, abgesehen von der Epigate-Schicht, den MIS-Strukturen bei *Deviatov et al.*, so dass eine qualitative Übereinstimmung der Ergebnisse erwartet wird [Devi00].

Die Abb. 4.35 zeigt den Imaginär- und Realteil des Stromes einer Kapazitätsmessung bei $B = 14$ T und $T < 100$ mK. Im kapazitiven Signal sind die Minima der ganzzahligen und der fraktionierten Füllfaktoren zu erkennen. Das resistive Signal zeigt mit Pfeilen gekennzeichnete charakteristische Strukturen, die nicht den Verlauf des kapazitiven Signals reflektieren. Neben einer kamelrückenartigen Struktur bei Füllfaktor $\nu = 1$ gibt es ein weiteres Maximum vor $\nu = 2$.

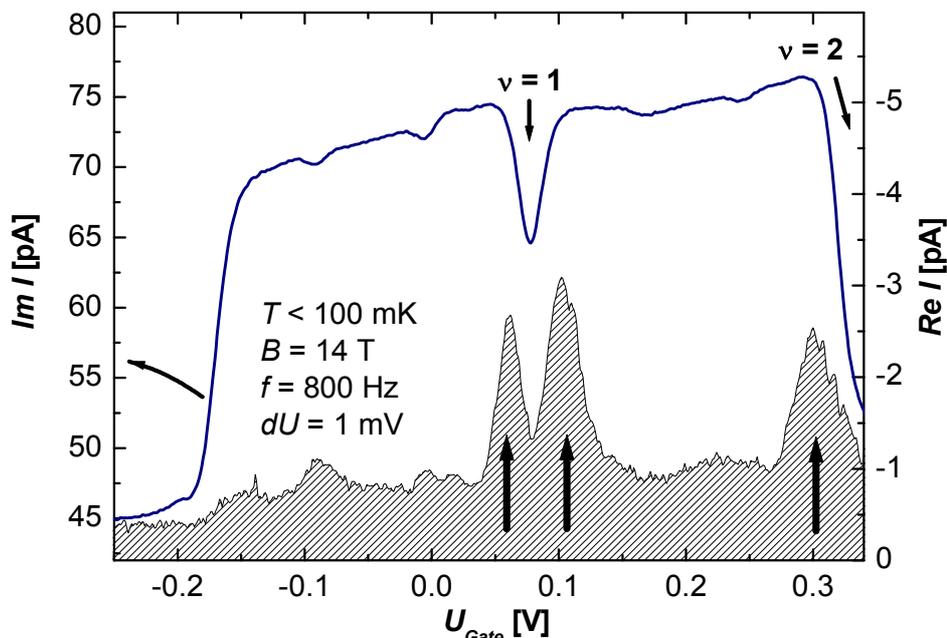


Abb. 4.35: Kapazitätsmessung an EpiMIS-Struktur #1011 (Imaginär- und Realteil des Stroms I). Die Pfeile kennzeichnen die Füllfaktoren im imaginären Signal und die charakteristischen Strukturen im resistiven Signal: Eine Kamelrückenstruktur bei Füllfaktor $\nu = 1$ und ein Maximum vor $\nu = 2$.

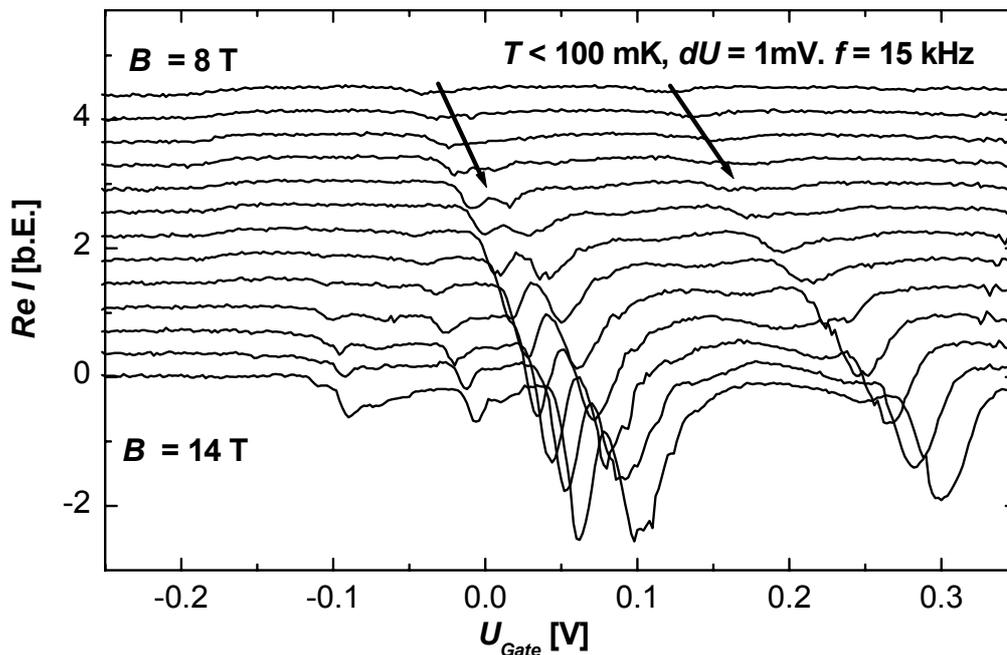


Abb. 4.36: Resistives Signal ($Re I$) in Abhängigkeit von der Gatespannung für die Magnetfelder $B = 8-14$ T. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Mit Pfeilen wird der Verlauf der an die Füllfaktorpositionen gekoppelten Strukturen verdeutlicht. Die Ausprägung der Strukturen nimmt mit ansteigendem Magnetfeld zu.

vor Füllfaktor $\nu = 2$.

Die Abhängigkeit des resistiven Signals vom Magnetfeld wird in Abb. 4.36 gezeigt. Das Feld wird zwischen 8 T und 14 T variiert, die einzelnen Kurven sind übersichtshalber konstant verschoben. Die gegenüber dem Spektrum in Abb. 4.35 auf 20 kHz erhöhte Messfrequenz hat keinen qualitativen Einfluss auf die Form der Strukturen. Die Amplituden der charakteristischen Strukturen, die ab $B = 8$ T aufgelöst werden, nehmen mit ansteigendem Magnetfeld zu. Die Strukturen, die an die jeweilige Füllfaktorposition gekoppelt sind, verschieben sich mit zunehmenden Feld zu höheren Gatespannungen. Ab einer Feldstärke von $B = 12$ T treten zusätzlich schwache Strukturen bei fraktionierten Füllfaktoren auf.

Die Spektren mit den charakteristischen, füllfaktorabhängigen Strukturen ähneln sehr den entsprechenden Spektren bei *Deviatov et al.* und *Dolgoplov et al.* an MIS-Strukturen [Devi00], [Dolg95].

Um den Ursprung der Strukturen im resistiven Signal dem Tunnelwiderstand zuzuordnen, müssen vorerst andere Widerstände im Aufbau ausgeschlossen werden: Die seriellen Widerstände von Rückkontakt, Kontakt und Leitungen sind unabhängig von der Gatespannung und bei den hier benutzten Messfrequenzen zu vernachlässigen. Falls die Tunnelbarriere lateral inhomogen ist, wird die Leitfähigkeit in der Ebene des 2DEGs relevant. Für einen derartigen Transportvorgang wird aber erwartet, dass im Magnetfeld genau bei geradzahligen Füllfaktoren die Leitfähigkeit minimal wird und das resistive Signal deutliche Strukturen zeigt. In den Spektren gibt es bei Füllfaktor $\nu = 2$ keine signifikante Struktur, so dass der Einfluss vom lateralen Transport im Folgenden vernachlässigt wird.

Für die Auswertung werden der Tunnelstrom durch die Barriere I_{tun} und die Spannung, die über der Barriere abfällt, V_{tun} eingeführt. Es gelten [Devi00]:

$$V_{tun} = \frac{C_{low}}{\omega(C_{low} - C_{high})^2} \left(\frac{x_w}{x_g} \right)^2 \cdot \text{Re } I \quad \text{und} \quad I_{tun} = \text{Im } I. \quad (4.18)$$

Die Werte für C_{high} , x_w und x_g werden in Kap. 4.3 ermittelt, die Kapazität C_{low} wird mit $C_{low} = \text{Im } I / (dU\omega)$ bestimmt.

Die den Tunnelstrom beschreibende Gleichung (4.13) vereinfacht sich unter der Annahme der Impulserhaltung während des Tunnelprozesses. Für das Tunnelmatrixelement folgt:

$M_{k1,k2} \propto \delta_{k1,k2}$, so dass der Tunnelstrom zwischen Rückkontakt und 2DEG in einer EpiMIS-Struktur genähert werden kann zu [Devi00]:

$$I_{tun} \propto \int_{-\infty}^{\infty} D_{BG} D_s(E) [f(E - eV_{tun}, T) - f(E, T)] dE, \quad (4.19)$$

mit der als konstant angenommenen Einteilchenzustandsdichte D_{BG} des Rückkontakts, der Einteilchenzustandsdichte $D_s(E)$ des 2DEGs und der Fermi-Dirac-Funktion $f(E, T)$.

Unter der Annahme eines linearen Gaps der Einteilchenzustandsdichte, Gl. (4.17), folgt für den Tunnelstrom I_{tun} aus Gl. (4.19) für $eV_{tun} > kT$ eine parabolische Abhängigkeit von der Spannung über der Tunnelbarriere V_{tun} . Umgekehrt kann aus der experimentellen Bestimmung einer parabolischen I_{tun} - V_{tun} -Abhängigkeit auf ein lineares Gap geschlossen werden.

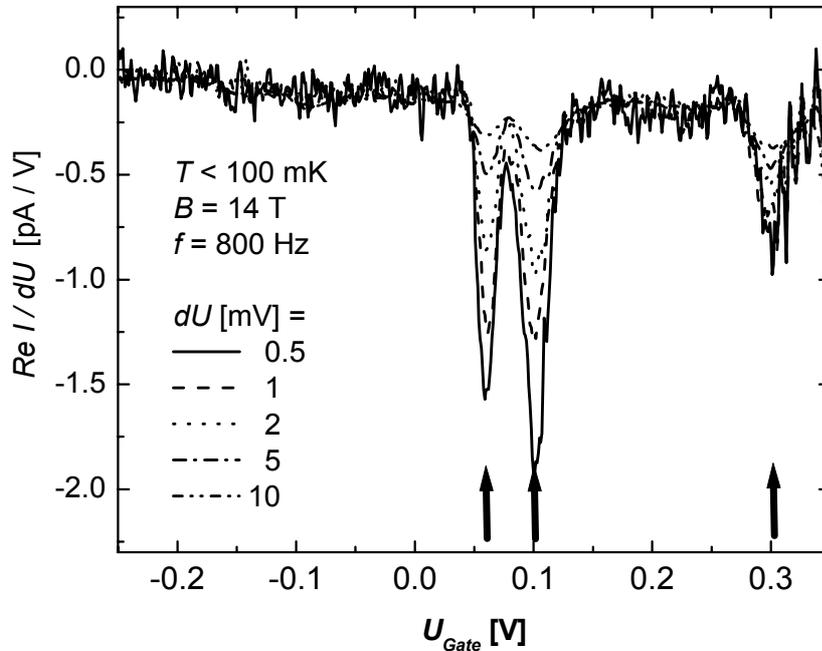


Abb. 4.37: Resistives Signal ($\text{Re } I$) normiert auf die Anregungsamplitude in Abhängigkeit von der Gatespannung. Mit Pfeilen werden die charakteristische Kamelrückenstruktur um Füllfaktor $\nu = 1$ und das Maximum vor $\nu = 2$ gekennzeichnet. Die Amplitude des resistiven Signals ist in diesen Bereichen stark nicht-linear.

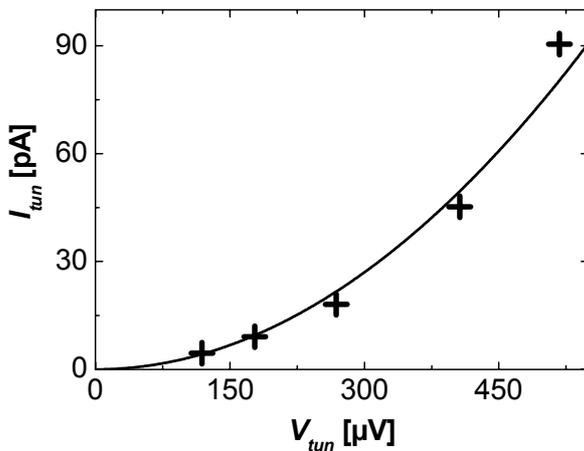


Abb. 4.38: Tunnelstrom I_{tun} in Abhängigkeit von der Tunnelspannung V_{tun} . Die Werte sind an der Kamelhöcker-Struktur bei $\nu \approx 1.1$ ermittelt worden. Die Werte lassen sich gut parabolisch fiten.

Um die Abhängigkeit des Tunnelstroms I_{tun} von der Spannung V_{tun} zu bestimmen, werden Messungen bei gleicher Anregungsfrequenz und verschiedenen Anregungsamplituden durchgeführt. Der Tunnelstrom I_{tun} skaliert linear mit der Anregungsamplitude.

In Abb. 4.37 wird das auf die Anregungsamplitude normierte resistive Signal gezeigt: In den Bereichen der charakteristischen Strukturen ist das Signal stark nicht-linear. Exemplarisch werden die Spektren im Höcker bei Füllfaktor $\nu \approx 1.1$ ausgewertet und die Abhängigkeit der Spannung V_{tun} von dem Tunnelstrom I_{tun} ermittelt. Die I_{tun} - V_{tun} -Mittelung des Signals durch die Lock-In-Messung selbst wird nicht berücksichtigt.

In Abb. 4.38 ist neben den ermittelten Werten ein parabolischer Fit aufgetragen, der den Verlauf gut beschreibt. Die Annahme eines linearen Gaps der Einteilchenzustandsdichte wird durch die parabolische Abhängigkeit bestätigt.

Auch die exemplarische Auswertung des resistiven Signals der EpiMIS-Spektren ist damit in qualitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen von *Deviatov et al.* an MIS-Strukturen [Devi00].

4.42 2D-2D-Tunneln ohne Magnetfeld

In diesem Kapitel werden Kapazitätsmessungen an der EpiMIS mit Zusatzbarriere (#1235) bei verschiedenen Frequenzen gezeigt. Aus dem Außer-Phase-Signal der Messungen, dem imaginären Signal, wird der Tunnelwiderstand zwischen den beiden Elektronensystemen in Abhängigkeit von der Gatespannung ermittelt. Der Verlauf des Widerstandes kann qualitativ gut mit einem einfachen Modell beschrieben werden.

Bei den bisher vorgestellten Messungen an EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere in Kap. 4.2 wird die Messfrequenz stets so niedrig gewählt, dass das resistive Signal keine Strukturen zeigt und das imaginäre Signal die Kapazität widerspiegelt. Die Abhängigkeit des gemessenen Signals von der Frequenz lässt sich für MIS-Strukturen durch Gl. (4.20) beschreiben, für den Leitwert gilt [Devi00]:

$$\frac{I}{U} = \frac{\omega^2 \tau (C_{low} - C_{high})}{(1 + \omega^2 \tau^2)} + i \left[\frac{(C_{low} - C_{high})}{(1 + \omega^2 \tau^2)} + C_{high} \right], \quad \text{mit} \quad (4.20)$$

$$\tau = R_{tun} (C_{low} - C_{high}) \left(\frac{x_g}{x_w} \right)^2. \quad (4.21)$$

Die phänomenologische Tunnelzeit τ ist linear mit dem Tunnelwiderstand R_{tun} verknüpft. Die geometrischen Abstände x_g , x_w sind in Kap. 4.1 eingeführt. Das Kapazitätssignal im Niederfrequenzlimes ($1 \gg \omega^2 \tau^2$) wird mit C_{low} bezeichnet, das Signal im Hochfrequenzlimes ($1 \ll \omega^2 \tau^2$) entspricht C_{high} .

Für die Übertragung von Gl. (4.20) auf EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere muss der Hochfrequenzlimes C_{high} genauer definiert werden, weil es für die Struktur zwei Hochfrequenzgrenzwerte der Kapazität gibt. Der erste Grenzwert ergibt sich, wenn das untere 2DEG innerhalb einer Periode noch umgeladen werden kann, das 2DEG im QW aber nicht mehr. Der zweite Grenzwert ergibt sich, wenn sowohl das 2DEG im QW als auch das untere 2DEG nicht mehr umgeladen werden können.

In Kapazitätsmessungen an Standard-EpiMIS-Strukturen wird ohne angelegtes Magnetfeld für Frequenzen bis 200 kHz keine Beschränkung des Ladeprozesses des 2DEGs durch den Tunnelwiderstand nachgewiesen. In den EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere beträgt der Abstand zwischen Rückkontakt und dem unteren 2DEG, analog zu dem Abstand in Standard-EpiMIS-Strukturen, 100 nm, aus undotiertem GaAs. Eine Einschränkung des Ladeprozesses des unteren 2DEGs wird deswegen nicht erwartet.

Die Dimensionierung der zusätzlichen Barriere ist in Anlehnung an das Probedesign bei *Ashoori et al.* derart angelegt, dass eine Unterdrückung des Ladens des 2DEGs im QW in dem experimentell zu Verfügung stehenden Frequenzbereich mit $f < 200$ kHz erwartet wird [Asho91a]. Im Folgenden wird mit C_{high} deshalb die Kapazität in dem Grenzfall bezeichnet, in dem nur das Laden des Elektronensystems im QW unterdrückt wird.

Nach Gl. (4.20) kann sowohl aus dem imaginären, als auch aus dem resistiven Signal der Tunnelwiderstand R_{tun} ermittelt werden kann, wenn C_{low} , C_{high} und x_w/x_g bekannt sind. Für die Auswertung der Spektren wird im Folgenden nur das imaginären Signal herangezogen; aus dem resistiven Signal ermittelte Ergebnisse für den Tunnelwiderstand stimmen überein.

In Abb. 4.39 sind die normierten Spektren für verschiedene Frequenzen zwischen 400 Hz und 200 kHz dargestellt. Die Spektren für Frequenzen kleiner 2 kHz sind weitgehend identisch

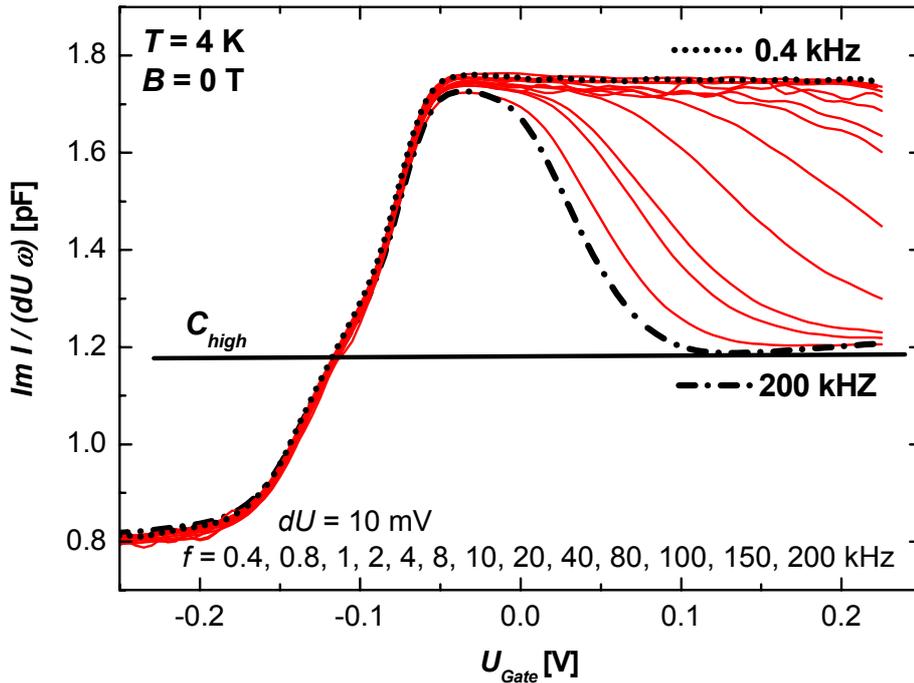


Abb. 4.39: Normiertes imaginäres Signal der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere in Abhängigkeit von der Gatespannung für unterschiedliche Frequenzen zwischen 400 Hz und 200 kHz. Exemplarisch für C_{low} ist die Kurve mit der Frequenz von 400 Hz gepunktet hervorgehoben. Zusätzlich ist die Näherung für die Kapazität im Hochfrequenzlimes C_{high} aufgetragen.

und entsprechen C_{low} , exemplarisch ist die Kurve für die Frequenz 400 Hz als gepunktete Linie hervorgehoben. Mit zunehmender Frequenz bricht das Signal in dem Gatespannungsbereich größer -50 mV ein und sinkt auf ein neues Plateau, das der Kapazität C_{high} zugeordnet wird. Die Näherung des Verlaufs von C_{high} wird zusätzlich durch die Ergebnisse von Kap. 4.45 unterstützt. Unterhalb von -100 mV ist das Signal frequenzunabhängig; weder der Ladeprozess des unteren 2DEGs noch andere resistive Elemente im Messaufbau sind relevant.

Der Einbruch des Signals wird in den nachfolgenden Überlegungen allein auf den Tunnelwiderstand zwischen den beiden 2DEGs zurückgeführt. Der Einfluss von lateralem Transport in den 2DEGs, der durch Inhomogenitäten der Tunnelbarriere entstehen könnte, wird vernachlässigt. Weiter wird angenommen, dass der Ladeprozess des 2DEGs im QW nur aus dem unteren 2DEG erfolgt und dass ein Laden aus dem dreidimensionalen Rückkontakt nicht relevant ist.

In Abb. 4.40 ist der mit Gl. (4.20) und Gl. (4.21) aus Spektren in Abb. 4.39 berechnete Tunnelwiderstand R_{tun} in Abhängigkeit von der Gatespannung dargestellt. Die aus den Spektren unterschiedlicher Frequenz ermittelten Kurven stimmen gut überein, der Widerstand nimmt mit zunehmender Gatespannung näherungsweise parabolisch zu. Die Zunahme des Tunnelwiderstandes lässt sich qualitativ mit der Impulserhaltung während des Tunnelprozesses motivieren [Smol89]: In einem 2DEG ist der Impuls der Elektronen an der Fermikante proportional zur 2DEG-Dichte. Die Dichte des unteren 2DEGs sei konstant ($\approx 0.65 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$), die Dichte des 2DEGs im QW hingegen steigt ab der Einsatzspannung bei -100 mV linear mit der Gatespannung auf eine Dichte von $3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ an. Der ansteigende Tunnelwiderstand reflektiert folglich die zunehmende Impulsfehlانpassung der Elektronen an der Fermikante beider 2DEGs.

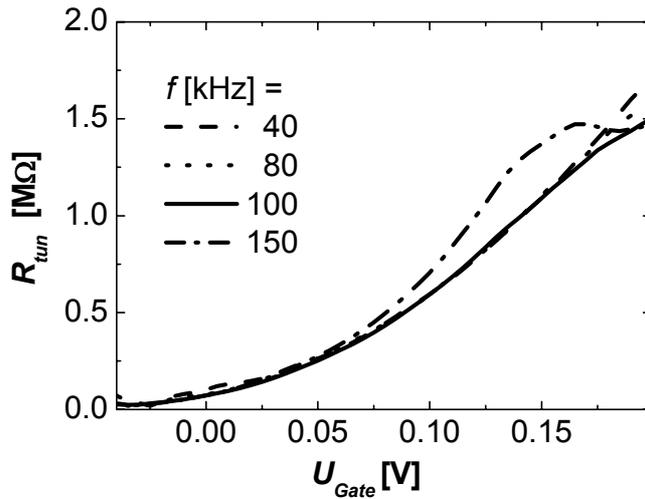


Abb. 4.40: Tunnelwiderstand in Abhängigkeit von der Gate-Spannung, ermittelt aus Spektren in Abb. 4.39 bei verschiedenen Frequenzen.

Für den Tunnelleitwert zwischen zwei parallelen 2DEGs benutzen *Turner et al.* für vernachlässigbare Spannungen über der Tunnelbarriere ($eV_{tun} < kT$) und unter den Annahmen der Impulserhaltung während des Tunnelprozesses [Smo89], geringer Streuverbreiterung ($\Gamma \ll E_F$) und tiefer Temperaturen ($k_B T \ll \Gamma$) den Ausdruck [Turn96]:

$$G(\Delta E_F) = G_0 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Delta E_F^2}, \quad (4.22)$$

mit der Konstanten G_0 , der Differenz der Fermienergien ΔE_F beider 2DEGs bezüglich der jeweiligen Subbandkanten und der Streuverbreiterung Γ , der lorentz-verbreiterten Spektralform. Die Verbreiterung Γ ist die Summe der Verbreiterungen beider 2DEGs ($\Gamma = \Gamma_{2DEG1} + \Gamma_{2DEG2}$). Um die ermittelte Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes mit Gl. (4.22) anfitzen zu können, wird zuerst die Abhängigkeit der 2DEG-Dichte im QW von der Gatespannung mit der in Kap. 4.22 beschriebenen Methode bestimmt. Weiter wird angenommen, dass die Dichte des unteren 2DEGs konstant $0.65 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ist. Die Differenz ΔE_F ist proportional zu der Dichtedifferenz beider 2DEGs ($\Delta E_F = \hbar^2 \pi / m^* \Delta n_s$).

In Abb. 4.41 ist die Abhängigkeit des Tunnelleitwertes von der Differenz der Fermienergien beider 2DEGs bezüglich der jeweiligen Subbandkanten für zwei Messfrequenzen dargestellt. Zusätzlich ist ein Fit mit Gl. (4.22) aufgetragen, der den Kurvenverlauf gut beschreibt. Die

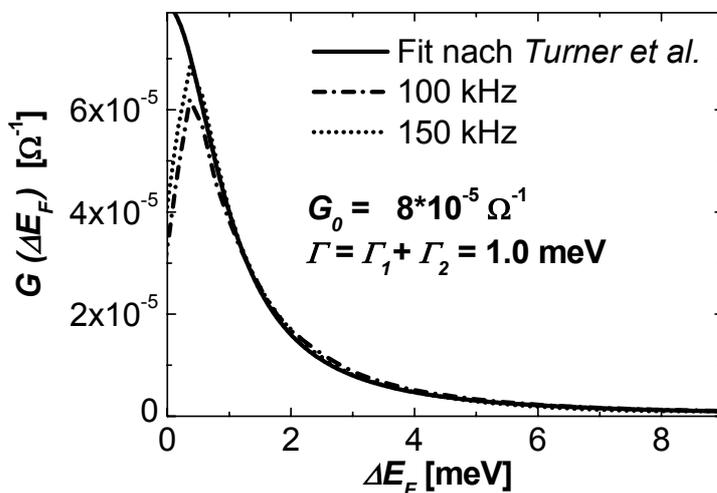


Abb. 4.41: Tunnelleitwert in Abhängigkeit von der Differenz der Fermienergien ΔE_F der beiden 2DEGs bezüglich der jeweiligen Subbandkanten. Der Fit wird nach *Turner et al.* mit Gl. (4.24) durchgeführt.

Abweichung bei geringer Energiedifferenz ($\Delta E_F < 0.6$ meV) entsteht durch den verbreiterten Einsatz der Spektren bei $U_{Gate} \approx -50$ mV.

Die grundlegende Annahme, dass ein 2D-2D-Tunnelprozess den Ladevorgang des 2DEGs im QW dominiert, wird durch die gute Übereinstimmung von Messung und Fit bestätigt. Der ermittelte Wert für die Verbreiterung beträgt $\Gamma = 1$ meV und ist damit in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von *Turner et al.*, bei denen für 2DEG-Dichten von $0.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ in beiden QW für die Verbreiterung ein Wert von $\Gamma \approx 1.2$ meV bestimmt wird.

Die Ergebnisse belegen, dass an Proben der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere Experimente mit 2D-2D-Tunneln durchgeführt werden können, obwohl keines der Elektronensysteme direkt ankontaktiert wird. Der experimentelle Aufbau ist damit im Vergleich zu den grundlegenden experimentellen Arbeiten an Doppelquantenwells, bei denen die beiden Elektronensysteme separat kontaktiert werden ([Murph95], [Turn96]), deutlich vereinfacht.

4.43 2D-2D-Tunnelspektroskopie bei Landauquantisierung

Der Einfluss des senkrecht zur Oberfläche orientierten Magnetfeldes auf den frequenzabhängigen Signaleinbruch der Kapazitätsspektren wird qualitativ auf den Tunnelwiderstand zwischen den quantisierten Elektronensystemen zurückgeführt. Exemplarisch werden Kapazitätssmessungen bei zwei verschiedenen Magnetfeldern bei einer Temperatur von 4 K vorgestellt.

In Abb. 4.42 sind die Spektren des normierten imaginären Signals der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere (#1235) für verschiedene Frequenzen zwischen 0.5 kHz und 200 kHz bei einem Magnetfeld von $B = 5$ T dargestellt. Mit Pfeilen sind die den Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ zugeordneten Minima markiert. Wie in Kap. 4.42 wird aus dem Einbruch des imaginären

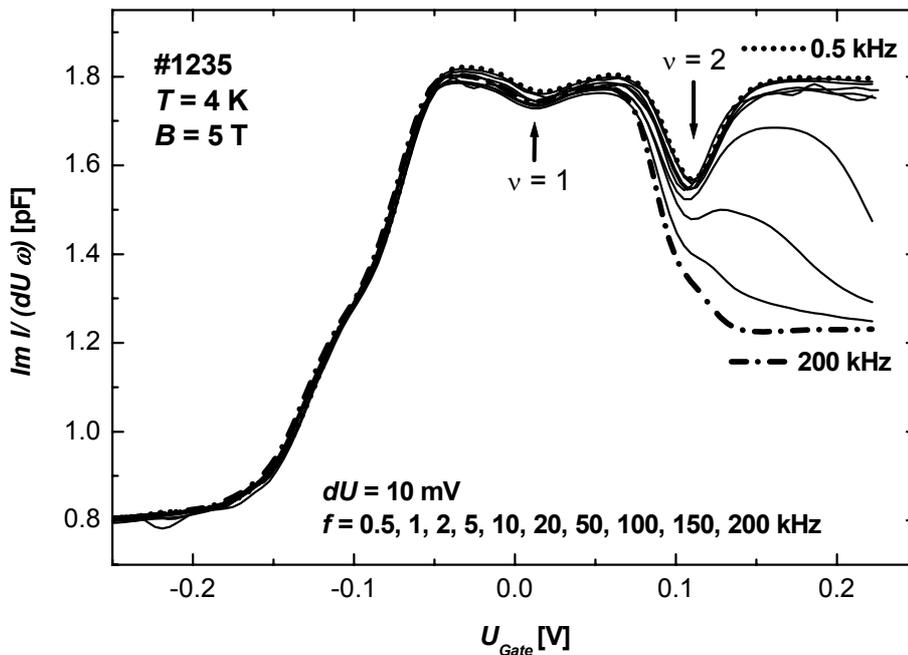


Abb. 4.42: Normiertes imaginäres Signal (#1235) bei einem senkrecht angelegten Feld von $B = 5$ T für verschiedene Frequenzen zwischen 0.5 kHz bis 200 kHz; die Temperatur beträgt $T = 4$ K. Mit Pfeilen sind die den Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ zugeordneten Minima gekennzeichnet.

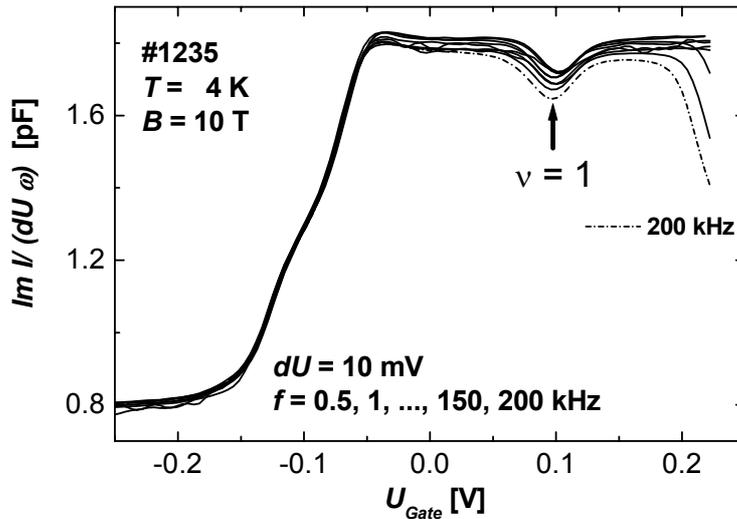


Abb. 4.43: Normiertes imaginäres Signal bei einem senkrecht angelegten Feld von $B = 10 \text{ T}$ für verschiedene Frequenzen zwischen 0.5 kHz bis 200 kHz (#1235). Das dem Füllfaktor $\nu = 1$ zugeordnete Minimum ist mit einem Pfeil markiert.

ren Signals bei hohen Frequenzen auf die Gatespannungsabhängigkeit des Tunnelwiderstandes geschlossen. Während das Signal ohne angelegtes Magnetfeld bei der Frequenz von 200 kHz bereits bei einer Gatespannung von 0 mV einbricht (Abb. 4.39), verschiebt sich der Signaleinbruch bei $B = 5 \text{ T}$ zu der Gatespannung von $\approx +100 \text{ mV}$. Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern ergeben eine direkte Kopplung des Signaleinbruchs bzw. des starken Tunnelwiderstandsanstieges an die Füllfaktorposition $\nu > 2$.

Bei einem Magnetfeld von $B = 10 \text{ T}$ befindet sich das 2DEG im gesamten Gatespannungsbereich in dem Füllfaktorregime $\nu < 2$, die entsprechenden Spektren sind in Abb. 4.43 dargestellt. Die Spektren sind weitgehend identisch, eine schwache Beeinflussung des Signals durch den Tunnelwiderstand ist nur bei Messungen mit Frequenz größer 100 kHz nachzuweisen.

Die Füllfaktorabhängigkeit des Tunnelwiderstandes wird im Folgenden auf die Eigenschaften des Tunnel-Matrixelements von zwei landauquantisierten 2DEGs zurückgeführt.

Die Dichte im unteren 2DEG ist näherungsweise konstant $0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, so dass sich das untere System ab einem Magnetfeld von $B = 1.2 \text{ T}$ gatespannungsunabhängig im ersten spinentarteten Landauniveau (LL) befindet. Die Dichte des 2DEGs im QW kann mit der Gatespannung variiert werden, so dass magnetfeldabhängig der Füllfaktor des oberen Systems eingestellt werden kann.

Die Eigenfunktionen $\Psi_{n,m}$ von Landauniveaus $LL_{n,m}$ unterschiedlicher Indizes sind orthogonal zueinander. Für das Tunnel-Matrixelement von zwei landauquantisierten 2DEGs folgt daher [Smol96]:

$$M_{LL_n,LL_m} \propto \delta_{n,m}. \quad (4.23)$$

Der Tunnelprozess zwischen Landauniveaus mit gleichem Index ist erlaubt, bei unterschiedlichen Indizes verboten. Der deutliche Anstieg des Tunnelwiderstandes für Füllfaktoren $\nu > 2$ ist qualitativ konsistent mit diesem Modell. Quantitativ folgt allerdings aus Gl. (4.23) ein divergierender Tunnelwiderstand für Füllfaktor $\nu > 2$. Der aus den Spektren ermittelbare Tunnelwiderstand steigt zwar stark an, divergiert aber nicht. Die Ursache ist vermutlich die Streuverbreiterung der beiden Elektronensysteme, die durch die verbreiterte Spektralform beschrieben werden kann (s. Kap. 4.42).

Während der Tunnelwiderstand zwischen den Elektronensystemen ohne angelegtes Feld durch die Differenz der Dichten beider 2DEGs bestimmt wird, sind im senkrechten Magnetfeld die Indizes der Landauniveaus der beiden Systeme maßgeblich.

4.44 Tunnelwiderstand in der Umgebung von Füllfaktor $\nu = 1$

Nachdem die Füllfaktorabhängigkeit des Tunnelwiderstandes bei senkrechtem Feld auf das Tunnelmatrizelement der spinentarteten Landauniveaus der beiden 2DEGs zurückgeführt werden kann, wird untersucht, ob der Spinzustand des Elektronensystems einen Einfluss auf den Tunnelwiderstand hat.

Bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldstärken wird die Spinentartung der Elektronensysteme teilweise aufgehoben. Unter den idealisierten Annahmen, dass keine energetische Verbreiterung der Systeme vorliegt, die Elektronen beider Systeme an der Fermikante bei hohen Magnetfeldern vollkommen spinpolarisiert sind und Spinflips während des Tunnelprozesses nicht vorkommen, folgt eine starke Einschränkung des Tunnelprozesses: Im Falle gleicher Spinorientierung der freien Zustände an der Fermikante in beiden Systemen ist der Tunnelprozess erlaubt, andernfalls verboten.

Übertragen auf die EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere folgt für den Tunnelprozess: Das untere 2DEG geringer Dichte hat im Magnetfeld einen Füllfaktor $\nu < 1$ und im idealisierten Fall an der Fermikante nur Spinzustände einer Orientierung. Solange das 2DEG im QW sich ebenfalls im Füllfaktorregime $\nu < 1$ befindet, gibt es an der Fermikante nur Zustände der gleichen Spinorientierung, so dass der Tunnelprozess möglich ist. Befindet sich das 2DEG im QW hingegen im Regime $\nu > 1$, so folgt aus dem Modell, dass keine Zustände der gleichen

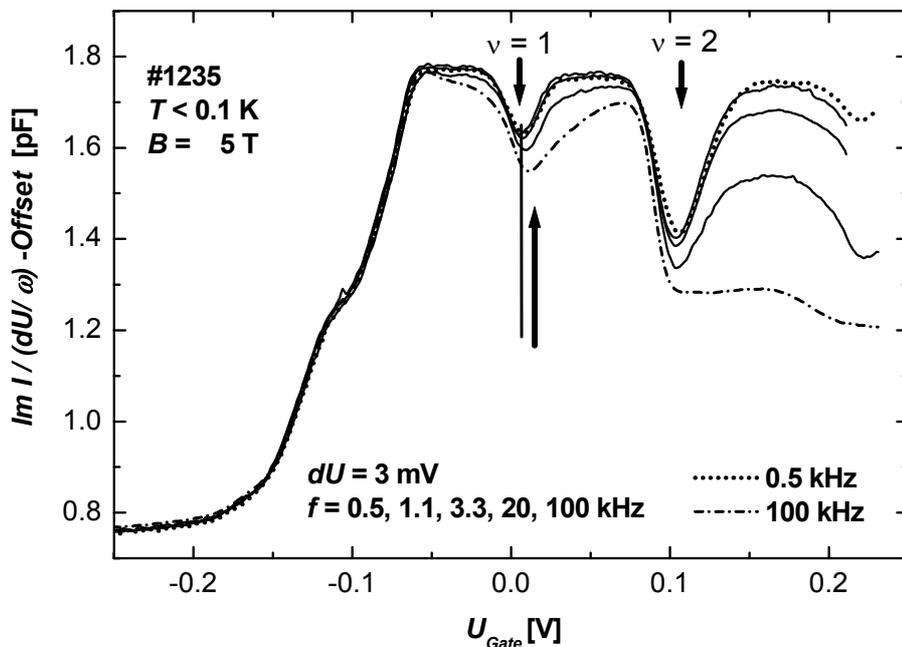


Abb. 4.44: Normiertes imaginäres Signal von Probe #1235 bei einem senkrecht angelegten Feld von $B = 5$ T bei $T < 0.1$ K für verschiedene Frequenzen zwischen 0.5 kHz bis 100 kHz. Die Pfeile markieren die den Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ zugeordneten Minima und den asymmetrischen Signaleinbruch bei hohen Frequenzen um den Füllfaktor $\nu = 1$.

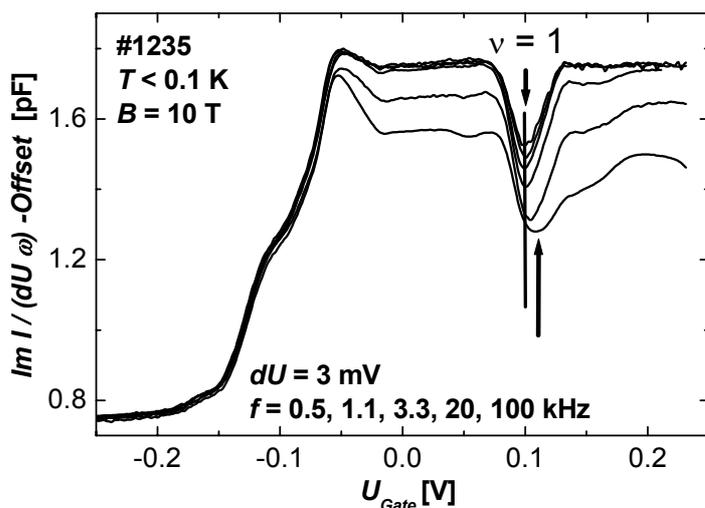


Abb. 4.45: Normiertes imaginäres Signal von Probe #1235 bei einem Feld von $B = 10$ T bei $T < 0.1$ K für verschiedene Frequenzen zwischen 0.5 kHz bis 100 kHz. Die Pfeile markieren das dem Füllfaktor $\nu = 1$ zugeordnete Minimum und die Asymmetrie des Signaleinbruchs bei hohen Frequenzen um den Füllfaktor $\nu = 1$.

Spinorientierung an der Fermikante vorhanden sind, so dass der Tunnelprozess unterdrückt ist.

Im Folgenden werden die Kapazitätsmessungen bei verschiedenen Frequenzen und Temperaturen kleiner 0.1 K im Hinblick auf eine Modifikation des Tunnelwiderstandes durch den Spinzustand der 2DEGs untersucht. Zuerst werden Messungen an der gleichen Probe (#1235) wie in Kap. 4.43 vorgestellt.

In Abb. 4.44 sind die normierten Spektren für $B = 5$ T und $T < 0.1$ K für unterschiedliche Frequenzen gezeigt. Ein konstanter Offset aufgrund des experimentellen Aufbaus ist von allen Messkurven abgezogen worden. Im Verhältnis zu den Messungen bei $T = 4$ K sind die Minima der Füllfaktoren deutlicher ausgeprägt, der wesentliche Unterschied ist aber der zusätzliche Signaleinbruch asymmetrisch um das Minimum von Füllfaktor $\nu = 1$ bei hohen Frequenzen. Für das Füllfaktorregime $1 < \nu < 2$ bricht das Signal stärker ein als für $\nu < 1$, der nach oben weisende Pfeil markiert den maximalen Signaleinbruch bei $\nu \approx 1.2$.

Die Abb. 4.45 zeigt die entsprechenden Spektren für das Magnetfeld von $B = 10$ T. Das Signal bricht bereits bei einer Frequenz von 20 kHz über den ganzen Gatespannungsbereich nach dem Einsatz des 2DEGs im QW leicht ein, die Ursache ist unklar. Dennoch ist die Asymmetrie des Signaleinbruchs um $\nu = 1$ gut zu erkennen, ein Pfeil markiert wiederum die Position des maximalen Signaleinbruchs. Aus verschiedenen Spektren bei unterschiedlichen Magnetfeldern kann die direkte Kopplung des maximalen Signaleinbruchs an die Füllfaktorposition $\nu \approx 1.2$ ermittelt werden.

Um zu überprüfen, ob das Verhalten nicht spezifisch für die Probe #1235 ist, werden weitere Messungen an einer anderen EpiMIS mit zusätzlicher Barriere, der Probe #1297, unternommen. In Abb. 4.46 sind normierte Spektren bei einem senkrechten Magnetfeld von $B = 6$ T für Frequenzen zwischen 28 Hz und 905 Hz und bei einer Temperatur von $T < 0.1$ K dargestellt. Die Gateelektrode hat eine Fläche von $A = (400 \mu\text{m})^2$, die Anregungsamplitude beträgt $dU = 0.5$ mV. Schon bei geringen Frequenzen von 110 Hz kommt es asymmetrisch um den Füllfaktor $\nu = 1$ zu einem deutlichen Signaleinbruch. Der zusätzliche Pfeil markiert wiederum die Position des maximalen Einbruchs bei $\nu \approx 1.2$; abgesehen von dem Bereich mit $\nu > 2$ (s. Kap. 4.43) ist der übrige Kurvenverlauf frequenzunabhängig.

In einer weiteren Versuchsreihe wird der Einfluss der Anregungsamplitude auf die Spektren untersucht. Es werden die zu Abb. 4.46 korrespondierenden Messungen mit einer auf ein Zehntel reduzierten Amplitude durchgeführt. In Abb. 4.47 sind die Spektren dargestellt, das

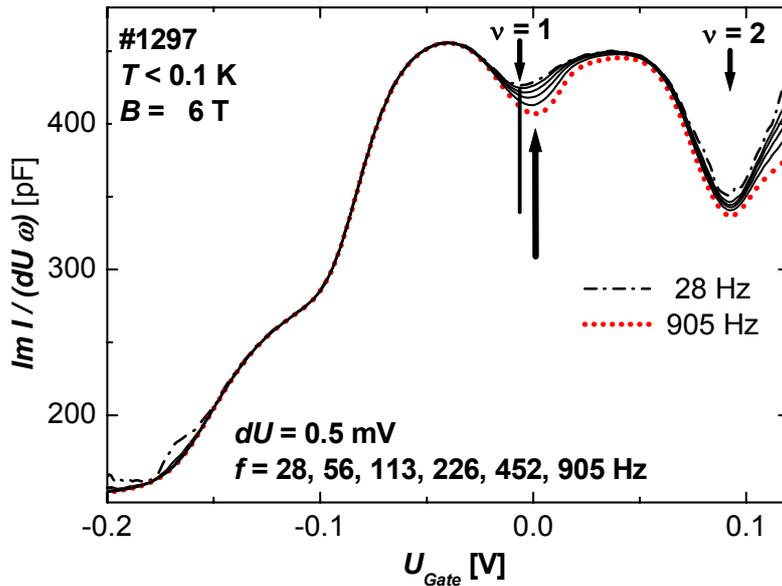


Abb. 4.46: Normierte Spektren von Probe #1297 bei einem Magnetfeld von $B = 6$ T, der Temperatur $T < 0.1$ K für Frequenzen von 28 Hz bis 905 Hz. Mit Pfeilen sind die den Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ zugeordneten Minima und der asymmetrische Signaleinbruch um $\nu = 1$ markiert.

Signal skaliert weitgehend, nur im Füllfaktorbereich $\nu \approx 1.2$ ist der Signaleinbruch deutlich stärker ausgeprägt. Der dem Signaleinbruch zugeordnete Tunnelwiderstand zeigt folglich eine Abhängigkeit von der Anregungsamplitude.

Es werden zwei mögliche Interpretationen der experimentellen Daten diskutiert. Zuerst wird versucht, den Anstieg des Tunnelwiderstandes mit einem Modell auf die Spinfehlanpassung der Zustandsdichten beider Elektronensysteme an der Fermikante zurückzuführen. Als alternative Erklärung wird ein Gap der Einteilchenzustandsdichte an der Fermikante des 2DEGs vorgeschlagen.

Für die Modellierung des Verlaufes des Tunnelwiderstandes werden folgende Annahmen gemacht: Der Tunnelwiderstand ist reziprok zum Tunnelstrom zwischen den beiden Elektronensystemen, der sich additiv aus den Strömen der beiden Spinorientierungen zusammensetzt.

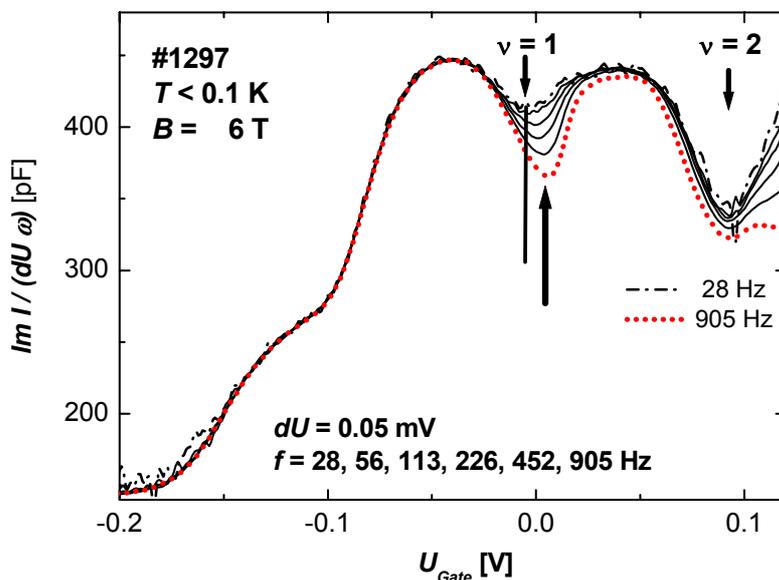


Abb. 4.47: Normierte Spektren, bei denen im Gegensatz zu Abb. 4.46 die Amplitude nicht $dU = 0.5$ meV, sondern $dU = 0.05$ mV beträgt. Der Signaleinbruch für den Füllfaktorbereich $1 < \nu < 2$ ist deutlich stärker ausgeprägt.

Der Strom einer Spinorientierung ist proportional zum Produkt der Einteilchenzustandsdichten der beiden Elektronensysteme an der Fermikante.

Für die Abschätzung der Zustandsdichten der beiden Systeme werden experimentelle Daten hinzugezogen. Das Magnetfeld betrage $B = 6$ T und die Temperatur sei hinreichend klein, so dass die thermische Verbreiterung durch die Fermi-Dirac-Verteilung zu vernachlässigen ist.

Die Abschätzung der Zustandsdichten der beiden Spinorientierungen an der Fermikante erfolgt zuerst für das untere Elektronensystem. Die Dichte wird in Kap. 4.22 auf $0.65 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Sie sei unabhängig von der Gatespannung, so dass der Füllfaktor des unteren Systems konstant 0.44 beträgt. Für die Modellierung der Zustandsdichte des Systems werden nur die ersten beiden spinaufgelösten Landauniveaus einbezogen. Die Streuverbreiterung des Systems wird berücksichtigt, indem die Landauniveaus durch Gaußkurven mit füllfaktorunabhängiger Breite Γ genähert werden. Für die Verbreiterung wird $\Gamma = 0.6$ meV angenommen, vergleichbare Werte ergeben sich bei der Auswertung der Kapazitätsspektren in Kap. 4.13.

In Abb. 4.48 ist das Modell der Zustandsdichte in Abhängigkeit von der Energie für ein Magnetfeld von $B = 6$ T dargestellt. In erster Näherung wird nur die Zeeman-Aufspaltung ($\Delta E_{Zee} = g_0 \mu_B B$, $g_0 = 0.44$) berücksichtigt, aufgrund derer die beiden Kurven der Landauniveaus der beiden Spinpolarisationen (spin up, spin down) um $\Delta E_{Zee} = 0.2$ meV gegeneinander verschoben sind.

Die Summe der beiden Integrale über die normierten Zustandsdichtekurven bis zu der gemeinsamen Fermikante ergibt den Füllfaktor des Systems, der in diesem Modell Werte zwischen null und zwei annehmen kann. Um die Zustandsdichten der beiden Spinorientierungen für das untere System zu ermitteln, wird zuerst die Position der Fermikante bei dem Füllfaktor $\nu = 0.44$ bestimmt und durch den Pfeil markiert. Die beiden Zustandsdichten ($D_u \uparrow$, $D_u \downarrow$) des unteren Systems können jetzt direkt aus dem Graphen ermittelt werden. Der Quotient der Zustandsdichten beträgt $(D_u \uparrow / D_u \downarrow) = 0.55 / 0.42 = 1.3$. Die Auszeichnung einer Spinorientierung ist unter alleiniger Annahme des Zeemanterms nicht sehr stark ausgeprägt.

Die Spinaufspaltung wird in GaAs zusätzlich stark durch Austauscheffekte modifiziert, so dass die Aufspaltung füllfaktorabhängig wird [Ando74]. Sie variiert zwischen Zeeman-Aufspaltung bei geradzahligem Füllfaktoren und maximal verstärkter Aufspaltung bei un-

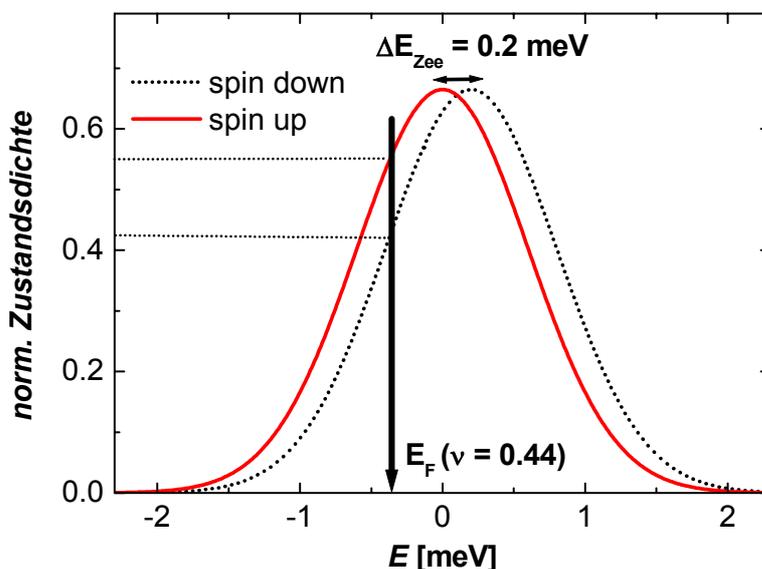


Abb. 4.48: Modell zur Bestimmung des Quotienten der Zustandsdichten der beiden Spinorientierungen an der Fermikante: Die normierten Zustandsdichten der gaußverbreiterten Landauniveaus sind um die Spinaufspaltung ΔE_{Zee} verschoben. Der senkrechte Balken markiert die Position der Fermikante bei Füllfaktor $\nu = 0.44$. Der Quotient der Zustandsdichten beträgt: $(D \uparrow / D \downarrow) = 0.55 / 0.42 = 1.3$.

geradzahligen Füllfaktoren ($\Delta E_{max} = g^* \mu_B B$, mit $g^* \approx 12 \cdot g_0$ bei $\nu = 1$, [Dolg97a]). Ando *et al.* berechnen die Spinaufspaltung zu [Ando74]:

$$\Delta E_{Spin} = g_0 \mu_B B + E_{Ex} (N \uparrow - N \downarrow) / (N \uparrow + N \downarrow), \quad (4.24)$$

mit $N \uparrow$, $N \downarrow$, der Anzahl der besetzten Zustände der Spinorientierungen und der Austauschenergie E_{Ex} . Bei Füllfaktor $\nu = 1$ kann der Zeemanterm vernachlässigt werden, so dass näherungsweise gilt: $\Delta E_{Spin} \approx E_{Ex} (N \uparrow - N \downarrow) / (N \uparrow + N \downarrow) \approx E_{Ex}$. (da $N \downarrow = 0$ bei $\nu = 1$).

Aufgrund einer verstärkten Spinaufspaltung kommt es zu einer veränderten Aufteilung der Elektronen auf die beiden Landauniveaus, so dass sich das Verhältnis der beiden Zustandsdichten an der Fermikante ändert. Nachfolgend wird versucht die Auswirkungen abzuschätzen.

Die Näherung der Austauschenergie E_{Ex} erfolgt mit Gl. (4.24) und den Ergebnissen von Kap. 4.13: $\Delta E_{Spin}(\nu = 1) = g^* \mu_B B = 1.6 \text{ meV} \approx E_{Ex}$. Für den Füllfaktor 0.44 wird mit Gl. (4.24) die verstärkte Spinaufspaltung auf $\Delta E_{Spin} \approx 0.56 \text{ meV}$ bestimmt. Die Werte für $N \uparrow$ und $N \downarrow$ werden durch Integration der Zustandsdichte in Abb. 4.48 bis zur Fermikante bestimmt. Die Auswertung der Zustandsdichten der beiden Spinorientierungen ($D_u \uparrow / D_u \downarrow$) ergibt für die Aufspaltung von $\Delta E_{Spin} = 0.56 \text{ meV}$ den Wert $(D_u \uparrow / D_u \downarrow) = 0.58 / 0.22 = 2.6$.

Unter Berücksichtigung der verstärkten Spinaufspaltung ist die Auszeichnung einer Spinorientierung deutlich angestiegen. Da die Dichte des unteren 2DEGs für $U_{Gate} > -0.08 \text{ V}$ näherungsweise konstant bleibt, wird für die weiterführenden Betrachtungen angenommen, dass im unteren 2DEG das Verhältnis der Zustandsdichten der beiden Spinorientierungen konstant $(D \uparrow / D \downarrow) = 0.58 / 0.22 = 2.6$ beträgt.

Der Füllfaktor des oberen 2DEGs wird in der Messung zwischen null und zwei variiert (Abb. 4.47). Wird nur die Zeeman-Aufspaltung von $\Delta E_{Zee} = 0.2 \text{ meV}$ berücksichtigt, so ist der Quotient der Zustandsdichten ($D_o \uparrow / D_o \downarrow$) für das Füllfaktorregime $0.4 < \nu < 1.4$ mit kleiner 1.3 gering. Unter Berücksichtigung der durch Austauscheffekte verstärkten Spinaufspaltung ist in der Umgebung von Füllfaktor $\nu = 1$ der Quotient der Zustandsdichten deutlich gesteigert.

Abbildung. 4.49 zeigt exemplarisch die verbreiterten Landauniveaus mit einer Aufspaltung von $\Delta E = 1.6 \text{ meV}$, einer Näherung der verstärkten Aufspaltung in der Umgebung von Füll-

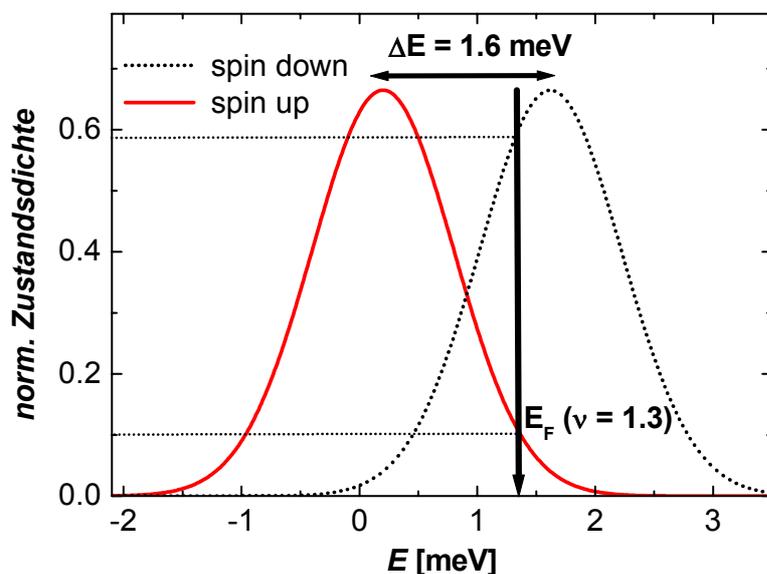


Abb. 4.49: Modell zur Bestimmung des Quotienten der Zustandsdichten der beiden Spinorientierungen an der Fermikante: Die normierten Zustandsdichten der gaußverbreiterten Landauniveaus sind um die $\Delta E = 1.6 \text{ meV}$ verschoben. Der Pfeil markiert die Position der Fermikante bei Füllfaktor $\nu = 1.3$. Der Quotient der Zustandsdichten beträgt:
 $(D \uparrow / D \downarrow) = 0.59 / 0.1 = 5.9$.

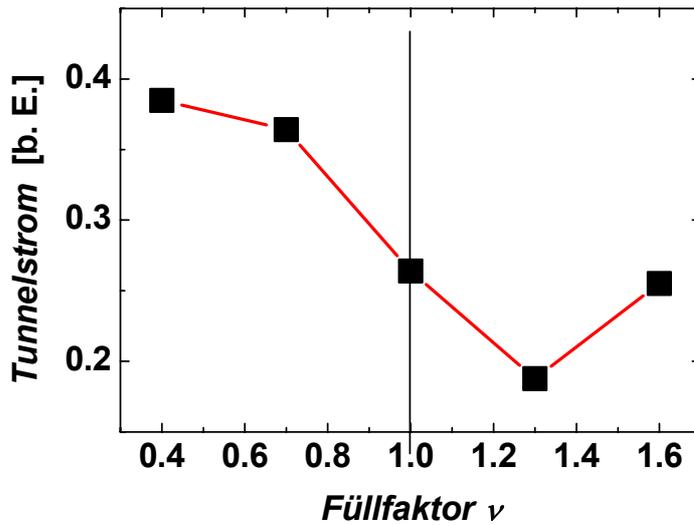


Abb. 4.50: Modellierter Tunnelstrom nach Gl. (4.25) zwischen den beiden Elektrodensystemen in Abhängigkeit vom Füllfaktor. Asymmetrisch um Füllfaktor $\nu = 1$ hat der Strom ein Minimum. Die Werte sind übersichtshalber verbunden.

faktor $\nu = 1$. Befindet sich die Fermienergie bei Füllfaktor $\nu = 1$, so ergibt sich aus Symmetriegründen für den Quotient der Zustandsdichten ($D_o \uparrow / D_o \downarrow$) = $0.33/0.33 = 1$, d. h. an der Fermikante sind beide Spinorientierungen gleich häufig. Für den Füllfaktor $\nu = 1.3$ hingegen beträgt der Quotient ($D \uparrow / D \downarrow$) = $0.59/0.1 = 5.9$.

Mit weiter zunehmendem Füllfaktor nimmt aber nach Gl. (4.24) die Verstärkung der Spinaufspaltung ab, bis bei $\nu = 2$ nur noch die Zeeman-Aufspaltung vorliegt [Aif96], [Ando74]. Die Überlappung der Landauniveaus nimmt zu, so dass der Quotient der Zustandsdichten wieder gegen eins strebt.

Der Tunnelstrom I_{tun} sei proportional zur Summe der Produkte der normierten Zustandsdichten beider Systeme:

$$I_{tun} = D_u \uparrow D_o \uparrow + D_u \downarrow D_o \downarrow. \quad (4.25)$$

In Abb. 4.50 ist exemplarisch für fünf Werte der nach Gl. (4.25) modellierte Tunnelstrom in Abhängigkeit vom Füllfaktor aufgetragen. Der Tunnelstrom hat ein Minimum an der Füllfaktorposition $\nu \approx 1.3$. Bezüglich Füllfaktor $\nu = 1$ ist der Tunnelstrom und damit auch der Tunnelwiderstand asymmetrisch.

Das aus den Kapazitätsmessungen an den Proben #1235 und #1297 ermittelte Maximum des Tunnelwiderstandes bei $\nu \approx 1.2$ kann qualitativ durch die Fehlanpassung der Zustandsdichten der beiden Spinorientierungen erklärt werden.

Als alternative Erklärung für den füllfaktorabhängigen Anstieg des Tunnelwiderstandes muss ein Gap der Einteilchenzustandsdichte an der Fermikante in Betracht gezogen werden. Die Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes von der Anregungsamplitude (Abb. 4.46, 4.47) kann als Hinweis auf ein Gap gedeutet werden. Gegen die Interpretation spricht die unterschiedliche Füllfaktorabhängigkeit der Strukturen. Während in den hier beschriebenen Experimenten der Tunnelwiderstand für $\nu > 1$ ein Maximum hat, haben die Spektren der Standard-Epi-MIS-Struktur im resistiven Signal durch eine um $\nu = 1$ symmetrische Kamelhöckerstruktur.

Um eine eindeutigere Interpretation des Tunnelwiderstandmaximums zu ermöglichen, sollten weitere Messungen durchgeführt werden, in denen die Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes von der Anregungsamplitude und der Temperatur ermittelt wird. Durch den Vergleich der

Messergebnisse mit dem obigen theoretischen Modell sollte es möglich sein, die Ursache für das Widerstandsmaximum eindeutig zu belegen.

4.45 Tunnelspektroskopie bei parallelem Magnetfeld

Die Spektren der EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere (#1235, #1287, #1297) werden in Hinblick auf den Einfluss eines parallel zur Oberfläche orientierten Magnetfeldes untersucht. Die Ergebnisse der verschiedenen Proben ähneln sich qualitativ. Für Frequenzen größer 10 kHz bricht das imaginäre Signal gatespannungsabhängig ein. Abhängig von der parallelen Magnetfeldstärke wird der Gatespannungsbereich des Signaleinbruchs stark modifiziert.

Der Einfluss des parallel zur Ebene orientierten Magnetfeldes auf tunnelgekoppelte 2DEGs ist in theoretischen [Zhen93], [Heis93] und experimentellen [Eise92b], [Ihn96], [Sali98] Arbeiten untersucht worden. Der wesentliche Effekt ist die Veränderung des Tunnelwiderstandes zwischen den beiden Systemen mit zunehmendem Magnetfeld.

Exemplarisch werden in diesem Kapitel die Spektren von Probe #1235 dargestellt und ausgewertet. Die Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes vom parallelen Magnetfeld und der Dichte des 2DEGs im QW wird bestimmt und das Regime geringen Widerstandes mit einem einfachen Modell beschrieben.

In Abb. 4.51 sind normierte Spektren des imaginären Signals (#1235) in Abhängigkeit vom Magnetfeld, das parallel zur Ebene der 2DEGs angelegt ist, für eine Frequenz von 100 kHz dargestellt. Ohne Magnetfeld bricht das Signal ab $U_{Gate} = 0$ mV ein und nähert sich asymptotisch einem niedrigeren Plateau. Mit ansteigendem Magnetfeld verschiebt sich der Signalein-

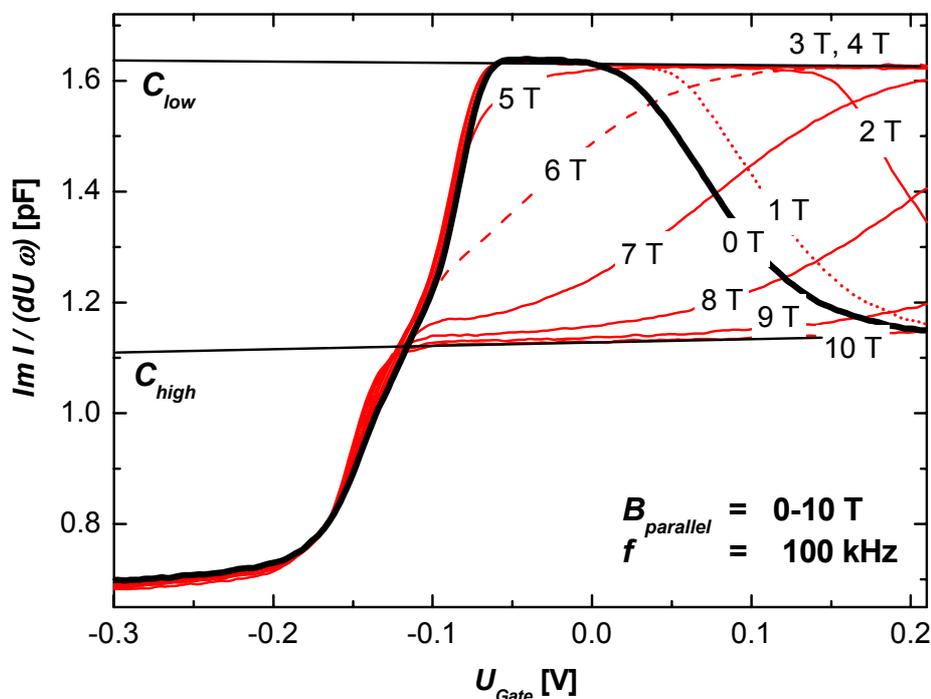


Abb. 4.51: Normiertes imaginäres Signal (#1235) bei parallel angelegtem Feld für $B = 0-10$ T und einer Frequenz von 100 kHz. Die Kurve mit $B = 0$ T ist fett hervorgehoben. Zusätzlich sind die Näherungen für den Verlauf von C_{low} und C_{high} für Gatespannungen größer -50 mV aufgetragen.

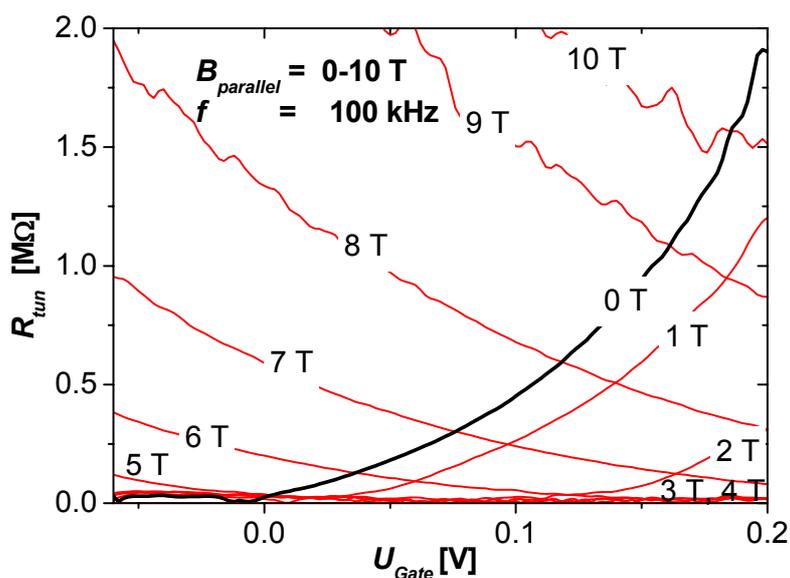


Abb. 4.52: Tunnelwiderstand zwischen dem unteren 2DEG und dem 2DEG im QW in Abhängigkeit von Gate-spannung und parallelem Magnetfeld. Die Kurven sind aus den Spektren bei einer Frequenz von 100 kHz ermittelt. Für $B = 3$ T, 4 T wird der Widerstand nicht aufgelöst.

bruch zuerst zu höheren Gatespannungen. Bei $B = 3$ T und $B = 4$ T ist kein Einbruch des Signals mehr auflösbar, das Signal ist näherungsweise konstant und entspricht der Kapazität C_{low} . Ab einem Magnetfeld von $B = 5$ T bricht das Signal ausgehend von der Einsatzspannung des QW zunehmend ein. Der Signaleinbruch sättigt schließlich auf dem gesamten Gatespannungsbereich auf dem Plateau, dem die Kapazität C_{high} im Hochfrequenzlimit zugeordnet wird. Nach der Bestimmung von C_{high} und C_{low} kann mit Gl. (4.20) der Tunnelwiderstand bestimmt werden (s. Kap. 4.42).

In Abb. 4.52 ist der ermittelte Tunnelwiderstand in Abhängigkeit von der Gatespannung für parallele Felder zwischen $B = 0$ -10 T dargestellt. Die Kurven sind aus Spektren mit der Messfrequenz $f = 100$ kHz ermittelt worden. Die Kurve für $B = 0$ T ist hervorgehoben und entspricht den Ergebnissen in Abb. 4.40. Bei kleinen Magnetfeldern steigt der Widerstand näherungsweise parabolisch mit der Gatespannung an. Mit zunehmendem Feld nimmt der Widerstandsanstieg ab, bis er bei $B = 3$ T, 4 T nicht mehr auflösbar ist. Mit weiter zunehmendem Feld wächst der Widerstand wieder an, wobei er mit steigender Gatespannung näherungsweise parabolisch abfällt.

Die Kurven bei hohen Feldern mit $B > 8$ T sind deutlich verrauschter, weil die Auflösung kleiner wird, wenn die Differenz zwischen imaginärem Signal und C_{high} gegen null geht. Um eine gleichartige Auflösung bei allen Magnetfeldern zu erzielen, werden Messungen bei verschiedenen Frequenzen zwischen 24 kHz und 200 kHz durchgeführt (24, 40, 80, 100, 150, 200 kHz).

In Abb. 4.53 ist der aus den Spektren ermittelte Tunnelwiderstand R_{tun} in Form eines Grauskalenbildes dargestellt. Der Widerstand ist logarithmisch in Abhängigkeit von der Fermienergie des 2DEG im QW und dem parallelen Magnetfeld aufgetragen. Die Widerstandswerte für R_{tun} liegen zwischen $3 \cdot 10^4 \Omega$ (weiß) $< R_{tun} < 1 \cdot 10^6 \Omega$ (schwarz). Die Bestimmung der Abhängigkeit der Fermienergie des 2DEGs im QW, bzw. der 2DEG-Dichte, von der Gatespannung wird in Kap. 4.22 beschrieben. Die Fermienergie des Bereiches mit geringem Widerstand ist in grober Näherung parabolisch mit dem Magnetfeld verknüpft. Die gepunkteten Linien begrenzen den Bereich mit geringem Tunnelwiderstand. Sie sind die Ergebnisse eines einfachen Modells, dass nachfolgend beschrieben wird.

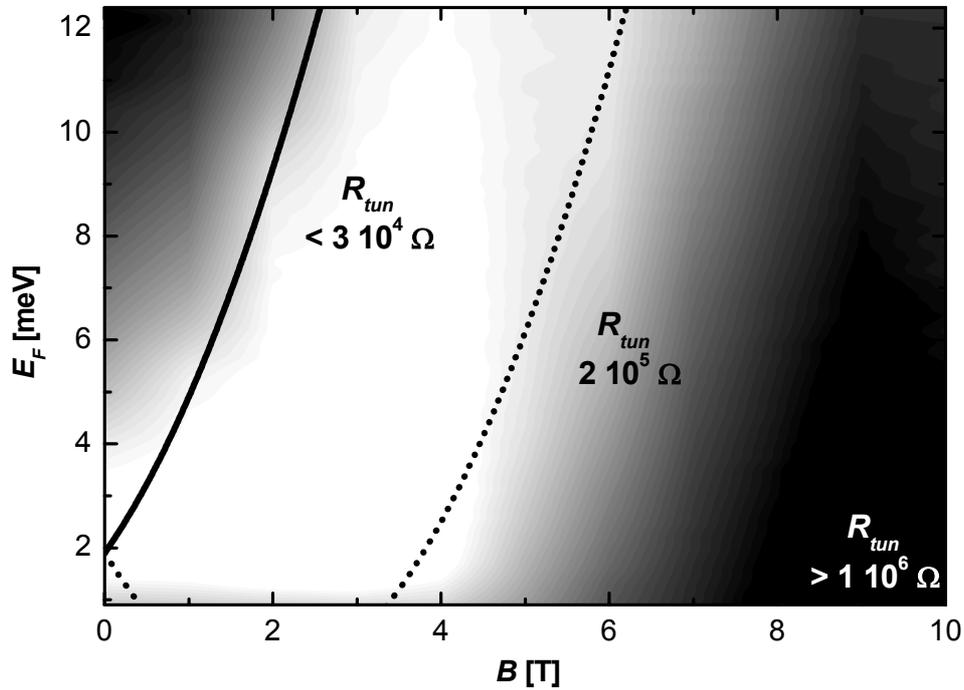


Abb. 4.53: Grauskalenbild des Tunnelwiderstandes (#1235) in Abhängigkeit vom parallelen Magnetfeld und der Fermienergie des 2DEGs im QW. Der Widerstand ist logarithmisch aufgetragen, die Werte liegen zwischen kleiner $3 \cdot 10^4 \Omega$ (weiß) bis größer $1 \cdot 10^6 \Omega$ (schwarz). Die gestrichelten Linien nach Gl. (4.29) begrenzen den Bereich mit niedrigem Tunnelwiderstand.

Modellierung des Tunnelwiderstandes

Durch Anlegen eines parallelen Magnetfeldes ändert sich der Hamiltonoperator des Systems und damit dessen Energieeigenwerte. Bei *Salis et al.* werden die Korrekturen der Eigenwerte nach Störungstheorie erster und zweiter Ordnung ausführlich diskutiert [Sali98]. Für die Erklärung der hier vorgestellten Ergebnisse genügt die Korrektur erster Ordnung, es ergeben sich für die Energien E_1 , E_2 zweier gekoppelter 2DEGs im parallelen Feld [Eise91]:

$$E_1 = E_{0,1} + \hbar^2(k_x^2 + k_y^2)/2m^* + E_{dia}, \quad E_2 = E_{0,2} + \hbar^2([k_x - k_{shift}]^2 - k_y^2)/2m^* + E_{dia}, \quad (4.26)$$

mit den Grundzustandsenergien $E_{0,1}$ und $E_{0,2}$ der Systeme, dem konstanten diamagnetischen Term E_{dia} und dem zusätzlichen Impuls k_{shift} . Für den Impuls gilt:

$$k_{shift} = \frac{ed}{\hbar} B, \quad (4.27)$$

mit dem Abstand d zwischen den Ladungsschwerpunkten der beiden 2DEGs.

Mit zunehmenden Magnetfeld verschieben sich die Ursprünge der Fermiflächen beider Systeme linear um den Impulsvektor k_{shift} . Die Verschiebung hat starke Auswirkungen auf den Tunnelprozess zwischen den beiden 2DEGs. Unter Berücksichtigung von Impulserhaltung und Vernachlässigung von Verbreiterungsmechanismen findet der Tunnelprozess nur zwi-

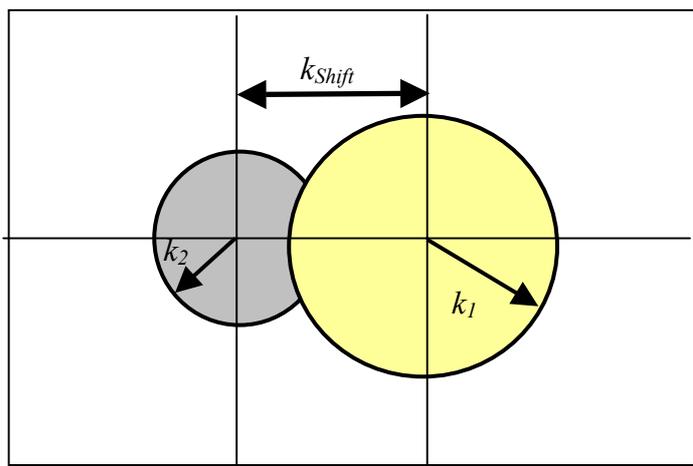


Abb. 4.55: Die Ursprünge der Fermiflächen der beiden 2DEGs mit den Radien k_1 , k_2 werden im parallelen Magnetfeld um den Impulsvektor k_{Shift} gegeneinander verschoben. Der Tunnelprozess findet näherungsweise nur an den überlappenden Rändern der Flächen statt.

schen Zuständen an der Fermikante der beiden Systeme statt. Für einen Tunnelstrom muss es folglich eine Überlappung der Ränder der beiden Fermiflächen geben.

In Abb. 4.55 sind schematisch die Fermiflächen von zwei 2DEGs mit den unterschiedlichen Dichten n_1 , n_2 und den korrespondierenden Fermivektoren k_1 , k_2 (mit $|k_1| > |k_2|$) aufgetragen. Die Ursprünge der Fermiflächen sind um den Impulsvektor k_{Shift} gegeneinander verschoben. Die Auswirkungen des parallelen Magnetfeldes auf den Tunnelwiderstand lassen sich an Abb. 4.55 verdeutlichen: Für den magnetfeldfreien Fall ist der Impulsvektor k_{Shift} gleich null. Eine Überlappung der Ränder und damit einen Tunnelstrom gibt es nur, wenn die Fermivektoren bzw. Dichten der beiden Systeme gleich sind. Mit ansteigendem parallelen Magnetfeld verschieben die Ursprünge der Fermiflächen linear gegeneinander, so dass trotz unterschiedlicher Dichten eine Überlappung der Ränder entsteht, wenn gilt:

$$|k_{Shift}| \geq (|k_1| - |k_2|), \quad \text{mit} \quad |k_1| > |k_2|. \quad (4.28)$$

Andererseits gibt es nur eine Überlappung der Ränder, wenn die Verschiebung der Fermiflächen nicht größer ist als die Summe der Radien, solange gilt:

$$|k_{Shift}| \leq (|k_1| + |k_2|). \quad (4.29)$$

Die beiden Relationen (4.28) und (4.29) legen das Magnetfeld- und Dichteregime fest, in dem der Tunnelprozess zwischen den beiden 2DEGs möglich bzw. der Tunnelwiderstand zwischen beiden Systemen gering ist. Die beiden Grenzfälle werden in eine Abhängigkeit der Energie des ersten 2DEGs vom Magnetfeld und von der Energie des zweiten 2DEGs umgeformt:

$$\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m^*} + \frac{(ed)^2}{2m^*} B^2 \pm \frac{ed\hbar k_2}{m^*} B. \quad (4.30)$$

Der Abstand d wird aus selbstkonsistenten Bandberechnungen auf 25 nm abgeschätzt, für die Dichte des unteren 2DEGs wird konstant $0.65 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ angenommen.

In dem Grauskalenbild des Tunnelwiderstandes (Abb. 4.53) sind die beiden Grenzfälle nach Gl. (4.30) eingezeichnet, die den Bereich niedrigen Tunnelwiderstandes (weiß) gut begrenzen. Bei kleinen Energien ($E_F < 3 \text{ meV}$) und $B = 3.5 \text{ T}$ gibt es eine deutliche Abweichung. Die Ursache dafür ist vermutlich der mit abnehmender 2DEG-Dichte zunehmende Einfluss von Verbreiterungsmechanismen [Turn96].

Kapitel 5

Eindimensionale Elektronensysteme

Wird die Bewegung der Elektronen in einem 2DEG lateral weiter eingeschränkt (x -Richtung), so entstehen quasi-eindimensionale Quantendrähte. Die freie Bewegung der Elektronen ist nur noch in einer Richtung (y -Richtung) möglich. Das effektive, laterale Einschlusspotenzial in x -Richtung wird einerseits durch Ladungen auf Oberflächen und Gateelektroden, andererseits durch die Coulombwechselwirkung der Elektronen selbst bestimmt. Eine einfache Näherung des effektiven Einschlusspotenzials V_{eff} in x -Richtung ist ein parabolischer Verlauf [Laux88]:

$$V_{eff} = \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 x^2. \quad (5.01)$$

Unter Annahme eines parabolischen Einschlusspotenzials lässt sich die Schrödingergleichung analytisch lösen. Für die Wellenfunktion der Elektronen in der x - y -Ebene ergibt sich:

$$\Psi_{j,k_y}(x,y) = e^{ik_y y} \Phi_j(x). \quad (5.02)$$

Für die zugehörigen Energieeigenwerte gilt:

$$E_j(k_y) = E_j + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} = \hbar\omega_0 \left(j - \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}, \text{ mit } j = 1, 2, 3, \dots \quad (5.03)$$

Die Energieeigenwerte $E_j(k_y)$ werden als eindimensionale Subbänder bezeichnet, der energetische Abstand zwischen zwei Subbändern ist durch $\hbar\omega_0$ gegeben. In aktuellen Experimenten werden als Subbandabstände eindimensionaler Systeme Werte für $\hbar\omega_0$ zwischen 3 meV und 7 meV ermittelt [Pall03].

Wird zusätzlich ein Magnetfeld angelegt, das in Wachstumsrichtung (z -Richtung) senkrecht zum Quantendraht orientiert ist, so lässt sich die Schrödingergleichung unter Annahme eines parabolischen Einschlusspotenzials weiterhin analytisch lösen. Es bilden sich Hybridzustände mit den Energieeigenwerten:

$$E_j(k_y) = \hbar\omega \left(j - \frac{1}{2}\right) + \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}, \text{ mit } \omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2, \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (5.04)$$

Für die idealisierte Einteilchenzustandsdichte des eindimensionalen Elektronensystems im Magnetfeld gilt:

$$D_s(E) = \sum_{E \geq E_j} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{g_s}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2}} \frac{1}{\sqrt{E - E_j}}, \quad (5.05)$$

mit $g_s = 2$, der Spinartung des Systems. Während bei einem 2DEG die Zustandsdichte ohne Magnetfeld innerhalb eines Subbandes konstant ist, verändert die reduzierte Dimensionalität die Zustandsdichte drastisch. Die idealisierte Zustandsdichte eines Subbandes fällt mit der reziproken Wurzel der Energie ab. In Abb. 5.01 ist der berechnete Verlauf der Einteilchenzustandsdichte in Abhängigkeit von der Energie für einen Subbandabstand von 5 meV

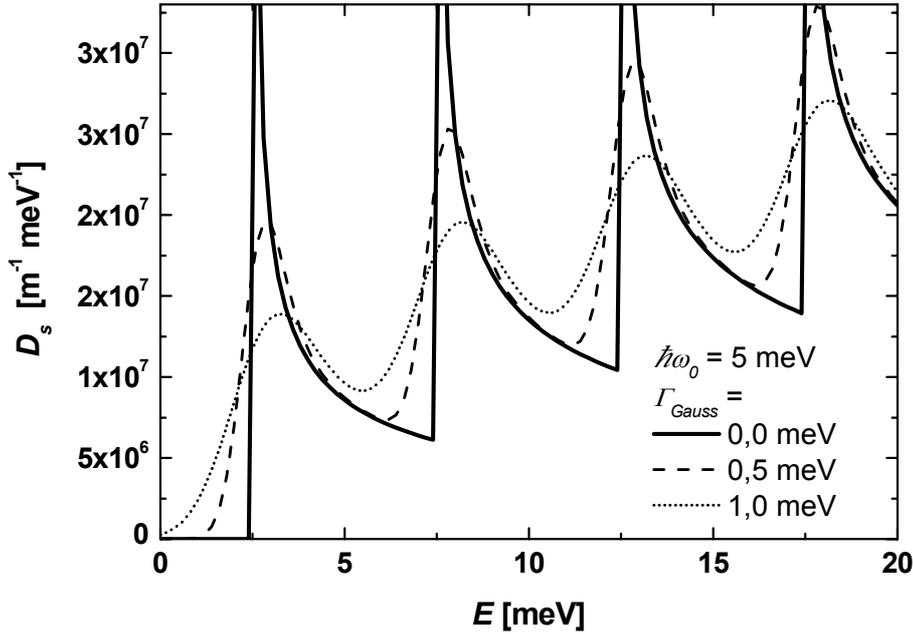


Abb. 5.01: Einteilchenzustandsdichte D_s des 1DEGs als Funktion der Energie für unterschiedliche Verbreiterungen. Es wird ein parabolisches Potenzial mit einem 1D-Subbandabstand $\hbar\omega_0$ von 5 meV angenommen. Die energetischen Verbreiterungen werden durch Faltung der idealen Zustandsdichte mit Gaußkurven unterschiedlicher Breite Γ_{Gauss} berechnet.

aufgetragen. Die energetische Verbreiterung wird durch Faltung der idealen Zustandsdichte nach Gl. (5.05) mit einer Gaußkurve unterschiedlicher Breite (Γ_{Gauss} : 0, 0.5, 1 meV) berechnet. Während die ideale Zustandsdichte an den Subbandkanten jeweils divergiert, nimmt mit zunehmender Verbreiterung Γ_{Gauss} die Modulation der Zustandsdichte deutlich ab.

Bei hinreichend kleiner Dichte des 1DEGs ist nur das erste Subband besetzt, so dass sich das System im sogenannten Quantenlimes (ql) befindet. Die maximale eindimensionale Dichte pro Länge n_{ql} , bei der nur das erste Subband bevölkert ist, kann durch Integration der idealisierten Zustandsdichte über den Subbandabstand $\hbar\omega_0$ berechnet werden:

$$n_{ql} = \int_0^{\hbar\omega_0} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{g_s}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2}} \frac{1}{\sqrt{E}} dE = \sqrt{\frac{8m^*}{\pi^2 \hbar}} \frac{(\omega_0^2 + \omega_c^2)^{\frac{3}{4}}}{\omega_0}, \quad (5.06)$$

Werden gerade nur k Subbänder besetzt, so ergibt sich die Dichte pro Länge n_k entsprechend zu:

$$n_k = \sqrt{\frac{8m^*}{\pi^2 \hbar}} \frac{(\omega_0^2 + \omega_c^2)^{\frac{3}{4}}}{\omega_0} \sum_{\nu=1}^k \nu^{\frac{1}{2}}. \quad (5.07)$$

Aus Gl. (5.07) folgt, dass bei konstantem Subbandabstand die eindimensionale Dichte pro Länge nicht linear mit der Anzahl der besetzten Subbänder skaliert.

5.1 Quantendrahtarrays auf der EpiMIS-Struktur

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Kapazitätsmessungen an Quantendrahtarrays mit interdigitalen Gates auf der Standard-EpiMIS-Struktur (#1011) vorgestellt.

Es wird das sukzessive Laden von bis zu sieben eindimensionalen Subbändern an Drahtarrays mit unterschiedlichen geometrischen Breiten aufgelöst. Der Subbandabstand der Elektronensysteme wird mittels eines einfachen Modells ermittelt. Sowohl der Einfluss der Gatespannung als auch der Einfluss der Einschlussspannung auf den Subbandabstand kann ermittelt werden. Die Spinaufspaltung wird an zwei Arrays deutlich aufgelöst und der Landé-Faktor g^* mit einem Modell bestimmt. Im resistiven Signal des Kapazitätsspektrums wird bei hohen Magnetfeldern eine Struktur bei Füllfaktor $1 < \nu < 2$ aufgelöst und ein Gap der Einteilchenzustandsdichte als Ursache vorgeschlagen.

Abbildung 5.02 zeigt die Kapazitätsspektren verschiedener Drahtarrays (1DEG a, b, c) und zusätzlich als Referenz das Spektrum einer unstrukturierten Probe (2DEG). Die Spektren sind übersichtshalber unterschiedlich skaliert. Die Drahtarrays 1DEGa, b, c unterscheiden sich bezüglich der geometrischen Drahtbreite (a, b = 200 nm, c = 150 nm) und bezüglich des Ätzprozesses. Die Drahtelektroden von 1DEGa und 1DEGc sind mit einem selektiven RIE-Prozess freigeätzt worden. Bei dem Drahtarray 1DEGb ist mit dem Standard-RIE-Prozess geringfügig tiefer geätzt worden. Die Arrays bestehen aus typisch 12 und 13 Drähten gleicher Breite mit einer Länge von je 50 μm , die gabelförmig ineinander greifen. Das Verhältnis der Breiten von Elektrode zur freien Oberfläche zwischen den Elektroden ist eins (s. Kap. 2.22).

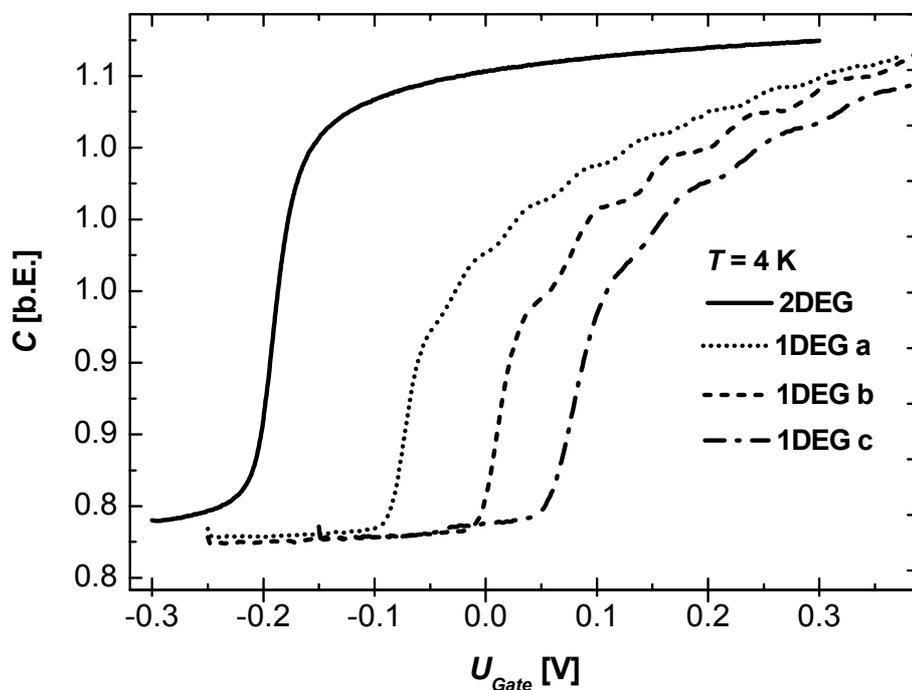


Abb. 5.02: Kapazitätsspektren von verschiedenen Quantendrahtarrays 1DEG a, b, c und einer unstrukturierten 2DEG-Probe an der Standard-EpiMIS-Struktur. Der stufenartige Kapazitätsanstieg reflektiert das sukzessive Laden der eindimensionalen Subbänder. Die Drahtarrays unterscheiden sich bezüglich der Drahtbreite: a, b = 200 nm und c = 150 nm und des Ätzprozesses des Epigateelektroden. Die einzelnen Graphen sind übersichtshalber unterschiedlich skaliert.

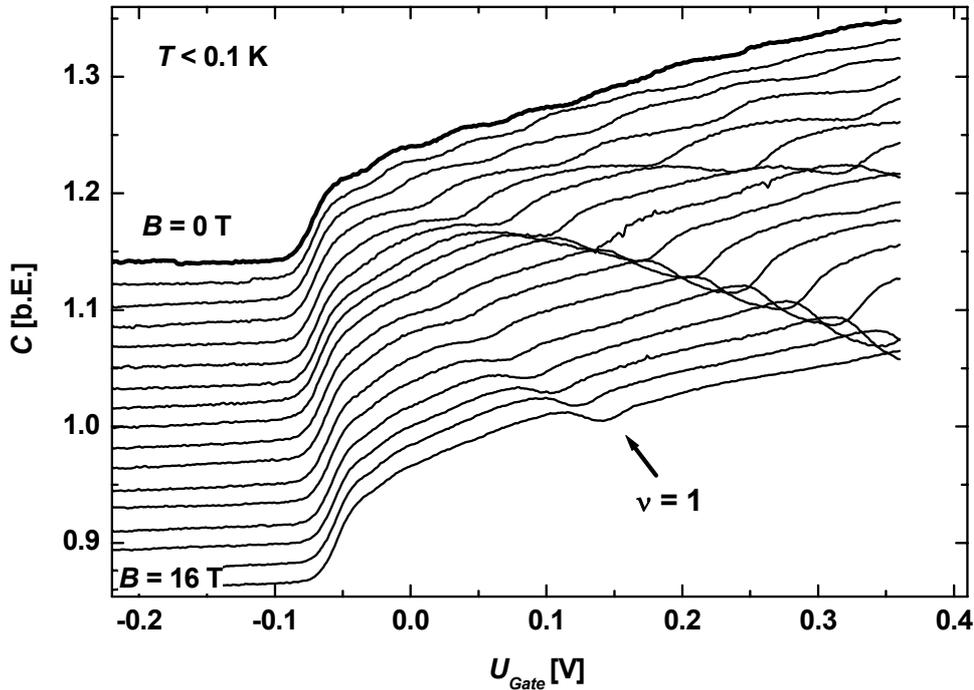


Abb. 5.03: Kapazitätsspektren des Quantendrahtarrays 1DEGa in Abhängigkeit vom senkrechten Magnetfeld zwischen $B = 0-16$ T. Im Magnetfeld verbreitern sich aufgrund der Hybridisierung der Subbänder die Kapazitätsstufen. Bei hohen Magnetfeldern wird die Aufhebung der Spinartung ab $B = 8$ T aufgelöst, ein Pfeil markiert bei 16 T den Einsatz des zweiten spinaufgelösten Subbandes. Die einzelnen Graphen sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben.

Der Verlauf der Drahtarrayspektren ähnelt sich qualitativ. Mit einsetzender Bevölkung des Elektronensystems steigt die Kapazität steil an. Im weiteren Verlauf gibt es mehrere Kapazitätsstufen, die das sukzessive Laden der einzelnen Subbänder reflektieren. Die Einsatzspannungen aller Drahtarrays sind gegenüber der nicht-strukturierten 2DEG-Probe zu höheren Gatespannungen verschoben. Die Breite der Kapazitätsstufen wächst mit zunehmender Verschiebung der Einsatzspannung.

In Abb. 5.03 sind Spektren des Drahtarrays 1DEGa in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Die einzelnen Graphen sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Mit zunehmendem Magnetfeld verbreitert sich das Spannungsintervall, das einem hybridisierten Subband zugeordnet wird. Während bei $B = 0$ T in dem zugänglichen Spannungsintervall von $\Delta U = 400$ mV sieben Subbänder geladen werden, wird bei $B = 13$ T nur noch das erste hybridisierte Subband bevölkert. Ab einem Magnetfeld von $B = 8$ T wird ein weiteres Minimum aufgelöst, das für $B = 16$ T mit einem Pfeil gekennzeichnet wird. Die Ursache des zusätzlichen Kapazitätsminimums ist die Aufhebung der Spinartung des ersten Subbandes.

Die Abb. 5.04 zeigt die idealisierte Einteilchenzustandsdichte D_S des 1DEGs als Funktion der Energie im Magnetfeld. Das erste Subband ist um ΔE_{Spin} aufgespalten. Mit den zusätzlichen Pfeilen sind die hybridisierten Subbandkanten markiert, die im Folgenden, in Anlehnung an die Nomenklatur in 2DEGs, mit $\nu = 1$ und $\nu = 2$ bezeichnet werden.

Während in den 2DEG-Spektren sich das Kapazitätsminimum von Füllfaktor $\nu = 1$ genau auf der Hälfte des Spannungsintervalls zwischen der Einsatzspannung und dem Minimum von

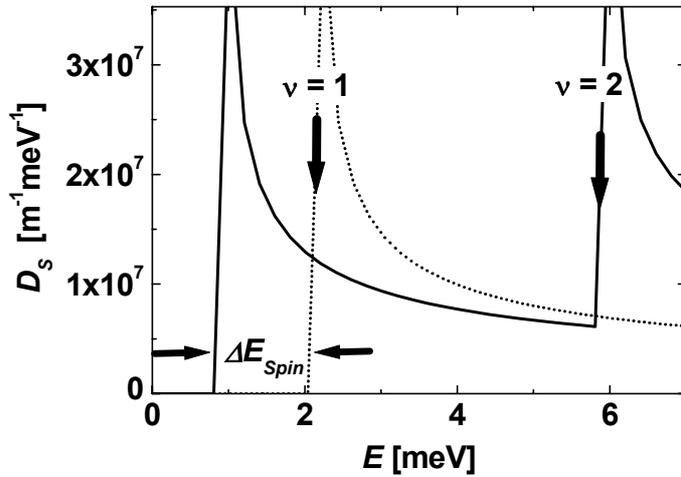


Abb. 5.04: Idealisierte Einteilchenzustandsdichte D_s des 1DEGs als Funktion der Energie im Magnetfeld. Die Spinentartung der 1D-Subbänder ist aufgehoben, die Spinaufspaltung beträgt ΔE_{Spin} . Zusätzlich sind mit Pfeilen die Subbandkanten markiert, die im Folgenden mit $\nu = 1$ und $\nu = 2$ bezeichnet werden.

Füllfaktor $\nu = 2$ befindet (Abb. 4.03), ist in den 1DEG-Spektren aufgrund der asymmetrischen 1D-Zustandsdichte (Abb. 5.04) das Minimum zu niedrigeren Gatespannungen verschoben.

5.11 Bestimmung des Subbandabstandes aus Kapazitätsspektren

Für die Bestimmung des Subbandabstandes und der Kapazität pro Länge eines Quantendrah-tes ist in mehreren Arbeiten der folgende Ansatz gewählt worden [Pall02], [Drex94b], [Lohs03]: Es wird die maximale Dichte n_{ql} des Elektronensystems mit nur einem besetzten Subband sowohl theoretisch als auch experimentell bestimmt. Theoretisch kann die Dichte des Elektronensystems durch Integration der idealisierten eindimensionalen Zustandsdichte bis zur zweiten Subbandkante ermittelt werden (Abb. 5.01). Experimentell wird die Dichte des Elektronensystems bestimmt durch:

$$n_{ql} = C_w U_{ql} / e, \quad (5.08)$$

mit C_w , der Kapazität pro Länge und U_{ql} , dem Spannungsintervall, in dem nur das erste Subband bevölkert ist. Die Spannung U_{ql} wird aus den Messungen ermittelt; sie wird hier definiert als die Differenz der Gatespannungen, bei denen die Steigung des Kapazitätssignals jeweils maximal ist. Für die Auswertung wird weiter davon ausgegangen, dass sowohl der Subbandabstand $\hbar\omega_0$ als auch die Kapazität pro Länge C_w innerhalb des Spannungsintervalls konstant sind. Diese Näherung ist im Experiment nur bedingt erfüllt, weil die Kapazität innerhalb des Spannungsintervalls leicht ansteigt. Die Ergebnisse für den Subbandabstand $\hbar\omega_0$ und C_w sind daher als Mittelung über das Intervall zu interpretieren.

Aus den Gleichungen (5.06) und (5.08) folgt der Ausdruck (5.09), der die Spannung U_{ql} mit dem angelegten Magnetfeld B in Relation setzt:

$$U_{ql}^{\frac{4}{3}} = \left(\frac{\alpha e}{C_w} \right)^{\frac{4}{3}} \omega_0^{\frac{2}{3}} + \left(\frac{\alpha e}{C_w \omega_0} \right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{e}{m^*} \right)^2 B^2, \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar}}. \quad (5.09)$$

Bei entsprechender Auftragung der Werte ergibt sich der lineare Zusammenhang: $U^{4/3}_{ql} = a_0 + a_1 B^2$, aus dessen Fit-Parametern a_0 , a_1 die Größen $\hbar\omega_0$ und C_w bestimmt werden können:

$$\hbar\omega_0 = \frac{e\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{a_0}{a_1}}, \quad (5.10)$$

$$C_w = \sqrt{\frac{8e^3}{\pi^2 \hbar a_0 \sqrt{a_1}}}. \quad (5.11)$$

In Abb. 5.05 sind die Kapazitätsstufenbreiten $U^{4/3}_{ql}$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld B^2 für die drei Quantendrahtarrays 1DEG a, b, c dargestellt. Aus den linearen Fits werden für die Drahtarrays der Subbandabstand und die Kapazität pro Länge bestimmt: 1DEGa: $\hbar\omega_0 = 4.6$ meV, $C_w = 188$ pF/m, 1DEGb: $\hbar\omega_0 = 6.3$ meV, $C_w = 165$ pF/m, 1DEGc: $\hbar\omega_0 = 8$ meV, $C_w = 163$ pF/m.

Die ermittelten Werte für den Subbandabstand sind vergleichbar mit den Ergebnissen, die an Drahtarrays vergleichbarer Geometrie auf MIS-Strukturen bestimmt worden sind [Pall02], [Lohs03]. Die Verschiebung des Einsatzes zu höheren Gatespannungen ist offensichtlich mit dem ansteigenden Subbandabstand korreliert. Der Unterschied der Subbandabstände der Drahtarrays 1DEGa und 1DEGb, deren Gateelektroden nominell gleich breit sind, wird auf den unterschiedlichen Ätzprozess zurückgeführt. Bei dem Array 1DEGb ist die Fläche zwischen den Epigateelektroden etwas tiefer als bei 1DEGa geätzt worden, so dass der Einfluss der geätzten Oberfläche auf das Elektronensystem verstärkt wird, was zu einem erhöhten Einschlusspotenzial führt. Die Ergebnisse von Experimenten an einem weiteren Drahtarray mit 150 nm Drahtbreite, das zeitgleich mit 1DEGb geätzt worden ist, unterstützen die Interpretation. Der Einfluss der Oberfläche ist bei diesem Array so stark, dass in dem zugänglichen Gatespannungsbereich kein Elektronensystem mehr induziert werden kann.

Mit der hier vorgestellten Methode, Drahtarrays auf EpiMIS-Strukturen zu präparieren, gibt es offensichtlich zwei unabhängige Möglichkeiten, das Einschlusspotenzial und damit den Subbandabstand des 1DEGs einzustellen. Einerseits nimmt der Subbandabstand mit abnehmender Drahtbreite zu, andererseits lässt sich durch die Tiefe des Ätzprozesses der Subbandabstand verändern.

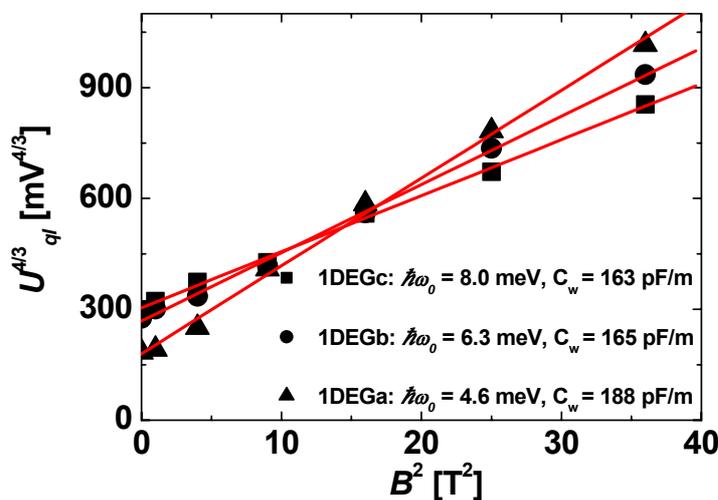


Abb. 5.05: Kapazitätsstufenbreite $U^{4/3}_{ql}$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld B^2 , ermittelt für die drei Quantendrahtarrays 1DEGa, b, c. Aus den linearen Fits lässt sich für jedes Elektronensystem der charakteristische Subbandabstand und die Kapazität pro Länge bestimmen.

5.12 Veränderung des Subbandabstandes mittels interdigitaler Gates

Der Einfluss der an die interdigitalen Gates angelegten Einschussspannung U_{Ein} auf die Kapazitätsspektren wird exemplarisch für das Drahtarray 1DEGb vorgestellt und die Veränderung des Subbandabstandes ermittelt.

In Abb. 5.06 sind die Kapazitätsspektren für vier verschiedene Einschussspannungen zwischen +300 mV und -600 mV dargestellt. Das verfügbare Spannungsintervall ist begrenzt durch das Einsetzen von Leckströmen und beträgt bei den Proben typisch ± 400 mV, maximal ± 600 mV. Mit abnehmender Einschussspannung schiebt die Einsatzspannung des 1DEGs näherungsweise linear zu höheren Gatespannungen. Die Ausprägung der Strukturen im Spektrum nimmt zu und die Breite des Spannungsintervalls des ersten Subbandes erhöht sich.

Zusätzlich kommt es mit abnehmender Einschussspannung zu einer leichten Abnahme des absoluten Kapazitätssignals. Die Ursache könnte die parasitäre Kapazität durch das zusätzliche Elektronensystem unterhalb der epitaktischen Einschusselktroden sein. Abhängig von der gewählten Einschussspannung ändert sich die Dichte und Ausdehnung dieses Elektronensystems und damit die resultierende parasitäre Kapazität.

Die Messungen bei unterschiedlichen Einschussspannungen werden in Abhängigkeit vom Magnetfeld durchgeführt, um sowohl Subbandabstand als auch Kapazität pro Länge C_w zu ermitteln. Die Kapazität C_w beträgt ungefähr 170 pF/m und verändert sich nur geringfügig. Der Subbandabstand in Abhängigkeit von der angelegten Einschussspannung ist in Abb. 5.07 aufgetragen. Mit zunehmender Spannung steigt der Subbandabstand mit etwa 1.1 meV/V an. Die relative Veränderung des Subbandabstandes ist damit vergleichbar mit den Ergebnissen an Quantendrähten mit ähnlichen geometrischen Dimensionen auf MIS-Strukturen [Pall02], [Lohs03]. Die maximale Einschussspannung in EpiMIS-Strukturen ist aber intrinsisch durch die Leitungsbanddiskontinuität der Heterostruktur auf etwa 600 mV begrenzt; bei höheren Spannungen setzen Leckströme ein. Für die absolute Veränderung des Subbandabstandes folgt daraus eine maximale Veränderung des Subbandabstandes von etwa 1 meV.

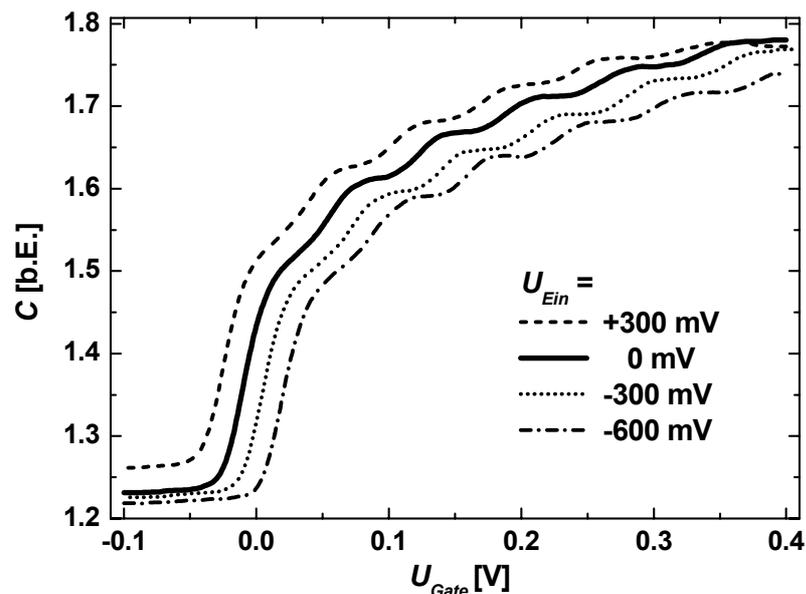


Abb. 5.06: Kapazitätsspektren von Quantendrahtarray 1DEGb in Abhängigkeit von der Einschussspannung U_{Ein} für $B = 0$ T. Der Einsatz des 1DEGs verschiebt sich näherungsweise linear mit abnehmender Einschussspannung zu höheren Gatespannungen.

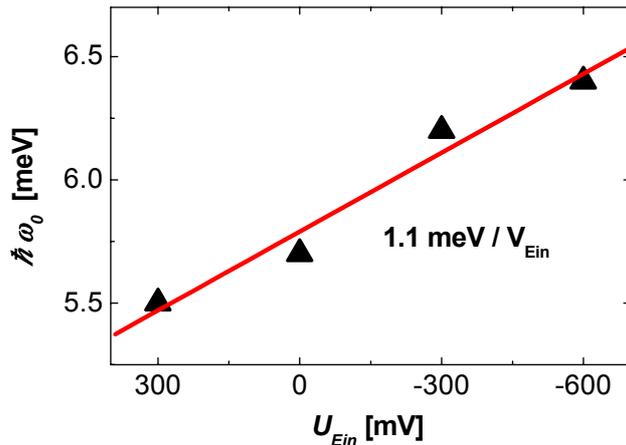


Abb. 5.07: Subbandabstand $\hbar\omega_0$ in Abhängigkeit von der Einschussspannung, ermittelt aus den Kapazitätsspektren von Quantendrahtarray 1DEGb bei angelegtem Magnetfeld.

Das Konzept der interdigitalen Gatestrukturen zur Erzeugung von Elektronensystemen mit durchstimmbarem Einschusspotenzial [Drex94b] kann erfolgreich von MIS-Strukturen auf EpiMIS-Strukturen mit qualitativ vergleichbaren Ergebnissen übertragen werden. Gegenüber den Strukturen mit metallischen Elektroden ist aufgrund der fehlenden Schottky-Barriere die maximale Einschussspannung der epitaktischen Elektroden auf ± 600 mV begrenzt, so dass der Subbandabstand nur um etwa 1.3 meV variiert werden kann.

5.13 Abhängigkeit des Subbandabstandes von der Gatespannung

Es wird ermittelt, inwiefern sich der Subbandabstand des 1DEGs mit der Gatespannung, die an die Drahtelektroden angelegt wird, verändert. Die Einschussspannung U_{Ein} wird bei diesen Messungen konstant $U_{Ein} = 0$ mV gehalten. Zur Bestimmung des Subbandabstandes werden neben Kapazitätsmessungen zusätzlich Magnetokapazitätsmessungen durchgeführt und gesondert ausgewertet.

Der den Subbandabstand bestimmende laterale Einschuss des 1DEGs erfolgt durch das effektive Einschusspotenzial V_{eff} , das durch zwei Summanden beschrieben werden kann:

$$V_{eff} = V_{bare} + V_{ee} \quad (5.12)$$

Das Potenzial V_{bare} wird durch die Ladungen auf Elektroden, Oberflächen und von ionisierten Störstellen erzeugt. Der zusätzliche Term V_{ee} beschreibt den Einfluss der Elektronen selbst auf das Einschusspotenzial. In der theoretischen Arbeit von *Laux et al.* wird der Einfluss der Elektronendichte auf das effektive Einschusspotenzial untersucht [Laux88]. Mit zunehmender Elektronendichte wird das Einschusspotenzial flacher und damit der Subbandabstand geringer. Die Untersuchungen von *Drexler et al.* an 1DEGs auf MIS-Strukturen ermöglichen mittels Photokapazitätsspektroskopie die Abschätzung des nackten Potenzials V_{bare} bzw. des korrespondierenden Subbandabstandes [Drex94c]. Für die untersuchten Quantendrähte ergibt sich ein Subbandabstand von $\Delta E \approx 8$ meV. Auswertungen von Kapazitätsmessungen, bei denen das Einschusspotenzial des 1DEGs zusätzlich durch V_{ee} beeinflusst wird, ergeben einen verringerten Wert von 4.7 meV.

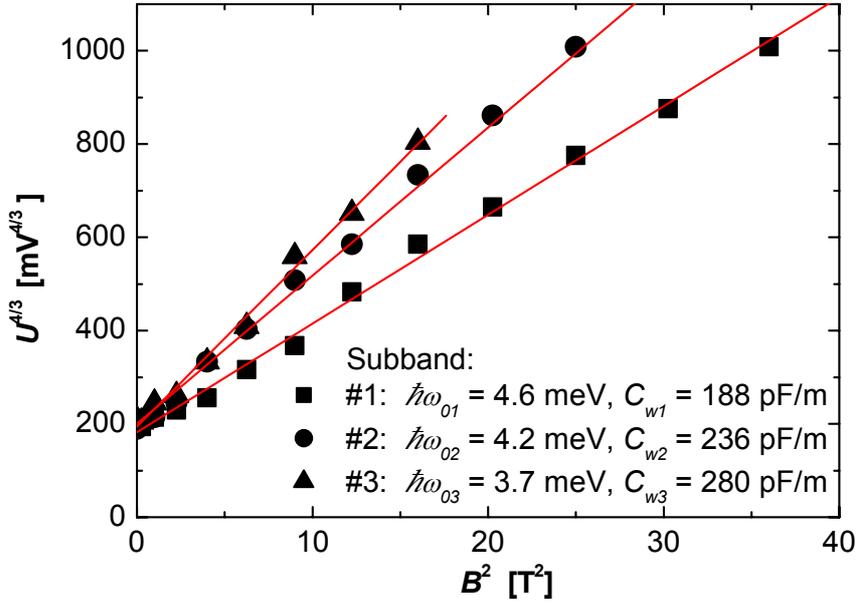


Abb. 5.08: Kapazitätsstufenbreiten $U^{4/3}$ der Subbänder (#1, #2, #3) in Abhängigkeit vom Magnetfeld B^2 , ermittelt für Quantendrahtarray 1DEGa. Aus den linearen Fits werden die Subbandabstände $\hbar\omega_{0i}$ und die Kapazitäten pro Länge C_{wi} ermittelt.

Für die Bestimmung des Subbandabstandes wird in Kap. 5.11 die Magnetfeldabhängigkeit des Gatespannungsintervalls ausgewertet, in dem nur das erste Subband besetzt ist. Eine Veränderung von V_{eff} mit zunehmender Gatespannung und damit korreliert 1DEG-Dichte wird dabei vernachlässigt. Eine Möglichkeit, die Auswirkungen der Erhöhung der Gatespannung auf V_{eff} zu ermitteln, ist die Auswertung des Subbandabstandes aus den Spannungsintervallen, in denen mehrere Subbänder bevölkert werden. Im Falle der EpiMIS-Spektren ist das aufgrund der hohen Anzahl besetzbarer Subbänder möglich.

Die maximale Dichte n_k , bei der gerade noch k eindimensionale Subbänder bevölkert sind, ist für ein idealisiertes 1DEG mit Gl. (5.07) zu bestimmen. Um die Magnetfeldabhängigkeit des Spannungsintervalls der zweiten Kapazitätsstufe auszuwerten, gilt unter Berücksichtigung von (5.07) und (5.08) für die Dichte $n_{2te\ Stufe}$, die im Spannungsintervall $\Delta U_{2te\ Stufe}$ der zweiten Stufe akkumuliert wird:

$$n_{2te\ Stufe} = \frac{1}{e} C_{wire2} \Delta U_{2te\ Stufe} = \sqrt{\frac{8m^*}{\pi^2 \hbar}} \frac{(\omega_{02}^2 + \omega_c^2)^{\frac{3}{4}}}{\omega_{02}} 2^{\frac{1}{2}}. \quad (5.13)$$

mit der mittleren Kapazität pro Länge C_{wire2} und dem Intersubbandabstand $\hbar\omega_{02}$. Für die dritte Kapazitätsstufe folgt mit entsprechenden Bezeichnungen:

$$n_{3te\ Stufe} = \frac{1}{e} C_{wire3} \Delta U_{3te\ Stufe} = \sqrt{\frac{8m^*}{\pi^2 \hbar}} \frac{(\omega_{03}^2 + \omega_c^2)^{\frac{3}{4}}}{\omega_{03}} 3^{\frac{1}{2}}. \quad (5.14)$$

Die Magnetfeldabhängigkeit der Spannungsintervalle der ersten drei Kapazitätsstufen wird für die Spektren des Drahtarrays 1DEGa ermittelt. In Abb. 5.08 sind die Kapazitätsstufenbreiten $U^{4/3}$ (#1, #2, #3) in Abhängigkeit vom Magnetfeld B^2 aufgetragen. Aus den linearen Fits werden jeweils der Subbandabstand und die Kapazität pro Länge ermittelt.

Der Subbandabstand nimmt von 4.6 meV auf 3.7 meV ab. Die Kapazität pro Länge hingegen steigt von 188 pF/m auf 280 pF/m an. Die Abnahme des Subbandabstandes wird auf den zunehmenden Einfluss der Elektronen auf das effektive Einschlusspotenzial zurückgeführt. Die Kapazität pro Länge C_w steigt sowohl wegen der zunehmenden mittleren Zustandsdichte

(Abb. 5.01) als auch aufgrund der anwachsenden geometrischen Breite des IDEGs bei abnehmendem Subbandabstand.

Für Gatespannungen größer +200 mV ist mit dem oben beschriebenen Verfahren keine Ermittlung des Subbandabstandes möglich. Um dennoch den Subbandabstand zu bestimmen, werden Magnetokapazitätsmessungen durchgeführt und mit einem einfachen Modell ausgewertet.

Magnetokapazitätsmessungen an IDEGs

Bei Magnetokapazitätsmessungen wird bei konstanter Gatespannung das Magnetfeld variiert. Mit zunehmendem Magnetfeld kommt es zur sukzessiven Depopulation der eindimensionalen Subbänder. Die Kapazität zeigt mit zunehmender Entvölkerung der Subbänder einen sägezahnartigen Verlauf. In Abb. 5.09 sind Magnetokapazitätsspektren des Drahtarrays IDEGa für verschiedene Gatespannungen zwischen 0 mV und +500 mV dargestellt. Die einzelnen Kurven sind übersichtshalber vertikal verschoben. Neben den Strukturen, die durch die Entvölkerung der eindimensionalen spinentarteten Subbänder entstehen, werden zusätzlich Strukturen aufgelöst, die der Aufhebung der Spinentartung der Subbänder zugeordnet werden. Die nach oben zeigenden Pfeile markieren dabei die Strukturen, die im ersten Subband auftreten ($\nu = 1$). Bei hohen Gatespannungen und Magnetfeldern tritt ein zusätzliches Minimum auf, das die Spinaufspaltung des zweiten eindimensionalen Subbandes ($\nu = 3$) reflektiert.

Für die Ermittlung des Subbandabstandes aus den Magnetokapazitätsspektren wird der Ansatz von *Berggreen et al.* gewählt, in deren Arbeit Magnetotransportmessungen an eindimensionalen Drähten durchgeführt und ausgewertet worden sind [Berg88]. Unter der Annahme, dass bei fester Gatespannung die Dichte des Elektronensystems konstant ist und bei sehr hohen

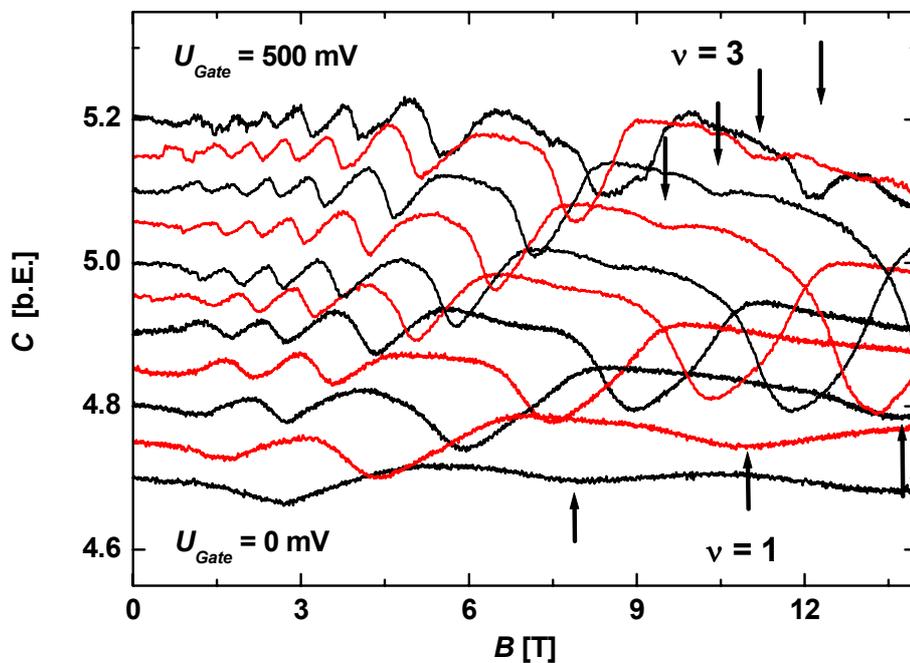


Abb. 5.09: Magnetokapazitätsspektren des Drahtarrays IDEGa für verschiedene Gatespannungen zwischen 0 mV und +500 mV. Die Pfeile markieren die Aufhebung der Spinentartung des ersten (Pfeile nach oben, $\nu = 1$) und zweiten (nach unten, $\nu = 3$) Subbandes. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal verschoben.

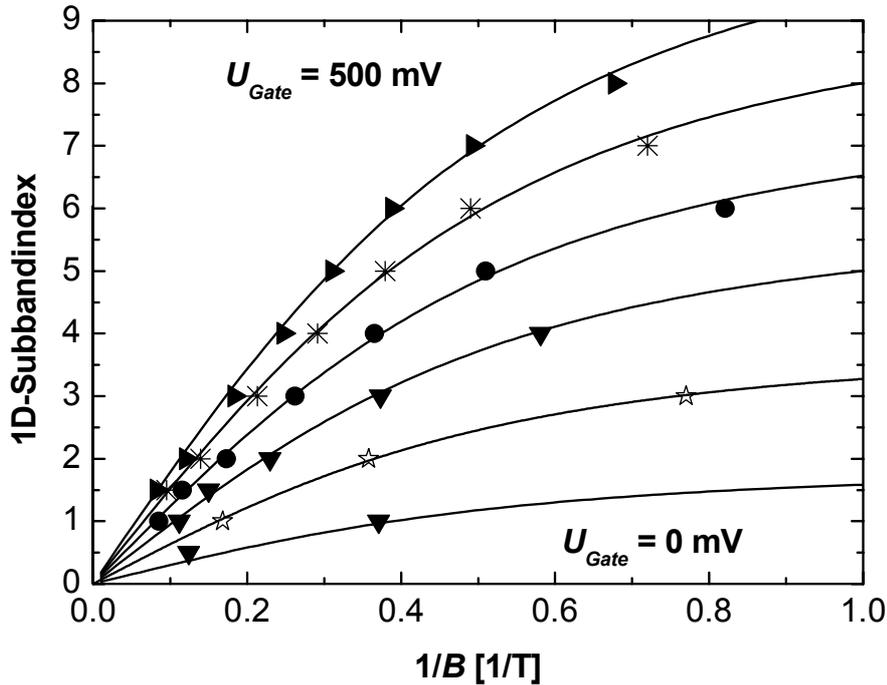


Abb. 5.10: 1DEG-Subbandindex in Abhängigkeit vom inversen Magnetfeld für verschiedene Gatespannungen zwischen 0 mV und +500 mV, ermittelt aus den Magnetkapazitätsmessungen. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen den Verlauf der Messpunkte.

Magnetfeldern die Landauquantisierung dominiert ($\hbar\omega \approx \hbar\omega_c > \hbar\omega_0$), können mittels Gl. (5.07) der Subbandabstand und die 1DEG-Dichte für verschiedene Gatespannungen bestimmt werden:

Durch die Näherung $\hbar\omega_c > \hbar\omega_0$ für hohe Magnetfelder lässt sich Gl. (5.07) vereinfachen, so dass das Produkt $n\omega_0$ bestimmt werden kann. Mit der Näherung des Produktes und den Magnetfeldpositionen der Subbandindizes k (Entvölkerung des $(k+1)$ -sten Subbandes) lässt sich mit Gl. (5.07) der Subbandabstand $\hbar\omega_0$ bestimmen.

In Abb. 5.10 ist der Subbandindex in Abhängigkeit vom inversen Magnetfeld für Gatespannungen zwischen 0 mV und +500 mV dargestellt. Die Daten werden aus den Magnetkapazitätsmessungen in Abb. 5.09 ermittelt. Aufgrund des Verlaufs der idealisierten Zustandsdichte wird als Position der Entvölkerung eines Subbandes der Punkt der stärksten Steigung der abfallenden Flanke des Kapazitätssignals definiert. Alternativ sind auch die Positionen der Kapazitätsminima benutzt worden; die Abweichungen der Ergebnisse sind kleiner 30%. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen den Verlauf der Messpunkte. Bei hohen Magnetfeldern dominiert die Landauquantisierung, der Verlauf der Punkte ist in guter Näherung linear. Bei kleineren Feldern hingegen weichen die Punkte deutlich vom geraden Verlauf ab.

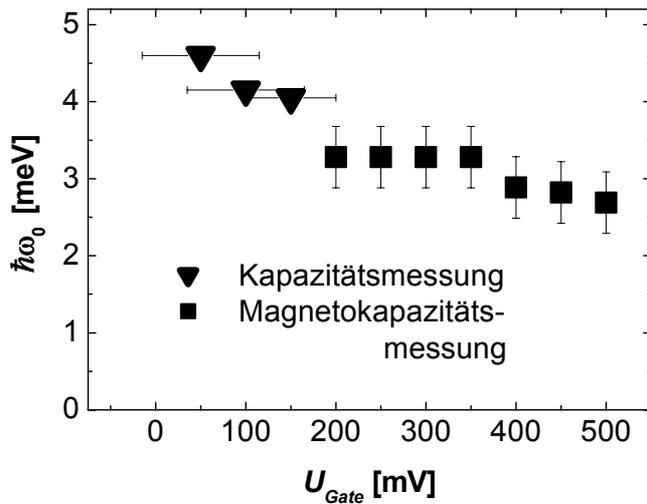


Abb. 5.11: Subbandabstand von Drahtarray 1DEGa in Abhängigkeit von der Gatespannung, ermittelt aus Kapazitäts- und Magnetokapazitätsmessungen.

Die ermittelten Werte für den Subbandabstand in Abhängigkeit von der Gatespannung sind in Abb. 5.11 dargestellt. Die Ergebnisse aus den Kapazitätsmessungen werden mit einem x -Achsen-Fehler dargestellt, um zu berücksichtigen, dass sie jeweils aus einem Spannungsintervall ermittelt worden sind. Der Fehler der Ergebnisse aus Magnetokapazitätsmessungen wird auf $\Delta E = \pm 0.4$ meV abgeschätzt. Mit zunehmender Gatespannung und in Näherung mit zunehmender 1DEG-Dichte nimmt der Subbandabstand deutlich ab, er sinkt von 4.6 meV bei der Gatespannung +50 mV näherungsweise linear auf unter 3 meV bei +500 mV.

Durch die kombinierte Auswertung von sowohl Kapazitäts- als auch Magnetokapazitätsmessungen kann, in qualitativer Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell von *Laux et al.*, gezeigt werden, dass mit zunehmender Gatespannung der Subbandabstand des 1DEGs abnimmt [Laux88].

5.14 Spinaufspaltung

In den Arbeiten von *Pallecchi et al.* und *Lohse* wird die Spinaufspaltung in eindimensionalen Systemen in Abhängigkeit von dem Subbandabstand untersucht ([Pall02], [Lohs03]) und mit theoretischen Arbeiten ([Kina90], [Shep92]) verglichen. Das 1DEG wird mit Kapazitätsmessungen an interdigitalen Drahtarrays auf MIS-Strukturen untersucht. Der Subbandabstand wird zwischen 4.5-7 meV variiert, die Spinaufspaltung wird aufgelöst und mit einem einfachen Modell ausgewertet. Bei *Pallecchi et al.* sinkt der effektive Landé-Faktor g^* mit zunehmendem Einschlusspotenzial von $g^* = 21$ bei $\hbar\omega_0 = 4.5$ meV auf $g^* = 4$ bei $\hbar\omega_0 = 7$ meV. Bei *Lohse* werden sehr ähnliche Strukturen untersucht: Der g^* -Faktor nimmt wiederum mit zunehmendem Einschluss ab, von $g^* = 10$ bei $\hbar\omega_0 = 4$ meV auf $g^* = 6$ bei $\hbar\omega_0 = 6$ meV. Die Abnahme des g^* -Faktors mit zunehmendem Subbandabstand ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell von *Kinaret et al.*

Im Folgenden wird die Spinaufspaltung in den Spektren der Drahtarrays 1DEGa und 1DEGb auf EpiMIS-Strukturen ausgewertet und mit den obigen Arbeiten an MIS-Strukturen verglichen. Für die Spinaufspaltung im 1DEG gilt:

$$\Delta E_{Spin} = g^* \mu_B B. \quad (5.15)$$

Die Aufspaltung ist proportional zum effektiven Landé-Faktor g^* , zum Bohrschen Magneton μ_B und zum senkrecht angelegten Magnetfeld B . Für die Ermittlung der Spinaufspaltung aus Kapazitätsspektren werden folgende Annahmen gemacht. Es wird von der idealisierten 1DEG-Zustandsdichte, Gl. (5.05), ausgegangen, die Kapazität pro Länge C_w innerhalb des ersten Subbandes sei konstant und die Dichte n_{Spin} , bei der nur das erste spinaufgelöste Subband bevölkert ist, kann experimentell bestimmt werden mit:

$$n_{Spin} = C_w \Delta U_{Spin} / e. \quad (5.16)$$

ΔU_{Spin} ist das Spannungsintervall zwischen Einsatz des Elektronensystems und Bevölkering des zweiten spinaufgelösten Subbandes. Die Berechnung der Aufspaltung ΔE_{Spin} erfolgt durch die Integration der idealisierten Zustandsdichte bis zur Dichte n_{Spin} .

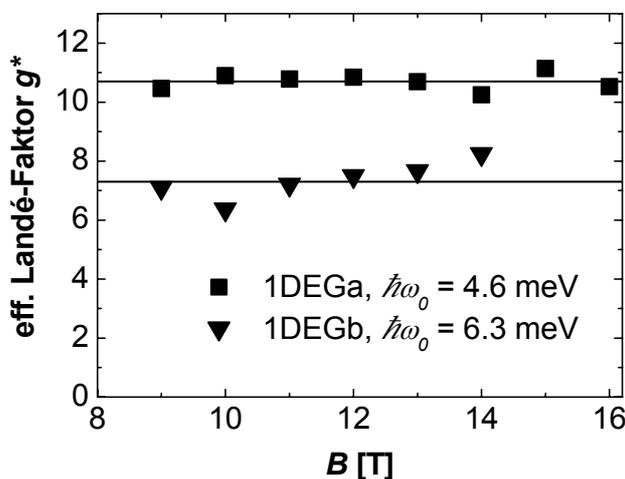


Abb. 5.12: Effektiver Landé-Faktor g^* in Abhängigkeit vom Magnetfeld für die Quantendrahtarrays 1DEGa und 1DEGb.

Es folgt für die Spinaufspaltung:

$$\Delta E_{Spin} = \left(\frac{\omega_0}{\omega_C} \right)^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*} n_{Spin}^2 \quad (5.17)$$

Mittels der Gleichungen (5.15), (5.16) und (5.17) wird der g^* -Faktor aus den Kapazitätsmessungen für die Drahtarrays 1DEGa und 1DEGb bestimmt.

In Abb. 5.12 ist der g^* -Faktor der 1DEGs in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgetragen. Die ermittelten Werte sind in guter Näherung magnetfeldunabhängig und betragen für 1DEGa ($\hbar\omega_0 = 4.6$ meV): $g^* = 10,7 \pm 0.3$ und für 1DEGb ($\hbar\omega_0 = 6.3$ meV): $g^* = 7,3 \pm 0.6$. Für das Drahtarray 1DEGc ($\hbar\omega_0 = 8$ meV) konnten die Kapazitätsmessungen bei hohen Magnetfeldern ($B > 6$ T) nicht ausgewertet werden. Das Kapazitätssignal wird, auch bei deutlicher Absenkung der Messfrequenz, durch das resistive Signal stark verformt.

Die Ergebnisse der Auswertung des g^* -Faktors reihen sich sehr gut in die Arbeiten an MIS-Strukturen ein. Die absoluten Werte des g^* -Faktors für 1DEGa, b und die abnehmende Tendenz mit zunehmendem Subbandabstand stimmen gut mit den Ergebnissen von *Lohse* überein. Eine weitere Parallele ist das Auftreten von Ladeschwierigkeiten des 1DEGs bei hohen Subbandabständen (1DEGc). Auch bei *Lohse* kann für Subbandabstände $\hbar\omega_0$ größer 7 meV aufgrund von Ladeschwierigkeiten der g^* -Faktor nicht bestimmt werden [Lohs03].

5.15 Tunnelwiderstand zwischen 3DEG-1DEG

Aus Tunnelexperimenten bei hohen Feldern an 3D-2D-Systemen und 2D-2D-Systemen wird ein Gap der Einteilchenzustandsdichte an der Fermikante ermittelt (Kap. 4.9). Bei den Experimenten an EpiMIS-Strukturen (3D-2D-Tunneln) wird im Magnetfeld eine charakteristische Kamelhöckerstruktur im resistiven Signal symmetrisch um den Füllfaktor $\nu = 1$ aufgelöst. Im folgenden Abschnitt werden die Spektren des Quantendrahtarrays 1DEGa auf der EpiMIS-Struktur in Hinblick auf das resistive Signal bzw. auf die Deformation des imaginären Signals durch das resistive Signal untersucht.

In Abb. 5.13 werden die normierten Spektren des imaginären und resistiven Signals von 1DEGa bei einem Feld von $B = 10$ T bei $T = 50$ mK dargestellt. Die Messungen sind bei verschiedenen Anregungsamplituden und Frequenzen durchgeführt worden. Die normierten imaginären Signale sind weitgehend identisch, lediglich im Bereich des Minimums der hybridisierten Subbandkante, im Folgenden $\nu = 2$ bezeichnet, bricht für Frequenzen größer 15 kHz das Signal ein. Die normierten resistiven Signale ähneln sich qualitativ. Der Verlauf des Signals entspricht weitgehend einer Spiegelung des imaginären Signals, zeigt aber in der Umgebung von Füllfaktor $\nu = 2$ ein Minimum; d.h. es gibt dort ein Widerstandsmaximum.

Als Ursache des Widerstandes sind die Zuleitungswiderstände (Rückkontakt, Kontakt, Lock-In-Eingangswiderstand) auszuschließen, da keine Abhängigkeit von der Gatespannung oder dem Füllfaktor zu erwarten ist. Durch den Vergleich von Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern ergibt sich eine direkte Kopplung des Widerstandsmaximums an die Position des Kapazitätsminimums. Der Ursprung des Widerstandes ist vermutlich der Tunnelwiderstand zwischen Rückelektrode und 1DEG. Dieser ist näherungsweise proportional zur reziproken Einteilchenzustandsdichte des 1DEGs (s. Gl. (4.13)), die an der Subbandkante minimal wird (Abb. 5.01). Als alternative Ursache des Widerstandes wird lateraler Transport im 1DEG diskutiert. Bei einem räumlich inhomogenen Ladeprozess des 1DEGs kann lateraler Transport im 1DEG relevant werden. Durch die Füllfaktorabhängigkeit der Leitfähigkeit des 1DEGs könnte ebenfalls ein Widerstandsmaximum im resistiven Signal entstehen.

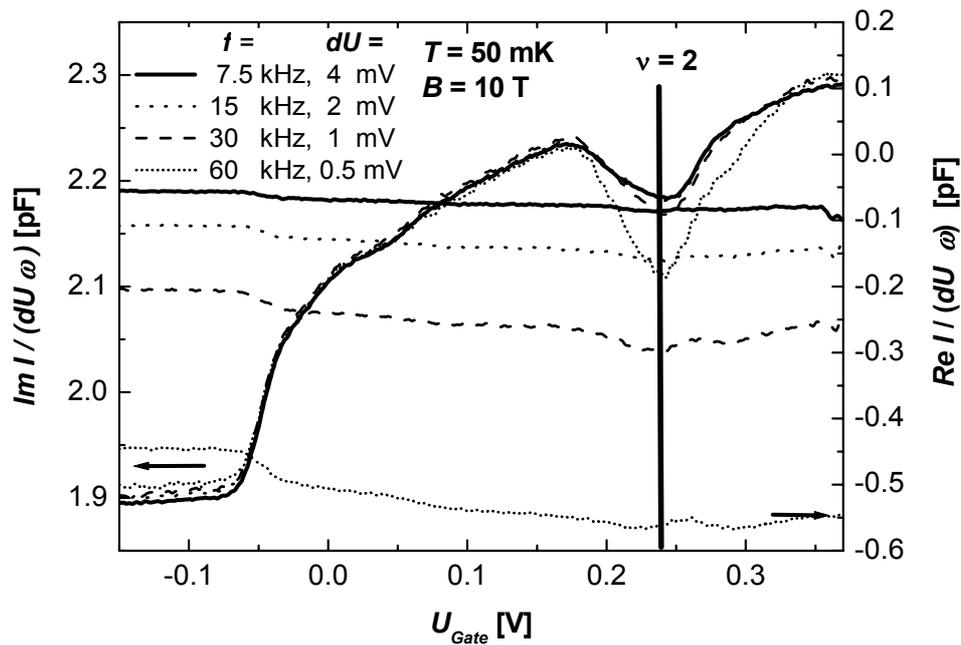


Abb. 5.13: Normiertes, imaginäres und resistives Signal von Drahtarray 1DEG bei $B = 10 \text{ T}$ und $T = 50 \text{ mK}$ für verschiedene Anregungsamplituden und Frequenzen. Die senkrechte Linie markiert die Füllfaktorposition $\nu = 2$, an der das imaginäre Signal für Frequenzen größer 15 kHz aufgrund des resistiven Signals einbricht.

Bei Transportexperimenten an quasi-eindimensionalen Einschnürungen nimmt der Leitwert, auch bei angelegtem senkrechtem Magnetfeld, stufenartig mit der Anzahl der bevölkerten Subbänder zu. Leitfähigkeitsminima an den Subbandkanten werden nicht aufgelöst [Thom96]. Übertragen auf die Kapazitätsmessungen am 1DEG, wird an der Subbandkante kein ausgeprägtes Widerstandsmaximum durch lateralen Transport erwartet. Das Widerstandsmaximum wird deswegen dem Tunnelwiderstand bzw. der geringen Zustandsdichte des 1DEGs nahe der Subbandkante zugeordnet.

Mit weiter ansteigendem Magnetfeld prägt sich im resistiven Signal eine weitere Struktur aus, deren Abhängigkeit von der Anregungsamplitude und Temperatur untersucht wird.

In Abb. 5.14 sind normierte Spektren bei einem Magnetfeld von $B = 14 \text{ T}$ dargestellt. Die Frequenz beträgt 3.3 kHz, die Anregungsamplitude wird zwischen 0.5 mV und 16 mV variiert. Das normierte, imaginäre Signal ist unabhängig von der Anregungsamplitude und entspricht der differentiellen Kapazität.

Das resistive Signal skaliert weitgehend mit der Anregungsamplitude, außer für den Gate Spannungsbereich um $U_{\text{Gate}} \approx +0.19 \text{ V}$. Dort nimmt das resistive Signal mit abnehmender Anregungsamplitude relativ zu. Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern ergeben eine direkte Kopplung des Bereiches mit nicht-linearem Widerstandsverhalten an die Füllfaktorposition bei $1 < \nu < 2$.

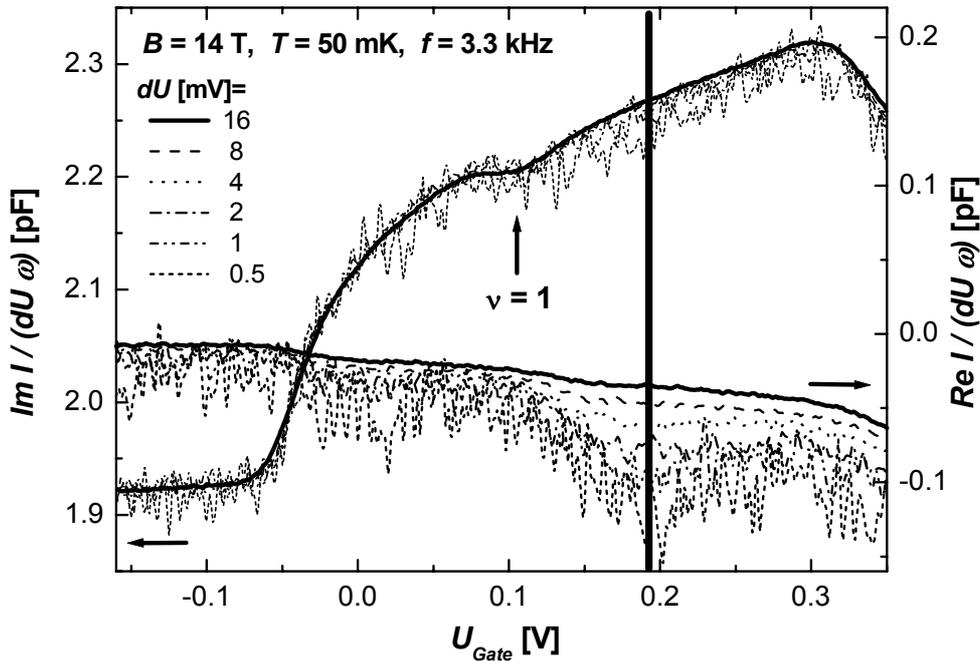


Abb. 5.14: Normiertes imaginäres und resistives Signal bei $B = 14$ T und $T = 50$ mK für verschiedene Anregungsamplituden bei der Frequenz $f = 3.3$ kHz. Der Pfeil markiert das Kapazitätsminimum bei Füllfaktor $\nu = 1$. Die senkrechte Linie markiert die Gatespannungsposition (+0.19 V), bei der das resistive Signal nicht linear mit dU skaliert.

Die Ursache dieses Widerstandsmaximums ist vermutlich nicht die geringe Einteilchenzustandsdichte des 1DEGs (s. Abb. 5.01): Während bei kleineren Feldern, beispielsweise $B = 10$ T (Abb. 5.12), das Widerstandsmaximum an den ganzzahligen Füllfaktor und somit die reduzierte Einteilchenzustandsdichte gekoppelt ist, lässt sich dieses Argument auf das Verhalten bei $1 < \nu < 2$ nicht übertragen, weil in dem Füllfaktorbereich die Zustandsdichte deutlich höher als bei $\nu = 1$ ist (s. Abb. 5.04). Das resistive Signal zeigt aber bei der Gatespannungsposition von $\nu = 1$ keinen Hinweis auf einen erhöhten Widerstand.

Messungen bei höheren Frequenzen verdeutlichen zusätzlich die Position des Widerstandsmaximums bei $1 < \nu < 2$ im imaginären Signal.

In Abb. 5.15 sind die zu Abb. 5.14 entsprechenden Spektren für eine Frequenz von 15 kHz dargestellt. Bis Füllfaktor $\nu = 1$ skalieren die Spektren, für $\nu > 1$ bricht das Signal ein. Die Position des stärksten Signaleinbruchs wird mit einer senkrechten Linie markiert und ist in Übereinstimmung mit dem Minimum im resistiven Signal in Abb. 5.14.

Eine mögliche Interpretation für den füllfaktorabhängigen Tunnelwiderstand ist, in Anlehnung an die Ergebnisse der Kapazitätsmessungen mit 3D-2D-Tunneln in Kap. 4.41, ein Gap in der Einteilchenzustandsdichte des 1DEGs.

Bei einem linearen Gap an der Fermikante wird für ein 2DEG eine parabolische Abhängigkeit der Spannung über der Tunnelbarriere V_{tun} vom Tunnelstrom I_{tun} erwartet (Kap. 4.41, [Devi00]). Die Spannung über der Barriere, die Tunnelspannung, ist im Niederfrequenzlimit proportional zum resistiven Signal. Der Tunnelstrom entspricht bei 2DEG-Proben dem imaginären Signal. Bei einer Kapazitätsmessung an einem IDEG trifft das nicht mehr zu. Das imaginäre Signal setzt sich additiv aus dem Tunnelstrom, der das IDEG umlädt, und einem parallelen Strompfad zusammen, der durch die Streukapazität der Gateelektrode bezüglich des

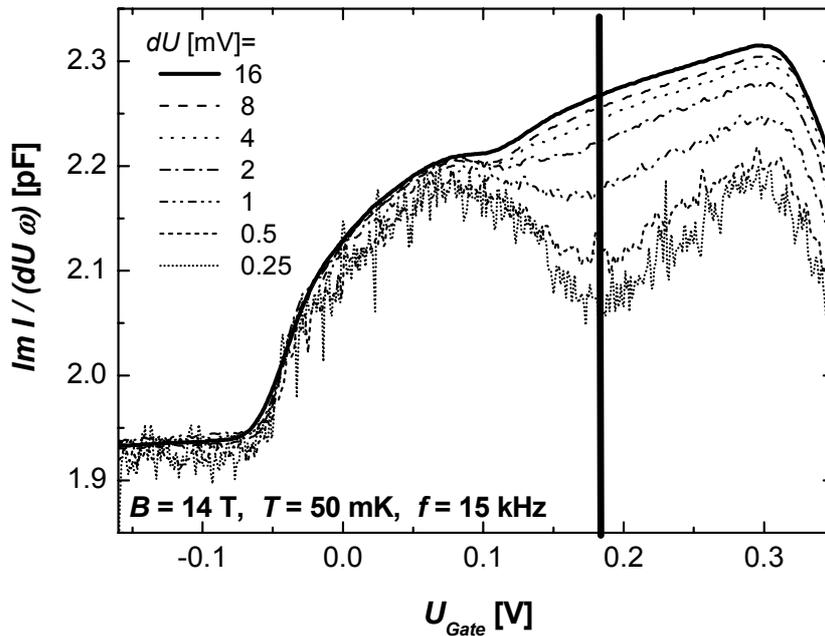


Abb. 5.15: Normiertes imaginäres Signal bei $B = 14$ T und der Frequenz von 15 kHz für verschiedene Anregungsamplituden zwischen 16 mV und 0.25 mV. Die senkrechte Linie markiert den Signaleinbruch bei $1 < \nu < 2$.

Rückkontaktes entsteht. Der zweite Beitrag ist für die nachfolgenden Betrachtungen nicht relevant.

Zur Auswertung der Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Tunnelspannung werden die Spektren in Abb. 5.14 an der Gatespannungsposition +0.19 V betrachtet. In Abb. 5.16 ist das imaginäre Signal in Abhängigkeit vom resistiven Signal dargestellt. Als konstanter Offset wird der Wert des resistiven Signals vor dem Einsatz des 1DEGs vorher abgezogen. Neben den Messpunkten ist ein parabolischer Fit aufgetragen, der den Verlauf der Punkte sehr gut widerspiegelt. Die gute Übereinstimmung mit dem parabolischen Verlauf ist ein deutliches Indiz für ein lineares Gap der Einteilchenzustandsdichte im 1DEG für die Füllfaktorposition $1 < \nu < 2$.

Ein weiteres Indiz für ein Gap an der Fermikante ist die Temperaturabhängigkeit des Tunnelwiderstandes. Falls die energetische Verbreiterung durch die endliche Anregungsamplitude zu vernachlässigen ist, wird die thermische Verbreiterung ($\approx kT$) relevant. Mit abnehmender

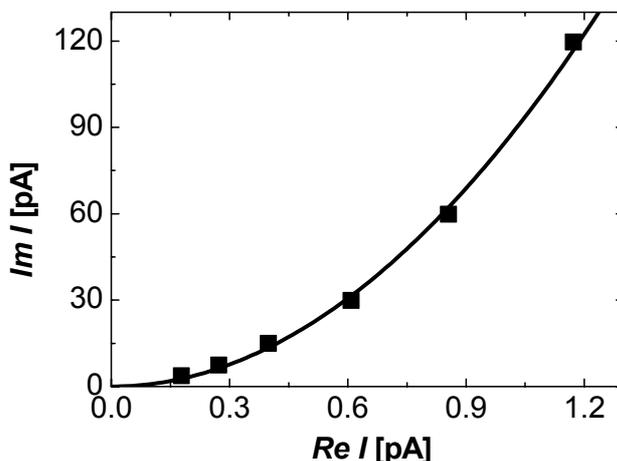


Abb. 5.16: Imaginäres Signal in Abhängigkeit vom resistiven Signal, ermittelt für $U_{Gate} = +0.19$ V. Die Anregungsamplitude wird zwischen 16 mV und 0.25 mV bei $B = 14$ T und der Frequenz von 15 kHz variiert. Ein konstanter Offset ist vorher vom resistiven Signal abgezogen worden. Die durchgezogene Linie ist ein parabolischer Fit des Verlaufs der Punkte.

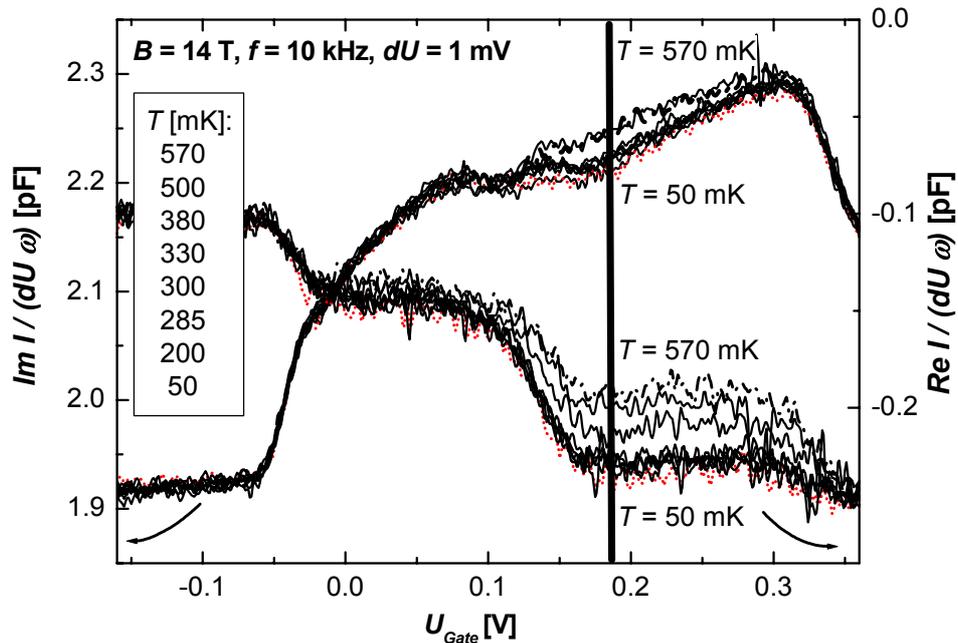


Abb. 5.17: Normiertes, imaginäres und resistives Signal bei $B = 14 \text{ T}$ und Temperaturen zwischen 50 mK und 570 mK . Die Anregungsamplitude beträgt 1 mV , die Frequenz 10 kHz . Die senkrechte Linie markiert den Signaleinbruch bei $1 < \nu < 2$.

Temperatur sinkt die thermische Verbreiterung der Zustandsdichte an der Fermikante (s. Kap. 4.14), so dass ein Anstieg des Tunnelwiderstandes erwartet wird. Übersteigt die Temperaturverbreiterung hingegen die maximale Breite des Gaps, so wird dieses ausgeblendet, der Einfluss auf den Tunnelwiderstand verschwindet.

An einem 2DEG untersuchen *Deviatov et al.* die Kamelhöckerstruktur im resistiven Signal um $\nu = 1$ bei $B = 14 \text{ T}$ temperaturabhängig. In dem Temperaturregime $0.05 \text{ K} < T < 1 \text{ K}$ wird eine starke Temperaturabhängigkeit der Strukturen festgestellt.

In dieser Arbeit wird untersucht, ob in dem Temperaturregime $0.05 \text{ K} < T < 0.6 \text{ K}$ ebenfalls eine Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes für $1 < \nu < 2$ vorliegt.

In Abb. 5.17 sind die Spektren des Drahtarrays für $B = 14 \text{ T}$ und Temperaturen zwischen 50 mK und 570 mK dargestellt. Die Frequenz beträgt 10 kHz , die Anregungsamplitude 1 mV . Das imaginäre Signal ist weitgehend temperaturunabhängig, nur für $1 < \nu < 2$ bricht das Signal, markiert mit der senkrechten Linie, bedingt durch den Tunnelwiderstand leicht ein. Das resistive Signal zeigt deutlich einen stufenartigen Abfall für $\nu > 1$. Mit abnehmender Temperatur sinkt das resistive Signal, der Tunnelwiderstand steigt. Für Temperaturen kleiner 330 mK sättigt der Widerstandsanstieg, als Ursache wird die energetische Verbreiterung durch die Anregungsamplitude von 1 mV vermutet.

Zur Überprüfung werden weitere Messungen bei einer auf 0.1 mV reduzierten Anregungsamplitude durchgeführt. In Abb. 5.18 sind die Spektren des imaginären Signals für Temperaturen zwischen 50 mK und 650 mK bei einer Frequenz von 15 kHz dargestellt. Zusätzlich zu den Messkurven sind geglättete Kurven der Messkurven aufgetragen. Als Referenz ist vertikal verschoben das Spektrum einer Messung bei 50 mK und einer Anregungsamplitude von 10 mV aufgetragen, das die differentielle Kapazität reflektiert.

Die Verringerung der Anregungsamplitude hat starke Auswirkungen: Alle Messungen in dem untersuchten Temperaturintervall zeigen einen deutlichen Signaleinbruch an der gleichen Füllfaktorposition. Das Spinminimum ist aufgrund des hohen Rauschpegels nicht mehr auf-

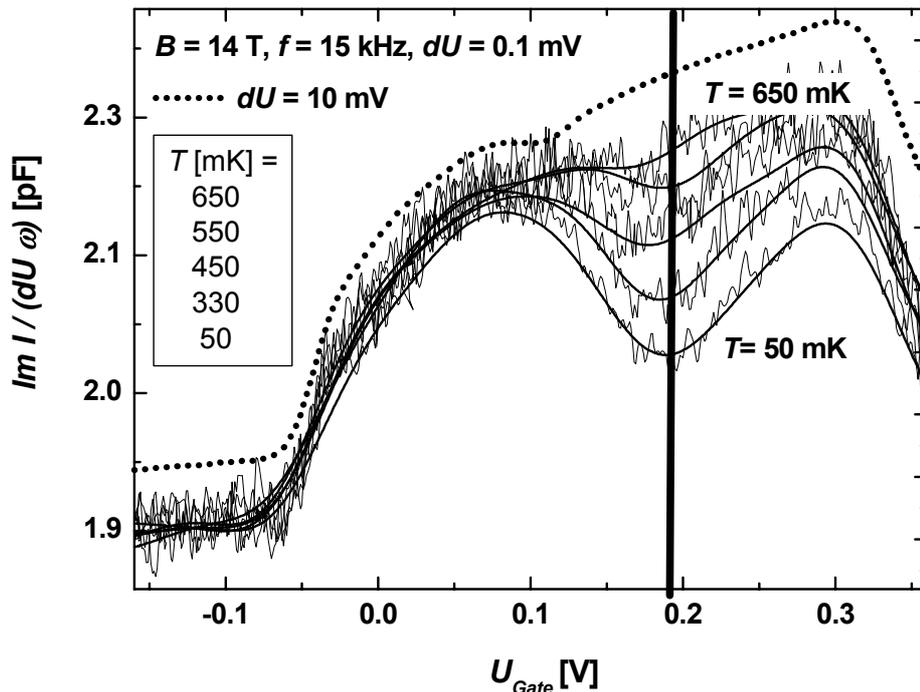


Abb. 5.18: Normiertes, imaginäres Signal und geglättete Kurven bei $B = 14$ T und Temperaturen zwischen 50 mK und 650 mK. Die Anregungsamplitude beträgt 0.1 mV bei einer Frequenz von 15 kHz. Als Referenz ist ein vertikal verschobenes Spektrum aufgetragen, das mit einer Anregungsamplitude von 10 mV bei $T = 50$ mK aufgenommen worden ist. Die senkrechte Linie markiert den Signaleinbruch bei $1 < \nu < 2$.

zulösen. Mit abnehmender Temperatur wächst der Signaleinbruch kontinuierlich an. Die energetische Verbreiterung durch die Anregungsamplitude ist bei diesen Messungen folglich zu vernachlässigen. Da selbst bei der Messung bei einer Temperatur von 650 mK die Deformation noch nicht ausgeblieben ist, kann die Breite des Gaps mit $\Delta E_{\text{Gap}} > kT$ auf größer 0.05 meV abgeschätzt werden.

Die deutliche Temperaturabhängigkeit der füllfaktorabhängigen Struktur im resistiven Signal wird als weiteres Indiz für ein Gap interpretiert.

Aus Kapazitätsmessungen an einem Quantendrahtarray wird im Magnetfeld für den Füllfaktorbereich mit $1 < \nu < 2$ ein deutlicher Anstieg des Tunnelwiderstandes ermittelt. Aufgrund der Abhängigkeit des Widerstandes von Anregungsamplitude und Temperatur wird auf ein lineares Gap der Einteilchenzustandsdichte des 1DEG geschlossen. Um die Interpretation zu untermauern, sollten weitere Messungen bei verschiedenen Anregungsamplituden und eine quantitative Auswertung der Temperaturabhängigkeit erfolgen. Die Ursache der Füllfaktorposition des Gaps ist unklar. Die Kopplung an die Position $1 < \nu < 2$ motiviert aber den Einfluss des Spinzustandes der Elektronen auf die Entstehung des Gaps. Vergleichbare experimentelle Ergebnisse zu Energiegaps bei 1DEGs sind mir nicht bekannt.

5.2 Drahtarrays auf EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere

Auf der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere (#1235) werden mehrere Quantendrahtarrays prozessiert und Kapazitätsuntersuchungen daran durchgeführt. Ziel ist die Erzeugung eines 1DEGs, das im Quantenwell der Struktur eingeschlossen ist. Die räumliche Ausdehnung des Elektronensystems ist in Wachstumsrichtung im Vergleich zu 1DEGs in EpiMIS-Strukturen ohne Barriere auch bei kleiner Dichte durch den QW begrenzt (s. Kap.4.2). Es werden aufgrund des stärkeren Einschlusspotenzials deutlich ausgeprägtere Vielteilcheneffekte erwartet [Calm96].

Für die Präparation wird die Präparationskette der Drahtarrays auf Standard-EpiMIS-Strukturen übernommen. Die Arrays bestehen aus typisch 25 Drähten mit einer Länge von je $50\ \mu\text{m}$. Die Gateelektroden werden mit einem Standard-Trockenätzprozess (RIE 10 s) in das Epigate übertragen. Das Verhältnis der Breite einer Drahtelektrode zur Breite der Fläche zwischen zwei Drähten beträgt jeweils eins. Es werden Arrays mit Elektrodenbreiten von 150, 200, 250 und 350 nm realisiert. In den Kapazitätsmessungen an den Drahtarrays mit den Drahtbreiten 150 nm und 200 nm kann in dem Spannungsbereich mit $U_{\text{Gate}} < 0.3\ \text{V}$ kein Elektronensystem induziert werden. Bei höheren Gatespannungen sind Kapazitätsmessungen aufgrund einsetzender Leckströme nicht möglich.

In der Abb. 5.19 sind die Spektren der Drahtarrays 1DEGd und 1DEGe mit den Drahtbreiten 350 nm und 250 nm dargestellt. Zum Vergleich ist das Spektrum einer 2DEG-Probe dargestellt. Die einzelnen Graphen sind übersichtshalber unterschiedlich skaliert worden. Die Einsatzspannungen der Drahtspektren sind gegenüber der 2DEG-Probe zu höheren Spannungen verschoben, das Array mit der geringeren Drahtbreite ist dabei weiter verschoben.

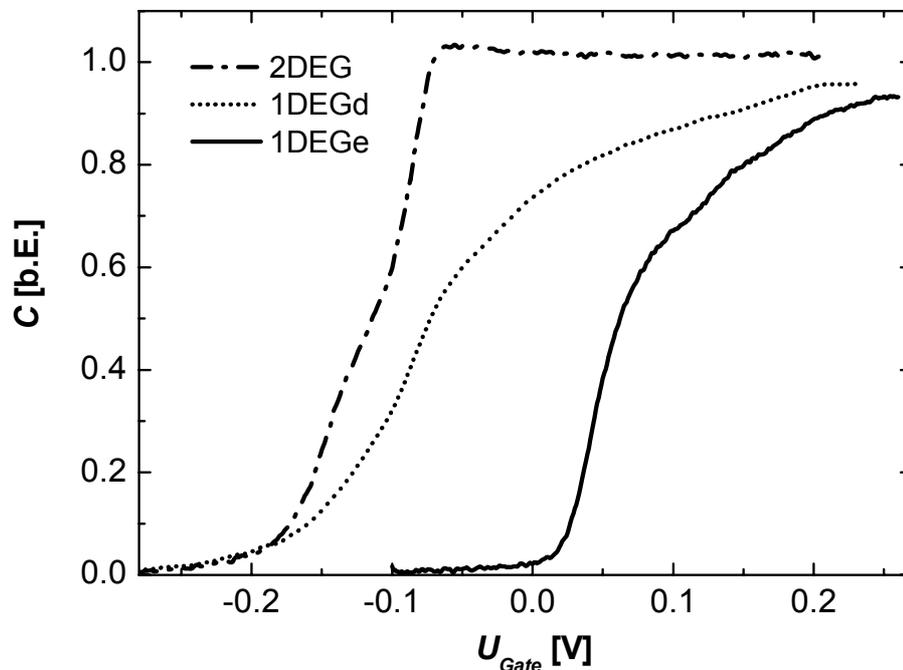


Abb. 5.19: Kapazitätsspektren von zwei Proben mit verschiedenen Drahtarrays und zum Vergleich einer 2DEG-Probe auf der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere. Die Breiten der Drahtelektroden betragen: 1DEGd = 350 nm und 1DEGe = 250 nm. Der unterschiedliche Kurvenverlauf wird im Folgenden diskutiert. Die einzelnen Graphen sind übersichtshalber unterschiedlich skaliert.

Bei der 2DEG-Probe wird zuerst das untere 2DEG, danach das 2DEG im QW bevölkert; die Stufe im Einsatz reflektiert die einsetzende Bevölkering des QW. Nach dem Einsatz bleibt die Kapazität unter Vernachlässigung der schwachen Kapazitätsüberhöhung am Einsatz konstant (s. Kap. 4.2). Bei der Interpretation der Drahtarrayspektren muss berücksichtigt werden, dass in der Messung eventuell nicht beide Elektronensysteme bevölkert werden.

Die Kapazität von 1DEGd steigt bogenförmig mit zwei schwachen Kapazitätsstufen an. Der Einsatz des Elektronensystems hat eine Breite von $\Delta U_{\text{Einsatz}} \approx 100$ mV und zeigt eine Stufe bei ≈ -90 mV, ähnlich wie in der 2DEG-Probe. Ein weiterer schwacher stufenartiger Anstieg folgt bei ≈ -30 mV.

Das Spektrum des Arrays 1DEGe zeigt hingegen einen steilen Kapazitätsanstieg mit einer Breite von $\Delta U_{\text{Einsatz}} < 50$ mV, gefolgt von zwei schwachen Kapazitätsstufen.

Durch Messungen im Magnetfeld werden in den folgenden Kapiteln Rückschlüsse auf den Ursprung der Strukturen und die Eigenschaften der Elektronensysteme gezogen.

5.21 Drahtarray mit 350 nm Drahtbreite

In Abb. 5.20 sind die Spektren des Drahtarrays 1DEGd mit 350 nm breiten Drähten in Abhängigkeit vom senkrecht angelegten Magnetfeld für $B = 0-14$ T dargestellt. Die einzelnen Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Mit Pfeilen sind die Minima, die den Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ zugeordnet werden, bei hohen Magnetfeldern gekennzeichnet. Die zusätzlichen Pfeile kennzeichnen mit Fragezeichen eine schwache stufenartige Struktur, deren Ursache nicht geklärt ist. Die Gatespannungspositionen der Kapazitätsminima der Füll-

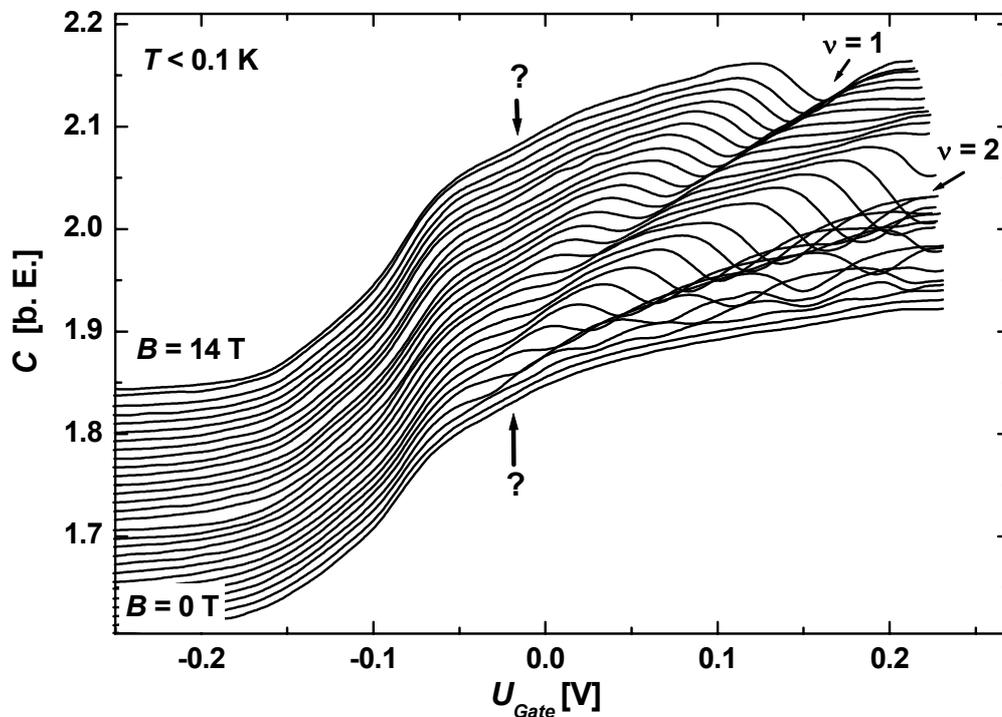


Abb. 5.20: Kapazitätsspektren des Drahtarrays 1DEGd mit 350 nm breiten Elektroden in Abhängigkeit vom Magnetfeld ($B = 0-14$ T). Die Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Die Pfeile kennzeichnen neben den Minima der Füllfaktoren $\nu = 1$ und $\nu = 2$ bei hohen Feldern weitere stufenartige Strukturen, die ungeklärt sind.

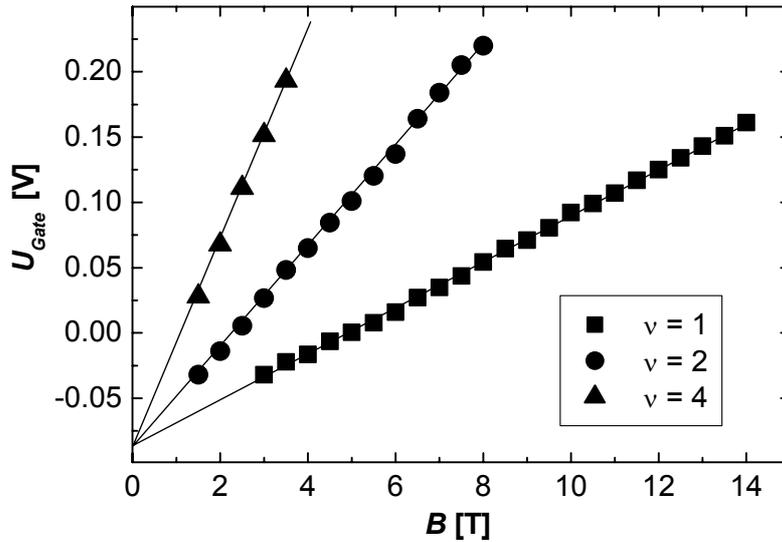


Abb. 5.21: Gatespannungsposition der Kapazitätsminima der Füllfaktoren $\nu = 1, 2, 4$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Aus dem linearen Verlauf der Fits der Werte wird geschlossen; die Einsatzspannung wird durch die Extrapolation der Fits auf $U_{Gate} = -85$ mV bestimmt.

faktoren $\nu = 1, 2, 4$ werden in Abb. 5.21 in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Der Verlauf der Kurven lässt sich sehr gut linear fiten und auf einen gemeinsamen Ursprung bei $U_{Gate} = -85$ mV extrapolieren. Der lineare Verlauf wird der Dispersion der Landaniveaus eines 2DEGs zugeordnet; der Kapazitätsstufe bei -85 mV kann somit der Einsatz des Elektronensystems im Quantenwell zugeordnet werden. Der bogenförmige Verlauf des Kapazitätsanstiegs reflektiert die anwachsende Ausdehnung des Elektronensystems mit zunehmender Gatespannung [Schm96]. Die ungeklärte Struktur bei ≈ -30 mV entsteht eventuell durch eine Modifikation der Zustandsdichte durch Vielteilcheneffekte, ähnlich der Überhöhung der Kapazität des 2DEGs bei geringer Dichte.

In dem Drahtarray mit 350 nm breiten Elektroden werden die beiden Elektronensysteme bevölkert. Der laterale Einschluss des Elektronensystems im QW genügt nicht, um eine in den Kapazitätsmessungen auflösbare Quantisierung zu erzeugen.

5.22 Drahtarray mit 250 nm Drahtbreite

Die Spektren des Drahtarrays 1DEGe mit 250 nm breiten Drähten sind in Abb. 5.22 in Abhängigkeit vom senkrecht angelegten Magnetfeld zwischen $B = 0-7$ T dargestellt. Die einzelnen Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Die Breite des Einsatzes ist mit $\Delta U_{Einsatz} < 50$ mV wesentlich geringer als bei der 2DEG-Probe mit $\Delta U_{Einsatz} \approx 100$ mV, eine Stufe im Bereich des Einsatzes kann in den Spektren nicht aufgelöst werden.

Im Folgenden wird dem Kapazitätsanstieg die alleinige Bevölkering des unteren Elektronensystems zugeordnet. Diese Interpretation wird unterstützt durch die Bandberechnungen der 2DEG-Probe: Die Grundzustandsenergie des 2DEGs im QW ist größer als die des unteren 2DEGs, so dass der QW bei höheren Gatespannungen bevölkert wird. Der zusätzliche laterale Einschluss durch die Drahtelektroden beeinflusst das der Oberfläche näher liegende System im QW stärker, so dass dessen Grundzustandsenergie vermutlich weiter ansteigt und in der Messung das System nicht mehr bevölkert wird.

Das Kapazitätssignal zeigt ohne Magnetfeld nach dem Einsatz schwache stufenartige Strukturen, denen im Folgenden das Laden eindimensionaler Subbänder zugeordnet wird. Die Positionen der Stufen verschieben sich mit zunehmendem Feld zu höheren Gatespannungen. Aus

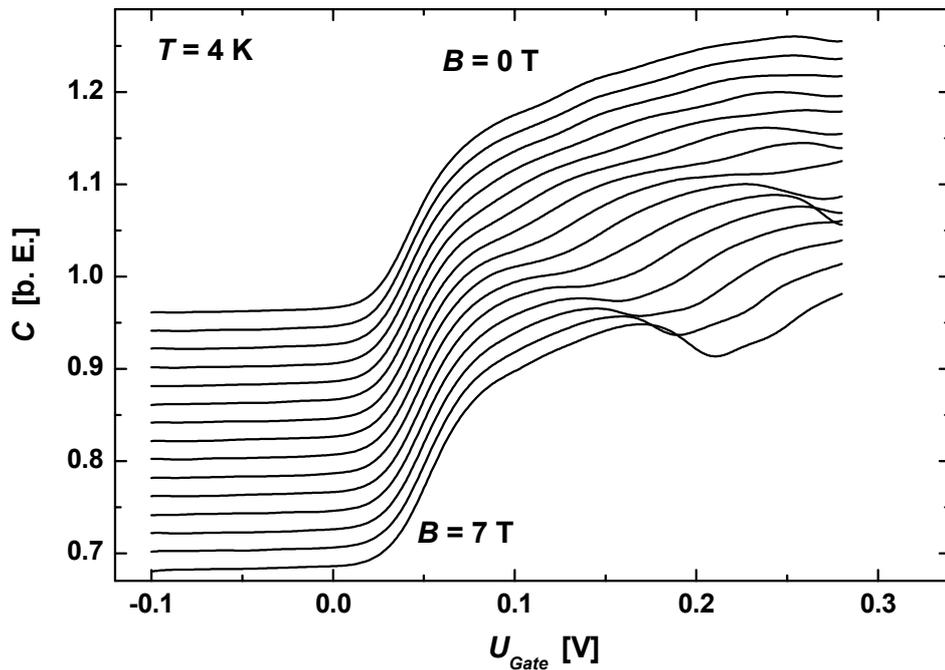


Abb. 5.22: Kapazitätsspektren des Drahtarrays 1DEGe mit Drahtbreite von 250 nm in Abhängigkeit vom Magnetfeld für $B = 0-7$ T. Die Kurven sind übersichtshalber vertikal konstant verschoben. Die Breite der schwachen Stufen wächst mit zunehmendem Feld.

der Magnetfeldabhängigkeit des Spannungsintervalls des ersten Subbandes werden die charakteristischen Größen des 1DEGs ermittelt (s. Kap. 5.2).

In Abb. 5.23 ist die Subbandbreite $U^{4/3}$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld B^2 und der lineare Fit der Werte aufgetragen. Es ergibt sich aus dem Fit mit Gl. (5.09) für den Subbandabstand 3.8 meV und die Kapazität pro Länge 243 pF/m. Die Werte erscheinen im Vergleich mit den Ergebnissen von Kap. 5.2 plausibel.

Aus den Spektren des Drahtarrays mit 350 nm Drahtbreite wird ermittelt, dass beide Elektronensysteme bevölkert werden, der laterale Einschluss ist aber zu schwach ist, um eine auflösbare Quantisierung des Elektronensystems im QW zu erzeugen. Aus den Spektren des

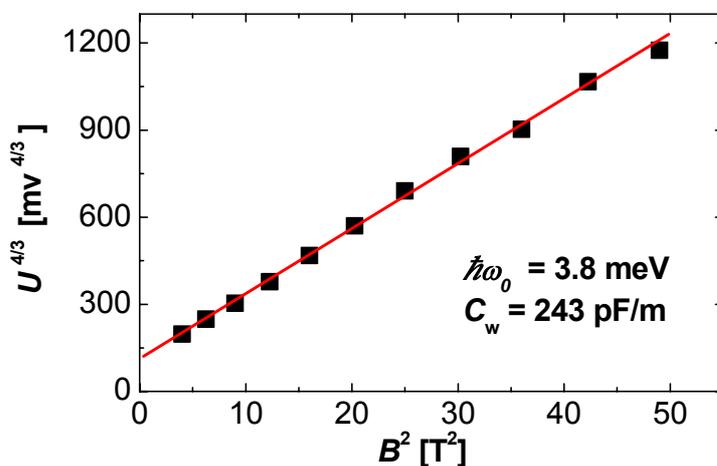


Abb. 5.23: Kapazitätsstufenbreite $U^{4/3}$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld B^2 , ermittelt aus den Spektren von Quantendrahtarray 1DEGe. Aus dem linearen Fit werden der Subbandabstand auf 3.8 meV und die Kapazität pro Länge auf 243 pF/m bestimmt.

Drahtarrays mit 250 nm Drahtbreite kann hingegen die Quantisierung des unteren Elektronensystems nachgewiesen werden, die Bevölkung des oberen Systems unterbleibt. Um in weiteren Experimenten auch die Quantisierung eines 1DEGs im QW nachweisen zu können, sollte die Breite der Gateelektroden feiner variiert werden. Zusätzlich sollten für Drahtarrays andere EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere benutzt werden, bei denen der QW breiter ist. Die Grundzustandsenergie des Systems im QW ist dann geringer, so dass die Bevölkung des QW auch für Arrays mit Drahtbreiten kleiner 250 nm wahrscheinlicher wird.

5.3 Reproduzierbarkeit der Kapazitätsmessungen

Als ein wesentlicher Vorteil der Kapazitätsmessungen an Quantendrähten (QD) auf EpiMIS-Strukturen erweist sich die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Messungen. Alle Proben sind in mehreren Abkühlzyklen, sowohl bei $T = 4$ K als auch Temperaturen kleiner 0.1 K, untersucht worden. Die Einsatzspannung der jeweiligen Elektronensysteme erweist sich dabei als weitgehend konstant; die maximale Verschiebung des Einsatzes ist kleiner $\Delta U = 30$ mV. Weder lange Messzeiten noch kleine Leckströme bei hohen Gatespannungen führen zu Verschiebungen des Einsatzes bzw. zu einer Änderung des Subbandabstandes. Bei Kapazitätsuntersuchungen von 1DEGs, die mit metallischen Elektroden auf MIS-Strukturen induziert werden, ist hingegen die elektronische Stabilität des 1DEGs oft problematisch: Sowohl der jeweilige Abkühlzyklus als auch kleinste Leckströme können zu einer Veränderung der Eigenschaften des 1DEGs führen [Schu04], [Lohs02]. Auch während langer Messungen kann es zu Veränderungen des 1DEGs kommen [Lohs02].

Der Ursprung der unterschiedlichen elektronischen Stabilität der Messungen des 1DEGs auf MIS- und EpiMIS-Strukturen ist unklar:

Bei MIS-Strukturen befindet sich zwischen den Elektroden die freie GaAs-Oberfläche. Der elektronische Zustand der Oberfläche bei 4 K ist nicht eindeutig geklärt, es werden verschiedene Modelle (pinned surface, frozen surface) kontrovers diskutiert [Davi94]. Bei den EpiMIS-Drähten besteht hingegen die Oberfläche zwischen den Elektroden aus oxidiertem AlAs, die elektronischen Eigenschaften sind mir nicht bekannt.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen MIS- und EpiMIS-Strukturen ist die Ankopplung der Gateelektrode an den Halbleiter. Bei EpiMIS-Strukturen sind die Gatestrukturen selbst einkristallin. Leckströme durch die Blockadebarriere können in jedem Fall direkt auf das Gate abfließen. Bei metallischen Gates auf Halbleiterstrukturen können hingegen durch Oxidschichten oder Verunreinigungen elektrische Ladungen an der Grenzfläche angesammelt werden [Schu03], so dass elektronische Instabilitäten, beispielsweise die Verschiebung der Einsatzspannung, entstehen können.

Kapitel 6

Nulldimensionale Elektronensysteme

In einem Quantenpunkt (QP) ist das Elektronensystem in allen drei Raumrichtungen eingeschlossen, so dass die Energien der Bewegung ebenfalls in allen Richtungen quantisiert sind. Die Herstellung von QP kann auf verschiedene Arten erfolgen. Durch den Prozess verspannungsinduzierter Selbstorganisation beim MBE-Wachstum können beispielsweise InAs-QP erzeugt werden, deren Eigenschaften in aktuellen Arbeiten untersucht werden [Malt03], [Mille97]. Eine andere Möglichkeit ist die laterale Beschränkung der beiden freien Bewegungsrichtungen des Elektronensystems bei einem 2DEG. Diese kann z. B. durch Verarmungsgates [Meir90], Tiefmesa-Ätzen [Reed88], [Taru96] oder durch Flachmesa-Ätzen des Halbleiterkristalls erzeugt werden [Hans89], [Asho91a].

In den vorangegangenen Arbeiten von *Hansen et al.* bzw. *Ashoori* wird die undotierte Deckschicht einer modulationsdotierten GaAs-AlGaAs-Heterostruktur durch einen Flachmesa-Ätzschritt strukturiert. Der lateral unterschiedliche Abstand von der Oberfläche zum Elektronensystem bewirkt einen zusätzlichen Einschluss des 2DEGs in der Ebene.

In dieser Arbeit wird der Flachmesa-Ätzprozess zur Erzeugung von QP auf EpiMIS-Strukturen angewandt. Nach der Maskierung und Metallisierung von kreisförmigen Gateelektroden wird das unmaskierte Epigate entfernt. Aufgrund der hohen Dotierung der verbleibenden Epigatelektrode entsteht ein lateraler Einschluss des Elektronensystems, so dass ein QP induziert wird.

Für eine theoretische Beschreibung des Elektronensystems wird angenommen, dass das laterale Einschlusspotenzial durch einen harmonischen Oszillator beschrieben werden kann. Weiter wird davon ausgegangen, dass der Einschluss in Wachstumsrichtung so stark ist, dass nur ein gebundener Zustand vorliegt. Für ein senkrecht zur Wachstumsrichtung angelegtes Magnetfeld ergeben sich folgende Energieeigenwerte, die als Fock-Darwin-Niveaus bezeichnet werden [Fock28]:

$$E_{nl} = \hbar\omega_{eff} (2n + |l| + 1) + \frac{1}{2}l\hbar\omega_c, \quad \text{mit } l = \pm 0, 1, 2, \dots \text{ und } n = 0, 1, 2, \dots, \quad (6.01)$$

mit der Drehimpulsquantenzahl l und der radialen Quantenzahl n . Für die effektive Oszillatordrehimpulsfrequenz gilt:

$$\omega_{eff} = \sqrt{\omega_o^2 + \frac{\omega_c^2}{4}}. \quad (6.02)$$

Im Grenzfall eines hohen Magnetfeldes mit $\omega_c \gg \omega_o$ dominiert die magnetische Quantisierung, und die Eigenwerte für $l = 0$ entsprechen näherungsweise den Landauniveaus.

Eine weitere wichtige Energie im Spektrum der QP ist die Coulombblockadeenergie e^2/C , mit der Kapazität C des QP gegenüber der Umgebung [Asho91a]. Die Coulombblockade berücksichtigt die diskrete Erhöhung der Energie des Systems durch Hinzufügung zusätzlicher Elektronen. Für die hier vorgestellten Experimenten sind beide Energien wichtig, weil die Größenordnung der Coulombblockadeenergie mit den Abständen der Fock-Darwin-Niveaus vergleichbar ist [Asho91a].

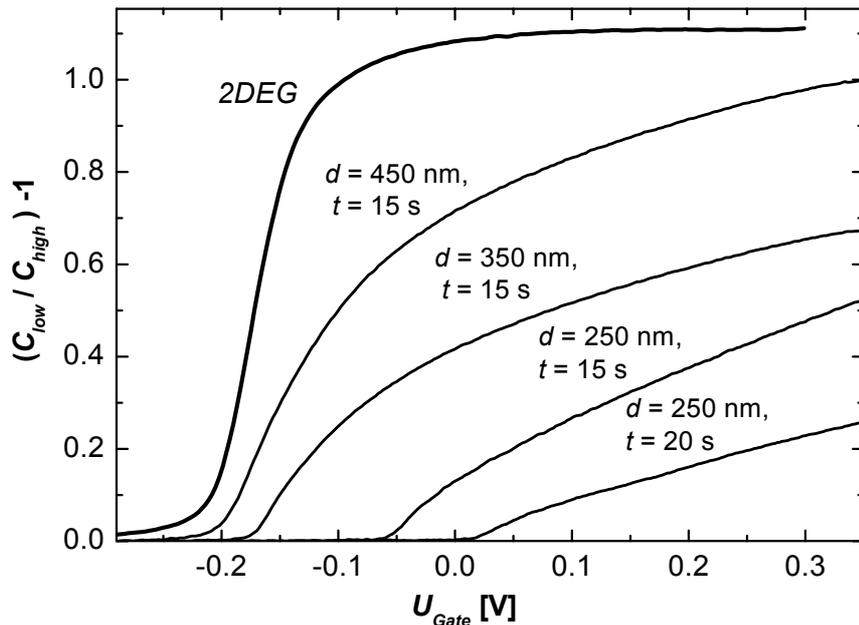


Abb. 6.01: Normierte, offset-bereinigte Kapazitätsspektren von verschiedenen Dotarrays. Neben dem Durchmesser d der Epigateelektroden wird die Ätzeit t variiert. Als Referenz ist das Spektrum einer unstrukturierten Probe mit einem 2DEG aufgetragen.

Kapazitätsspektren von Dotarrays auf der EpiMIS-Struktur

Die Präparation der Dotarrays auf der Standard-EpiMIS-Struktur wird in Kap. 2.22 beschrieben. Der Durchmesser der kreisförmigen Epigateelektroden, der Dotelektroden, wird zwischen 450 nm und 150 nm variiert. Ein metallisches Gate mit der Größe $A = 400 \mu\text{m}^2$ kontaktiert die Dotelektroden. Die Anzahl der Dotelektroden pro Metallgate variiert zwischen 400 und 1250. Sie wird derart angepasst, dass die relative Flächenbedeckung mit Dotelektroden unabhängig vom Durchmesser der Elektroden 20 % der metallischen Gatefläche beträgt. In den hier vorgestellten Experimenten ist der Ätzprozess der Dotelektroden nasschemisch mit phosphorsaurer Ätzlösung durchgeführt worden. Die Ätzeit wird variiert (15 s und 20 s), in beiden Fällen wird die leitfähige Epigateschicht zwischen den Dotelektroden vollständig entfernt.

Die Abb. 6.10 zeigt normierte Spektren von Dotarrays, von denen vorher ein Offset abgezogen worden ist. Die gemessene Kapazität setzt sich additiv aus der Kapazität der Fläche der Dotelektroden und der übrigen gegateten Fläche zusammen. Aufgrund der konstanten Flächenbedeckung der Dotelektroden kann dieser Beitrag als Offset abgezogen werden. Der Verlauf des Hochfrequenzlimes C_{high} wird durch den extrapolierten Verlauf der Kapazität vor dem Einsatz des Elektronensystems genähert.

Nach der Offsetbereinigung ist das Kapazitätssignal normiert auf die Epigatefläche, so dass ein Vergleich des Kapazitätsanstieges der Spektren mit der 2DEG-Referenz möglich ist. Der relative Anstieg der Kapazität verringert sich mit abnehmendem Durchmesser der Dotelektroden. Die Ursache ist die räumliche Verarmungszone des Elektronensystems unter der Dotelektrode, die näherungsweise konstant ist. Mit abnehmender Gategröße gewinnt die Verarmungszone relativ zur Gatefläche zunehmend an Bedeutung.

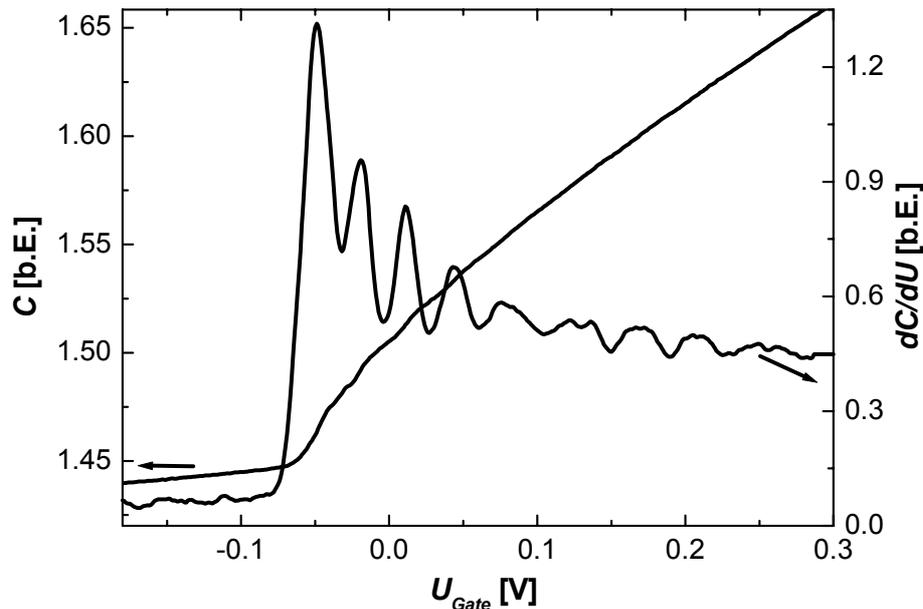


Abb. 6.02: Kapazitätsspektrum eines Dotarrays und die Ableitung der Kurve. Das Array besteht aus 1250 Dots, der Elektrodendurchmesser beträgt 250 nm. Die näherungsweise äquidistanten schwachen Stufen des Signals sind in der Ableitung deutlich zu erkennen.

Auch durch die Verlängerung der Ätzeit von 15 s auf 20 s verringert sich bei nominell konstantem Durchmesser der Elektrode der Signalanstieg. Die Ursache ist vermutlich die mit steigender Ätztiefe sich ausdehnende Verarmungszone aufgrund des reduzierten Abstandes zwischen Oberfläche und Elektronensystem. Bei Dotarrays, bei denen der Durchmesser der Dotelektroden 150 nm beträgt, konnte gar kein Elektronensystem induziert werden.

Die Form des Kapazitätsanstieges verändert sich ebenfalls: Während für ein idealisiertes 2DEG die Kapazität stufenartig ansteigt, ist der Verlauf für große Dots (450 nm, 350 nm) bogenförmig, für kleinere fast linear. Der Kurvenverlauf reflektiert im wesentlichen den Anstieg der effektiven Fläche des Elektronensystems mit zunehmender Gatespannung. Neben der Veränderung der Form des Signalanstiegs mit abnehmendem Durchmesser verschiebt sich zusätzlich die Einsatzspannung zu höheren Gatespannungen. Die Verschiebung reflektiert die zunehmende Bedeutung des Einschlusspotenzials.

Als Signatur von lateraler Quantisierung und Coulombblockade werden im Spektrum Kapazitätsstufen erwartet. Für das Dotarray mit 250 nm Durchmesser und 15 s Ätzeit können derartige Strukturen aufgelöst werden. In Abb. 6.02 ist das Kapazitätsspektrum und dessen Ableitung dargestellt. Der geringe Rauschpegel in der Messung wird durch eine Integrationszeit von 30 s erzielt. In der Messung und deutlicher in der Ableitung sind äquidistante Strukturen zu erkennen, die der modifizierten Energieniveaustruktur zugeordnet werden.

Im senkrechten Magnetfeld verändern sich die Strukturen im Spektrum. In Abb. 6.03 ist ein Grauskalenbild der zweiten Ableitung des Kapazitätssignals in Abhängigkeit von der Gatespannung und dem senkrechten Magnetfeld gezeigt. Die Abstände zwischen den äquidistanten Strukturen vergrößern sich mit zunehmendem Feld. Für Felder größer 2 T lässt sich der Verlauf der Strukturen linear extrapolieren. Die Geraden schneiden sich in einem gemeinsamen Ursprung, der mit der Einsatzspannung des Elektronensystems übereinstimmt. Der lineare Verlauf reflektiert die dominierende magnetische Quantisierung für Felder größer 2 T. Aus der Magnetfeldstärke, bei der die Strukturen vom extrapolierten Verlauf der Landaniveaus abweichen, lässt sich mit der Bedingung $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_c/2$ nach Gl. (6.02) grob die Quanti-

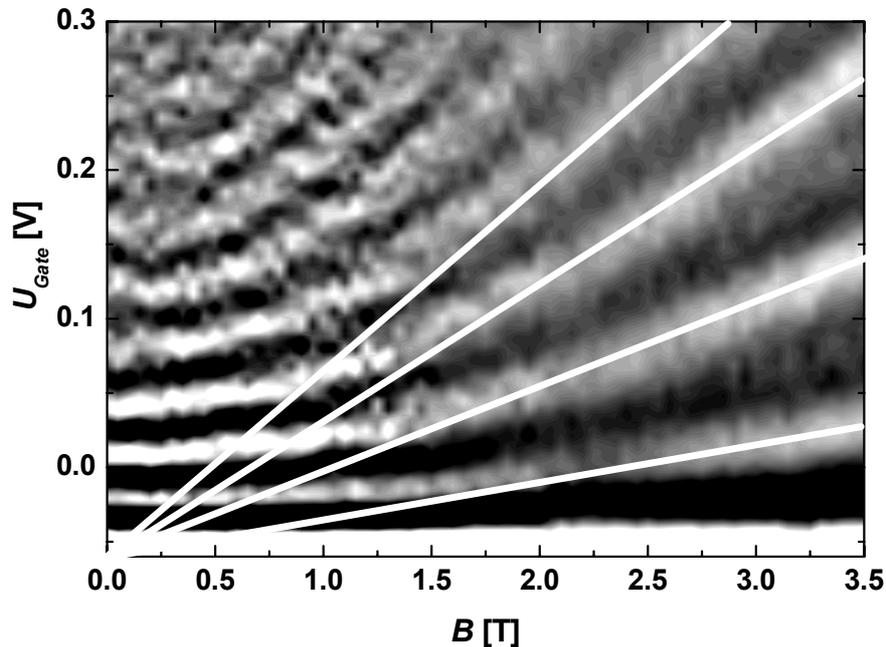


Abb. 6.03: Grauskalenbild der zweiten Ableitung der Kapazität des Dotarrays in Abhängigkeit von der Gatespannung und dem Magnetfeld. Die elektrische Quantisierung hybridisiert im Magnetfeld, für hohe Felder dominiert die magnetische Quantisierung, die weißen Linien verdeutlichen die Dispersion der Landau-Niveaus für hohe Felder.

sierungsenergie auf $\hbar\omega_0 \approx 1.6$ meV abschätzen. In der Arbeit von *Hansen et al.* werden weitere Strukturen in den Spektren aufgelöst, die Energien mit höheren Drehimpulszahlen l zugeordnet werden [Hans89a]. Derartige Strukturen können hier nicht aufgelöst werden. Eine mögliche Ursache ist die erhöhte thermische Verbreiterung. Die Messungen sind bei $T = 4$ K durchgeführt worden, die Experimente von *Hansen et al.* bei $T = 0.7$ K. Ein weiterer Unterschied ist die deutlich reduzierte Signalstärke der QP. Die hier untersuchten Ensembles bestehen aus ungefähr 10^3 QP statt 10^5 wie bei *Hansen et al.*

Mit Kapazitätsmessungen an Ensembles von QP auf EpiMIS-Strukturen kann erfolgreich die modifizierte Energieniveau-Struktur nachgewiesen werden. Die positiven Ergebnisse motivieren weitere Experimente, beispielsweise die Spektroskopie einzelner oder Paare von QP, vergleichbar mit den Arbeiten von *Ashoori* [Asho92], [Asho93b], [Brod00].

Kapitel 7

Magnetotransportmessungen

Die Qualität des 2DEGs von MIS-Strukturen wird typischerweise durch Charakteristika des Kapazitätsspektrums, wie der Ausprägung von Kapazitätsminima im Magnetfeld und der Steilheit des Einsatzes des 2DEGs beurteilt. Bisher haben uns aus technischen Gründen keine Magnetotransportmessungen an dem Elektronensystem von MIS-Strukturen vorgelegen, die eine Bestimmung der Beweglichkeit ermöglicht hätten. In anderen Arbeiten sind Magnetotransportmessungen an quasi-eindimensionalen Elektronensystemen in MIS-Strukturen mit ionenimplantierten Kontakten mit Erfolg durchgeführt worden [Herf97].

Von großem Interesse ist der Vergleich der Qualität des Elektronensystems von MIS-Strukturen, bei denen das Elektronensystem etwa 40 nm unter dem Gate liegt, mit jener in hochbeweglichen HEMT-Strukturen (Abstand 2DEG - Oberfläche etwa 100 nm). Aufgrund des Fehlens von Störungen durch eine ionisierte Dotierschicht in der Nähe des 2DEGs wird bei MIS-Strukturen eine erhöhte Beweglichkeit erwartet.

Ein Ansatz zur Realisierung von Magnetotransportmessungen kann auf EpiMIS-Strukturen basieren, bei denen ein Elektronensystem bereits ohne Anlegen einer Gatespannung vorhanden ist. Es sind umfangreiche Versuche unternommen worden, Transportmessungen am 2DEG von EpiMIS-Strukturen durchzuführen. In Standard-EpiMIS-Strukturen lassen sich aber grundsätzlich keine Transportmessungen am isolierten 2DEG vornehmen, da der Rückkontakt mit dem Elektronensystem gekoppelt ist. Das Probendesign (Abb. 7.01) wird daher um eine zusätzliche Blockadebarriere erweitert, die den Rückkontakt vom 2DEG isoliert. Das Gesamtsystem besteht aus den drei leitfähigen Schichten: Epigate, 2DEG und Rückkontakt.

Für Experimente, bei denen nur das 2DEG den Strom führen soll, dürfen die Kontakte weder das Epigate noch den Rückkontakt anschließen. Zur Verhinderung des Kurzschlusses der Kontakte mit dem Rückkontakt werden Experimente zum Legierverhalten des Kontaktmaterials bezüglich Eindringtiefe des Kontaktmaterials und Homogenität des Kontaktes durchgeführt. Mit den üblichen Materialkompositionen für elektrische Kontakte (Gold/Germanium-Nickel oder Indium) und dem im Institut vorhandenen Legierofen sind keine reproduzierbaren Ergebnisse erzielt worden. Es wurden daher andere Kontaktmaterialien (Germanium/Palladium) eingesetzt, die ein zuverlässigeres und flacheres Einlegierverhalten zeigen [Pate94]. Ein temperatur geregelter Legierofen mit sehr steilem Temperaturrampverhalten ist aufgebaut und in Betrieb genommen worden, so dass Legierprozesse reproduzierbarer durchführbar sind.

Der zweite kritische Punkt ist der laterale Abstand zwischen Kontakt und Frontelektrode. Er muss einerseits eine elektrische Isolation erzielen, andererseits kleinstmöglich sein, um das 2DEG anschließen zu können, welches nur unterhalb der Frontelektrode induziert wird.

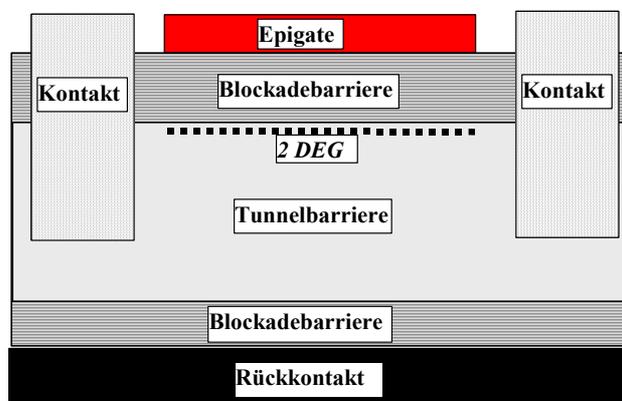


Abb. 7.01: Schema einer strukturierten EpiMIS-Probe für lateralen Transport im 2DEG.

Durch selektive Ätzprozesse sind sehr schmale Äztrenngräben ($< 200 \text{ nm}$) erzielt worden, deren Homogenität durch REM-Aufnahmen und AFM-Bilder überprüft worden sind. Trotz umfangreicher Anstrengungen ließen sich keine eindeutigen Ergebnisse aus den Messungen am isolierten 2DEG ableiten, so dass zwei andere Konzepte für Magnetotransportmessungen verfolgt wurden, die im Folgenden näher beschrieben werden und sich zur Bestimmung der Beweglichkeit und Ladungsträgerdichte vom 2DEG in EpiMIS-Strukturen eignen.

7.1 Paralleler Transport in 2DEG und Rückkontakt

Eine wesentliche experimentelle Vereinfachung lässt sich erzielen, wenn die Kopplung zweier Schichten toleriert wird. Es gibt zwei mögliche Transportschemata, paralleler Transport durch 2DEG und Rückkontakt oder durch 2DEG und Frontelektrode. Durch Anlegen einer Spannung an der jeweils verbleibenden, isolierten Elektrode ist eine Variation der Ladungsträgerdichte des 2DEGs möglich.

Das Verhalten von Längs- und Hallspannung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke wird für beide Fälle durch Modelle simuliert, so dass die Beweglichkeit des Elektronensystems und die Ladungsträgerdichte aus den experimentellen Daten ermittelt werden kann.

Die Abb. 7.02 zeigt eine Skizze des Aufbaus eines Hallbars für parallelen Magnetotransport in 2DEG und Rückkontakt. Die Kontakte zur Einprägung des Stromes I sind übersichtshalber nicht dargestellt. Die weißen Pfeile markieren die stromführenden Schichten.

Für Magnetotransportmessungen, bei denen paralleler Transport in 2DEG und Rückkontakt stattfindet, können wir Standard-EpiMIS-Strukturen verwenden, da beide Schichten durch die flache Tunnelbarriere quasi kurzgeschlossen sind. Die Präparation eines solchen Hallbars wird in Kap. 2.31 ausführlich beschrieben.

In Abb. 7.03 sind die Ergebnisse von Magnetotransportmessungen an einem solchen Hallbar dargestellt. Durch Anlegen einer ausreichend negativen Gatespannung kommt es zur Verarmung des 2DEGs. Der eingeprägte Strom wird nur noch vom Rückkontakt geführt, so dass sich aus Längswiderstand und Hallspannung die Eigenschaften des Rückkontaktes ermitteln lassen. Nach Überschreiten der Einsatzspannung des 2DEGs steigt dessen Ladungsträgerdichte linear mit der Gatespannung an, was an den Shubnikov-de Haas-artigen Oszillationen in den Messkurven des Längs- und Hallwiderstandes deutlich wird. Der Längswiderstand ohne Magnetfeld sinkt mit zunehmender Ladungsträgerdichte des 2DEGs stark ab, da ein immer größerer Anteil des Gesamtstromes im 2DEG geführt wird. Besonders auffällig ist das Verhalten bei kleinen Magnetfeldern: Der Längswiderstand zeigt einen stark positiven Magnetowiderstand von bis zu 1000 %, $((R[1 \text{ T}]-R[0 \text{ T}])/R[0 \text{ T}])$. Die mit dem Magnetfeld linear ansteigende Hallspannung nimmt überraschenderweise mit der Ladungsträgerdichte im 2DEG zu.

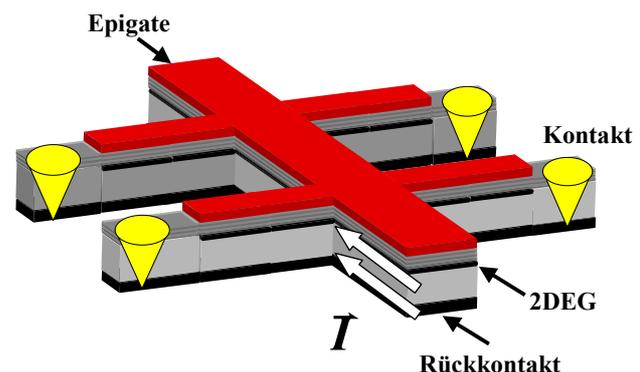


Abb. 7.02: Skizze des Aufbaus eines Hallbars für parallelen Magnetotransport in 2DEG und Rückkontakt. Die Kontakte zur Einprägung des Stromes I sind übersichtshalber nicht dargestellt. Die Pfeile markieren die stromführenden Schichten.

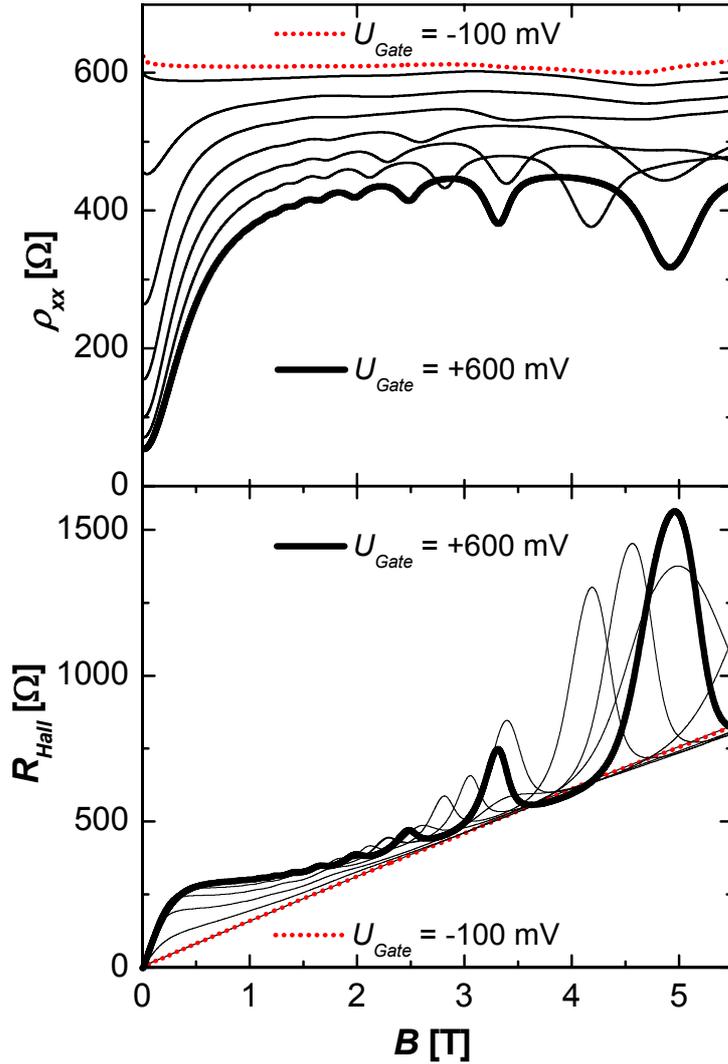


Abb. 7.03: Magnetotransportmessungen bei parallelem Transport in 2DEG und Rückkontakt bei verschiedenen Gatespannungen zwischen -100 mV und +600 mV an der Probe #809.

Aus den Kurven mit verarmtem 2DEG ($U_{Gate} = -100$ mV) lassen sich Dichte und Beweglichkeit des Rückkontaktes ermitteln. Bei höheren Gatespannungen wird das 2DEG besetzt und Längs- und Hallspannung zeigen einen komplexen Verlauf.

Um die Auswertung der Eigenschaften des 2DEGs zu ermöglichen, werden in einem auf Basis der Publikation von *Petriz* entwickelten Modell die Magnetotransportparameter von zwei gekoppelten leitfähigen Schichten berechnet und mit geeignet gewählten Parametern an die Messergebnisse angepasst [Petr58]. Die Leitfähigkeitstensoren der als zweidimensional angenommenen Schichten seien gegeben durch:

$$\vec{\sigma}_i = \begin{pmatrix} \sigma_{xx,i} & \sigma_{xy,i} \\ -\sigma_{xy,i} & \sigma_{xx,i} \end{pmatrix}. \quad (7.01)$$

Der Index i bezeichnet die jeweilige Schicht. Die Leitfähigkeitskomponenten sind mit den Widerstandskomponenten über die Matrixinversion verknüpft:

$$\sigma_{xx,i} = \frac{\rho_{xx,i}}{\rho_{xx,i}^2 + \rho_{xy,i}^2}, \quad \sigma_{xy,i} = \frac{-\rho_{xy,i}}{\rho_{xx,i}^2 + \rho_{xy,i}^2}. \quad (7.02)$$

Eine Parallelschaltung zweier Schichten entspricht der Addition der Leitfähigkeiten. Für den spezifischen Widerstandstensor der gekoppelten Systeme gilt:

$$\begin{aligned}\vec{\rho}_{\parallel} &= (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)^{-1} \\ &= \frac{1}{(\sigma_{xx,1} + \sigma_{xx,2})^2 + (\sigma_{xy,1} + \sigma_{xy,2})^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx,1} + \sigma_{xx,2} & -(\sigma_{xy,1} + \sigma_{xy,2}) \\ \sigma_{xy,1} + \sigma_{xy,2} & \sigma_{xx,1} + \sigma_{xx,2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (7.03)$$

Für die Widerstandskomponenten der einzelnen Schichten gelte:

$$\rho_{xx,i} = \frac{1}{e \cdot n_i \cdot \mu_i} \cdot SdH_i, \quad \rho_{xy,i} = \frac{1}{e \cdot n_i} \cdot B = R_i \cdot B, \quad (7.04)$$

mit der Dichte n_i , der Beweglichkeit μ_i und dem Term SdH_i , der die Magnetfeldabhängigkeit des Längswiderstandes beschreibt. Für das 2DEG wird für den Term SdH ein Ausdruck nach *Ando et al.* bzw. *Coleridge et al.* benutzt [Ando82], [Cole89], [Cole91]. Der Längswiderstand von Rückkontakt bzw. Epigate wird als magnetfeldunabhängig angenommen. Die von *Murzin et al.* ermittelte geringe Magnetfeldabhängigkeit des Längswiderstandes volumendotierter Schichten wird vernachlässigt [Murz98].

Durch die Kombination von Gl. (7.02), (7.03) und (7.04) werden Ausdrücke für den Längswiderstand und den Hallwiderstand des Parallelsystems bestimmt:

$$\rho_{xx, \parallel} = \frac{\rho_{xx,1} \cdot \rho_{xx,2} \cdot (\rho_{xx,1} + \rho_{xx,2}) + (\rho_{xx,1} \cdot R_2^2 + \rho_{xx,2} \cdot R_1^2) \cdot B^2}{(\rho_{xx,1} + \rho_{xx,2})^2 + (R_1 + R_2)^2 \cdot B^2}, \quad (7.05)$$

$$\rho_{xy, \parallel} = \frac{R_2 \cdot \rho_{xx,1}^2 + R_1 \cdot \rho_{xx,2}^2 + R_1 \cdot R_2 \cdot (R_1 + R_2) \cdot B^2}{(\rho_{xx,1} + \rho_{xx,2})^2 + (R_1 + R_2)^2 \cdot B^2} \cdot B. \quad (7.06)$$

Abbildung 7.04 zeigt die sehr gute Übereinstimmung von Modell und Messung für eine feste Trägerdichte im 2DEG von $n_{2DEG} = 5.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Der positive Magnetowiderstand lässt sich wie folgt erklären: Ohne Magnetfeld verteilt sich der eingepreßte Strom entsprechend den Leitfähigkeiten der einzelnen Schichten. Durch Anlegen des Magnetfeldes würden wegen der unterschiedlichen Ladungsträgerdichten in getrennten Schichten stark unterschiedliche Hallspannungen erzeugt werden. Aufgrund der Kopplung beider Schichten kann aber nur eine Hallspannung im System entstehen. Es kommt zu einer derartigen Umverteilung der Strompfade, dass der im Rückkontakt geführte Stromanteil zunimmt. Damit verbunden ist die Veränderung des effektiven Widerstands des Systems.

Das Verhalten der Hallspannung erklärt sich entsprechend folgendermaßen: Bei sehr kleinem Magnetfeld wird vom 2DEG viel Strom geführt, so dass entsprechend der geringen Dichte eine große Hallspannung erzeugt wird. Mit zunehmendem Magnetfeld nähern sich aufgrund der Strompfadumverteilung die Hallspannungsmesskurven an jenen Grenzfall an, in dem der ganze Strom nur vom Rückkontakt geführt wird.

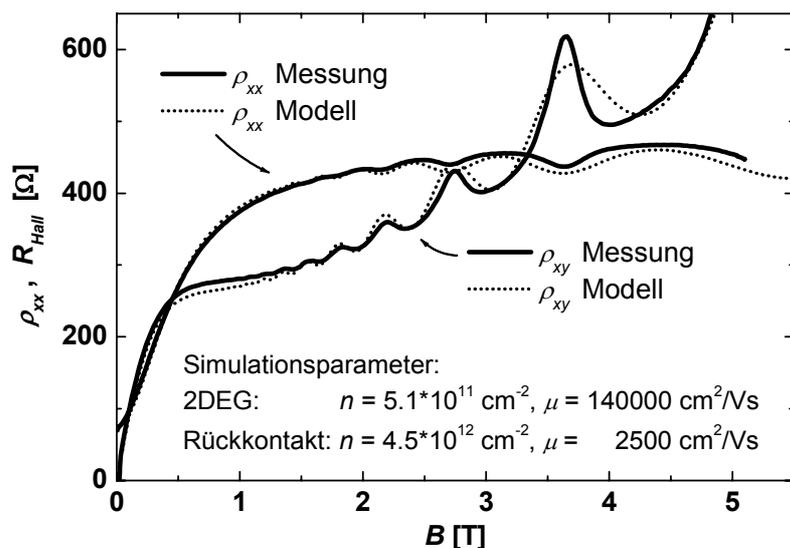


Abb. 7.04: Vergleich von Messung und Modell bei parallelem Transport in 2DEG und Rückkontakt in der Epi-MIS-Struktur #809. Mit dem Modell kann der Kurvenverlauf gut beschrieben und die Beweglichkeit des 2DEGs ermittelt werden.

7.2 Paralleler Transport in 2DEG und Epigate

Neben der vorangegangenen Methode können Experimente mit parallelem Transport in Epigate und 2DEG durchgeführt und ausgewertet werden. In Abb. 7.05 ist der schematische Aufbau skizziert. Die beiden Schichten werden nur durch die einlegierten Kontakte des Hallbars kurzgeschlossen. Durch eine zusätzliche Barriere zwischen dem 2DEG und dem Rückkontakt wird in den Proben #980 und #961 eine Parallelleitung durch den Rückkontakt vermieden.

Um durch Anlegen einer Spannung U_{BG} an den selektiv ankontaktierten Rückkontakt eine Veränderung der Ladungsträgerdichte des 2DEGs zu ermöglichen, wird beim Ätzen der Hallbarmesa der Rückkontakt nicht durchtrennt. Das maximale Spannungsintervall ΔU_{BGmax} und die damit korrespondierende Veränderung der 2DEG-Dichte wird durch einsetzende Leckströme auf $U_{BGmax} = -2400$ mV begrenzt.

In Abb. 7.06 sind die Magnetotransportergebnisse für verschiedene Rückkontaktspannungen U_{BG} dargestellt. Die Messergebnisse ähneln den oben beschriebenen Transportmessungen (Abb. 7.03). Sowohl in Hall- als auch in Längsspannung treten Shubnikov-de Haas-artige Oszillationen auf. Der positive Magnetowiderstand ist allerdings schwächer ausgeprägt. Durch Anlegen einer negativen Rückkontaktspannung kann die 2DEG-Dichte von $2.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bei $U_{BG} = 0$ V auf $1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bei $U_{BG} = -2400$ mV verringert werden. Die Veränderung der 2DEG-Dichte ist in Übereinstimmung mit einer Abschätzung mittels eines Plattenkondensatormodells.

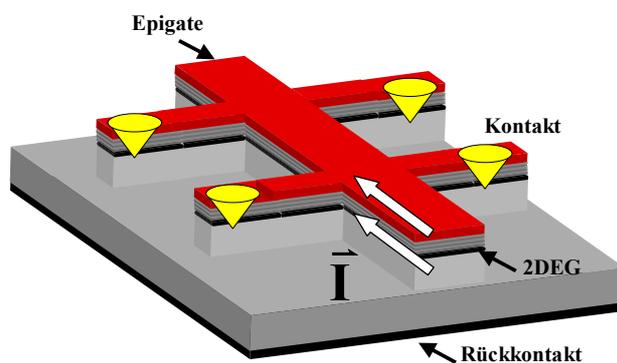


Abb. 7.05: Skizze für den Aufbau eines Hallbars für parallelen Magnetotransport in 2DEG und Epigate. Die Kontakte zur Einprägung des Stromes sind übersichtshalber nicht dargestellt.

Es gelte: $\Delta n/(A \cdot \Delta U) = \epsilon_r \epsilon_0 / (ed) \approx 0.46 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1}$, mit dem Abstand $d = 1500 \text{ nm}$ zwischen Rückkontakt und 2DEG. Mit $\Delta U = -2.4 \text{ V}$ ergibt sich $\Delta n = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Um die Abhängigkeit des Längswiderstandes vom Magnetfeld und der Geometrie zu beschreiben, wird ein Modell erstellt. Der wesentliche Unterschied zum vorher beschriebenen parallelen Magnetotransport in 2DEG und Rückkontakt ist die Art der Kopplung der beiden Systeme, die hier nur in den Kontaktregionen vorhanden ist. Eine Umverteilung der Strompfade und damit verbunden ein starker positiver Magnetowiderstand ist in diesem Fall durch die Geometrie des Hallbars unterdrückt.

In Abb. 7.07 sind neben einem schematischen Hallbar die wesentlichen Spannungen und Ströme dargestellt. Der Kopplungswiderstand R_K der beiden Schichten sei dominiert durch die Summe aus den Widerständen der Spannungsabgriffe. Da beide Schichten an den Kontakten kurzgeschlossen sind, gilt für die Längs- und Hallspannungen, die an den Abgriffen gemessen werden: $U_{xx,1} = U_{xx,2}$ und $U_{xy,1} = U_{xy,2}$. Erzeugen die Ströme in den beiden Schichten unterschiedliche Hallspannungen, so resultiert ein Strom i_y durch die Arme der Spannungsabgriffe, der proportional zur Hallspannungsdifferenz ist:

$$i_y = \frac{|\rho_{xy,1} i_1 - \rho_{xy,2} i_2|}{R_K}. \quad (7.07)$$

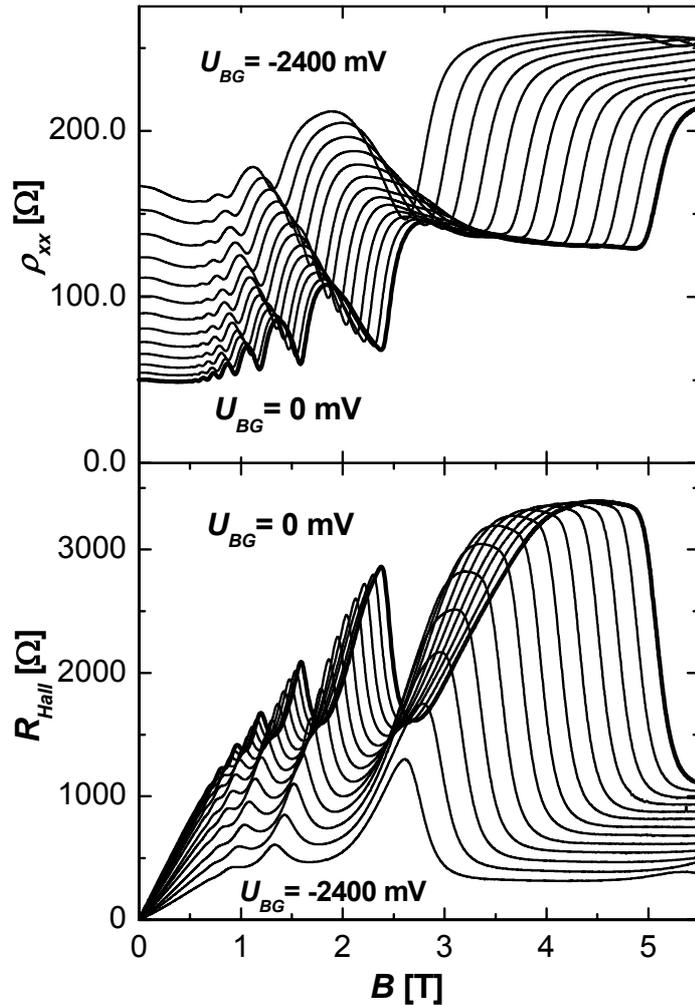
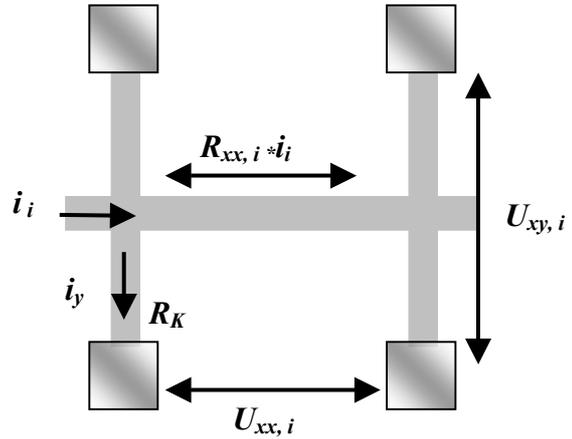


Abb. 7.06: Magnetotransportmessungen an Probe #980 bei parallelem Transport in 2DEG und Epigate bei verschiedenen Rückkontaktspannungen zwischen 0 V und -2400 mV.

Abb. 7.07: Schematische Darstellung eines Hallbars mit schwach gekoppelten Schichten mit den Spannungen $U_{xx,i}$, $U_{xy,i}$ und den Strömen i_x , i_y . Die Kopplung der Schichten erfolgt an den Kontakten, der Kopplungswiderstand wird mit R_K bezeichnet.



Für die an den Kontakten gemessenen Längsspannungen $U_{xx,i}$ und Hallspannungen $U_{xy,i}$ gelte:

$$U_{xx,i} = i_x \rho_{xx,i} \frac{l}{b} \pm i_y \rho_{xy,i}, \quad U_{xy,i} = i_x \rho_{xy,i} \pm i_y R_{K,i}. \quad (7.08)$$

Das Vorzeichen des zusätzlichen Summanden ist hängt von der Schicht i ab. Für stark unterschiedliche Dichten ($n_1 \ll n_2$) in beiden Schichten folgt $\rho_{xy,1} \gg \rho_{xy,2}$, so dass sich mit obigen Annahmen, Gl. (7.07) und (7.08), der Längswiderstand $\rho_{xx,II}$ des parallelen Systems nähern lässt zu:

$$\rho_{xx,II} = \frac{U_{xx,i}}{I_0 \frac{l}{b}} \approx \rho_{xx,2} \frac{\rho_{xx,1} \frac{l}{b} R_K + \rho_{xy,1}^2}{\left((\rho_{xx,1} + \rho_{xx,2}) \frac{l}{b} R_K + \rho_{xy,1} \cdot \rho_{xy,2} + \rho_{xy,1}^2 \right)}. \quad (7.09)$$

Für den magnetfeldfreien Fall, mit $\rho_{xy,i} = 0$, ergibt Gl. (7.09) für den Widerstand das Ergebnis zweier parallel geschalteter Schichten: $\rho_{xx,II} = \rho_{xx,1} \cdot \rho_{xx,2} / (\rho_{xx,1} + \rho_{xx,2})$. Im Magnetfeld ergibt sich ein komplexes Verhalten; für den Grenzfall sehr hoher Felder oder verschwindenden Kopplungswiderstandes ergibt sich für den Widerstand: $\rho_{xx,II} = \rho_{xx,2}$. Dieses

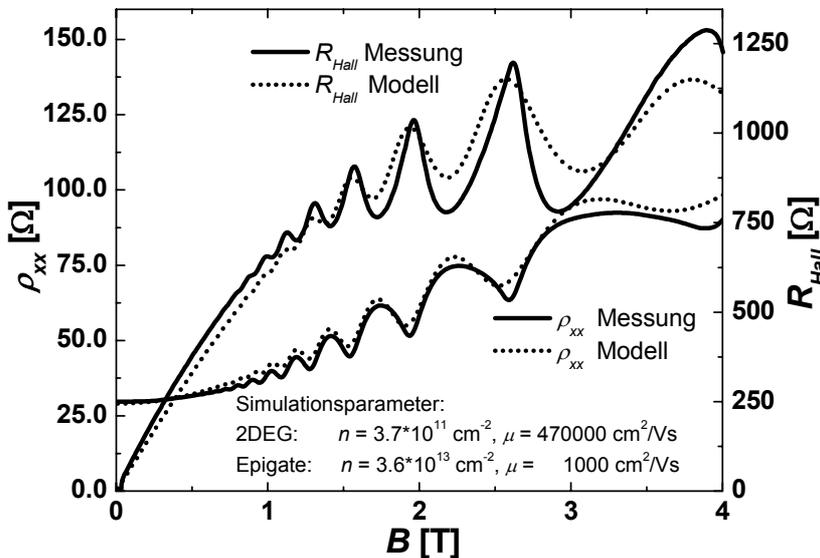


Abb. 7.08: Vergleich von Magnetotransportmessungen und Simulation der Längs- und Hallspannung an der Probe #961. Der parallele Transport erfolgt in 2DEG und Frontelektrode.

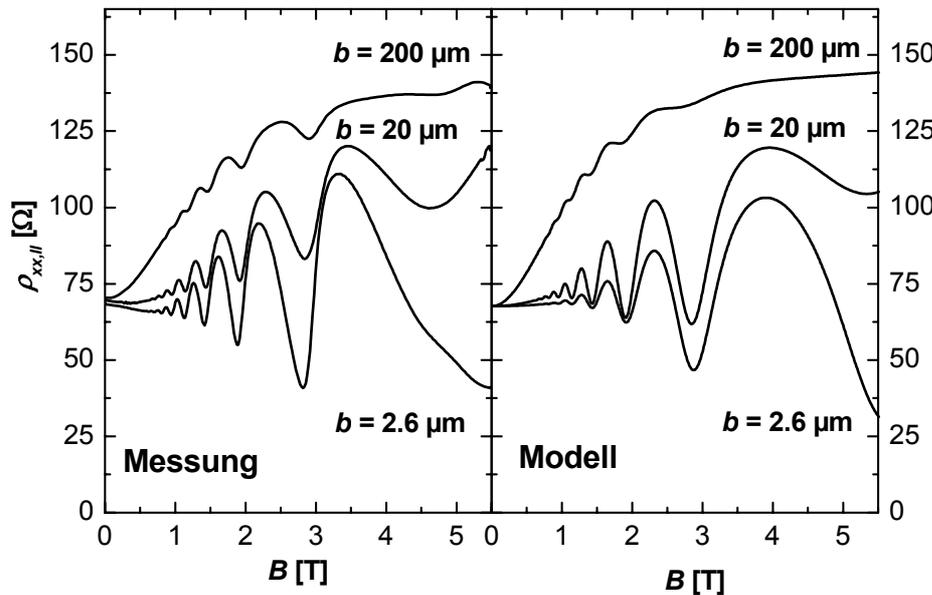


Abb. 7.09: Vergleich von spezifischem Widerstand $\rho_{xx,II}$ und Simulation in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Hallbarbreiten b .

Ergebnis stimmt mit dem stark gekoppelten System für $\rho_{xy,1} \gg \rho_{xy,2}$ überein.

In Abb. 7.08 sind Magnetotransportspektren an Probe #961 und Simulation im Vergleich dargestellt. Die Magnetfeldabhängigkeit lässt sich mit dem Modell gut beschreiben, welches zudem die Ermittlung der charakteristischen Parameter der Schichten erlaubt. Die Beweglichkeit des 2DEGs beträgt $470\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei einer Dichte von $3.7 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. Für das Epigate ergibt sich eine effektive 2D-Dichte von $3.6 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ bei einer Beweglichkeit von $1000\text{ cm}^2/\text{Vs}$. In dem Ausdruck für den spezifischen Widerstand des parallelen Systems, Gl. (7.09), fällt auf, dass weiterhin die geometrischen Abmessungen des Hallbars enthalten sind. Um zu überprüfen, ob das vorgestellte Modell das experimentelle Verhalten widerspiegelt, werden drei Hallbarstrukturen prozessiert, die sich nur in der Breite unterscheiden.

In Abb. 7.09 sind Spektren und Simulationen im Vergleich für verschiedene Hallbarbreiten dargestellt. Die Simulationen geben das Verhalten der Spektren gut wieder. Während ohne angelegtes Feld der spezifische Widerstand unabhängig von der Geometrie ist, gewinnt diese im Magnetfeld zunehmend an Bedeutung.

Die hier vorgestellten Methoden eignen sich gut zur Bestimmung der Beweglichkeit des 2DEGs von EpiMIS-Strukturen. Beispielsweise wird mit parallelem Magnetotransport in 2DEG und Rückkontakt einer EpiMIS-Struktur mit guter Qualität (#1011) folgendes Verhalten bestimmt: Die Beweglichkeit steigt von $300\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei einer Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ auf $800\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei einer Trägerdichte von $3.6 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ an. Parallel zu den Untersuchungen an EpiMIS-Strukturen ist jeweils die Beweglichkeit von zeitnah gewachsenen HEMT-Strukturen ermittelt worden. Die Qualität der Elektronensysteme von HEMT-Strukturen mit einem 30 nm Spacer und EpiMIS-Strukturen erweisen sich in dem oben beschriebenen Ladungsträgerdichtebereich als vergleichbar.

Dieses Ergebnis deutet auf die Dominanz der Störung durch die Hintergrunddotierung in beiden Strukturen hin. Bei geringeren Ladungsträgerdichten wird das Verfahren zur Bestimmung der Beweglichkeit jedoch unzuverlässig, weil der Leitwert des 2DEGs gegenüber dem der paralleleitenden Elektrode zu klein wird.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden mittels Kapazitätsspektroskopie und Magnetotransportmessungen die elektronischen Eigenschaften des Elektronensystems von EpiMIS-Strukturen untersucht.

Gegenüber herkömmlichen MIS-Strukturen unterscheiden sich EpiMIS-Strukturen durch eine zusätzliche Deckschicht aus hochdotiertem GaAs, die als epitaktisches Gate, kurz Epigate, bezeichnet wird. Aufgrund der hohen Dotierung kommt es bereits ohne Anlegen einer Gatespannung zur Bevölkung eines Elektronensystems. Die elektrische Kontaktierung des Epigates kann durch die Metallisierung der Oberfläche des Halbleiters erfolgen. Die Ausdehnung des Elektronensystems kann lateral beschränkt werden, indem das Epigate strukturiert wird. Dieses Verfahren wird zur Herstellung von Kapazitätsproben eingesetzt, an denen die Eigenschaften von 2DEGs, 1DEGs und 0DEGs untersucht werden.

In Kapazitätsspektren am 2DEG der Standard-EpiMIS-Struktur werden im Magnetfeld die Signaturen der Landauquantisierung, der Spinaufspaltung und der fraktionierten Quanten-Hall-Zustände aufgelöst. Schwache Veränderungen der Spektren ab einer 2DEG-Dichte von $3.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ werden, in Übereinstimmung mit selbstkonsistenten Leitungsbandberechnungen, der Bevölkung des zweiten Subbandes zugeordnet.

Das Spingap des 2DEGs bei Füllfaktor $\nu = 1$ kann mittels eines Modells in Abhängigkeit vom Magnetfeld ermittelt werden. Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit dem effektiven Landé-Faktor $g^* = 5$. Der ermittelte Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Arbeit von *Dolgoplov et al.*, in der aus Spektren an MIS-Strukturen ein Landé-Faktor von $g^* = 5.2$ bestimmt wird [Dolg97].

Es werden Kapazitätsspektren bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Die Temperaturabhängigkeit des Kapazitätsminimums bei Füllfaktor $\nu = 2$ wird mit einem Modell der Zustandsdichte, bestehend aus zwei gaußverbreiterten Landauniveaus beschrieben. Ein zusätzlicher Untergrund der Zustandsdichte wird für die Modellierung der Daten nicht benötigt.

In EpiMIS-Strukturen mit einer zusätzlichen Barriere werden zwei Elektronensysteme induziert, von denen eines in dem entstehenden Quantenwell eingeschlossen ist. In den Kapazitätsspektren kann bei 2DEG-Dichten im Quantenwell kleiner $0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ eine Modifikation der Zustandsdichte nachgewiesen werden, die auf Vielteilcheneffekte zurückgeführt wird [Naga84].

Der verstärkte Einfluss von Vielteilcheneffekten bei kleiner 2DEG-Dichte, der in den Spektren der Standard-EpiMIS nicht nachgewiesen werden kann, wird in Übereinstimmung mit den Arbeiten von *Calmels et al.* und *Millard et al.* auf den starken räumlichen Einschluss des Elektronensystems im Quantenwell (QW) zurückgeführt [Calm96], [Milla97].

Eine weitere Variante der EpiMIS-Struktur besitzt als Rückkontakt eine invertierte HEMT-Struktur. Trotz der Einschränkungen aufgrund der magnetfeldabhängigen Leitfähigkeit des Rückkontaktes können an dieser Struktur bei $T = 4 \text{ K}$ erfolgreich Kapazitätsmessungen durchgeführt werden. Die Ergebnisse motivieren weitere Experimente an der EpiMIS-Variante, beispielsweise zur Hybridisierung der beiden Elektronensysteme [Dolg99], [Khra00].

Aus dem resistiven Signal von Kapazitätsmessungen werden Rückschlüsse auf den Tunnelwiderstand zwischen dem Elektronensystem und dem Reservoir und auf die Einteilchenzustandsdichte des Elektronensystems gezogen.

In den Spektren der Standard-EpiMIS-Struktur treten im resistiven Signal charakteristische, füllfaktorabhängige Strukturen auf; vergleichbare Strukturen finden *Dolgoplov et al.* in den Spektren von MIS-Strukturen [Dolg95]. In Anlehnung an die Arbeiten von *Deviatov et al.*

und *Dolgoplov et al.* an MIS-Strukturen wird aus der ermittelten $I_{\text{tun}}-V_{\text{tun}}$ -Abhängigkeit gefolgert, dass die Einteilchenzustandsdichte des 2DEGs an der Fermikante ein lineares Gap besitzt [Devi00].

In den EpiMIS-Strukturen mit zusätzlicher Barriere werden die Auswirkungen des Tunnelwiderstandes auf das kapazitive Signal ausgewertet. Die Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes von der Dichte der beiden Elektronensysteme wird bestimmt und mit einem 2D-2D-Tunnel-Modell nach *Turner et al.* beschrieben [Turn96].

Durch ein senkrecht angelegtes Magnetfeld verändert sich der Tunnelwiderstand zwischen den beiden Elektronensystemen. Die Veränderung wird auf die Eigenschaften des Tunnelmatrixelements zweier landauquantisierter Systeme zurückgeführt [Smol96].

In dem Füllfaktorregime $1 < \nu < 2$ des 2DEGs im QW wird ein lokaler Anstieg des Tunnelwiderstandes festgestellt. Es wird ein Erklärungsmodell diskutiert, dass die Zustandsdichten beider Spinorientierungen an der Fermikante in beiden Systemen berücksichtigt.

Der Einfluss eines parallel zu den beiden Elektronensystemen orientierten Magnetfeldes auf die Spektren wird untersucht. Die Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes von dem Magnetfeld und der 2DEG-Dichte der Elektronensysteme wird bestimmt. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit einem Modell, das von einer zum parallelen Magnetfeld proportionalen Verschiebung der Ursprünge der Fermiflächen beider 2DEGs ausgeht [Eise91].

Es werden Drahtarrays mit unterschiedlich breiten Drahtelektroden auf der Standard-EpiMIS-Struktur realisiert. Dem stufenartigen Anstieg der Kapazität wird das sukzessive Laden von bis zu sieben eindimensionalen Subbändern zugeordnet. Mit einem Modell werden die charakteristischen Größen des 1DEGs, der Subbandabstand $\hbar\omega_0$ und die Kapazität pro Länge C_w bestimmt.

Das von *Drexler et al.* eingesetzte Konzept der interdigitalen Einschlusselektroden wird erstmals auf EpiMIS-Strukturen realisiert [Drex94b]. Durch Anlegen einer Einschlussspannung kann der Subbandabstand des 1DEGs mit ≈ 1.1 meV/V variiert werden.

Für die Bestimmung der Abhängigkeit des Subbandabstandes von der Gatespannung werden neben Kapazitätsspektren auch Magnetokapazitätsspektren ausgewertet. Der Subbandabstand eines 1DEGs nimmt mit zunehmender Gatespannung von 4.6 meV auf 2.7 meV ab. Das Verhalten wird, in Übereinstimmung mit der Arbeit von *Lauxx et al.*, dem zunehmenden Einfluss der Elektronen selbst auf das effektive Einschlusspotenzial V_{eff} zugeordnet [Laux88].

Die Aufhebung der Spinrentartung des 1DEGs wird nachgewiesen und ausgewertet. Es ergeben sich für den effektiven Landé-Faktor $g^* = 10.7$ bei einem Subbandabstand 4.6 meV und $g^* = 7.3$ bei 6.3 meV. Die Abnahme des g^* -Faktors mit zunehmendem Subbandabstand ist konsistent mit der Arbeit von *Kinaret et al.* und den experimentellen Ergebnissen von *Pallecchi et al.*, von denen 1DEGs in MIS-Strukturen untersucht worden sind [Kina90], [Pall02].

Im resistiven Signal der Drahtspektren wird eine charakteristische Struktur für den Füllfaktorbereich $1 < \nu < 2$ festgestellt, die dem Tunnelwiderstand zwischen 3D-Rückkontakt und 1DEG zugeordnet wird. Aufgrund der Nicht-Linearität und Temperaturabhängigkeit des Tunnelwiderstandes wird gefolgert, dass es auch für die Einteilchenzustandsdichte des 1DEGs ein füllfaktorabhängiges Gap an der Fermikante gibt.

Auf der EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere werden mehrere Drahtarrays realisiert und Kapazitätsmessungen daran durchgeführt. Für das Drahtarray mit 350 nm breiten Elektroden kann kein lateraler Einschluss des Elektronensystems im QW ermittelt werden. Bei einem Array mit 250 nm breiten Elektroden wird aus den Spektren auf ein 1DEG an der unteren Grenzfläche geschlossen; die Bevölkerung des Quantenwells kann nicht nachgewiesen werden.

Die Reproduzierbarkeit und Stabilität von Kapazitätsmessungen an Drahtarrays auf EpiMIS-Strukturen erweisen sich als sehr gut. Insbesondere im Vergleich zu Messungen an konventio-

nellen, metallischen Drahtarrays auf MIS-Strukturen sind die Spektren weitgehend unabhängig vom jeweiligen Abkühlzyklus oder dem Einsetzen von Leckströmen.

Auf der Standard-EpiMIS-Struktur werden verschiedene Dotarrays für 0DEG-Untersuchungen realisiert. Der Durchmesser der Dotelektroden wird zwischen 150 nm und 350 nm variiert. In den Spektren des Dotarrays mit einem Elektrodendurchmesser von 250 nm werden Strukturen aufgelöst, die dem modifizierten Energieniveau-Schema zugeordnet wird. Die Magnetfeldabhängigkeit der Strukturen reflektiert bei zunehmendem Feld den Übergang von elektrischer zu magnetischer Quantisierung des Elektronensystems. Die von *Hansen et al.* beobachteten Bifurkationen der Spektren im Magnetfeld können vermutlich aufgrund des hohen Rauschpegels der Messungen nicht aufgelöst werden [Hans89a].

Durch die an EpiMIS-Strukturen durchgeführten Magnetotransportmessungen kann neben der Dichte des 2DEGs auch dessen Beweglichkeit bestimmt werden. Zwei unterschiedliche Transportschemata werden realisiert: Paralleler Transport in 2DEG und Epigate und paralleler Transport in 2DEG und Rückkontakt. Es werden jeweils Modelle erstellt, die den Verlauf der Magnetotransportkurven gut beschreiben. Die ermittelten Beweglichkeiten des 2DEGs in EpiMIS-Strukturen sind vergleichbar mit denen von 2DEGs in Referenz-HEMT-Strukturen. Aus dem Ergebnis wird auf die Dominanz einer Störung durch die Hintergrunddotierung geschlossen.

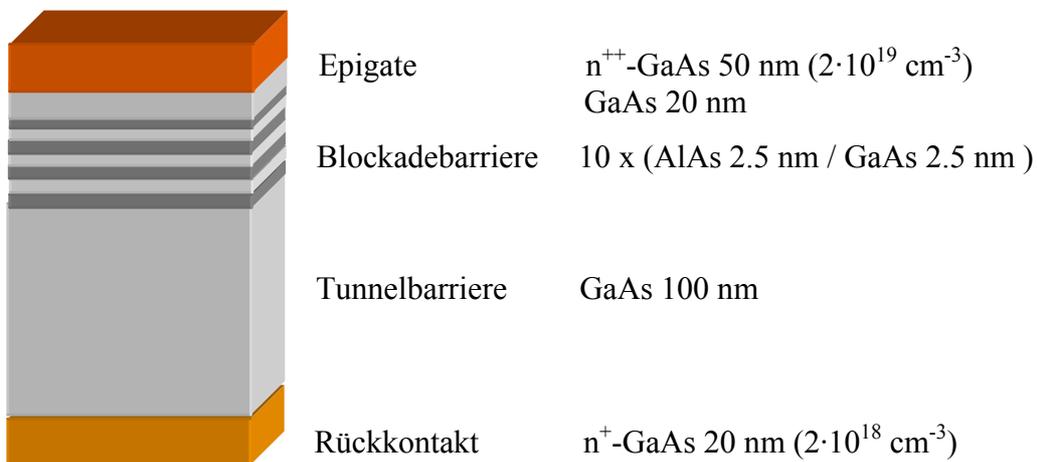
Anhang A

Schichtenfolgen der Proben

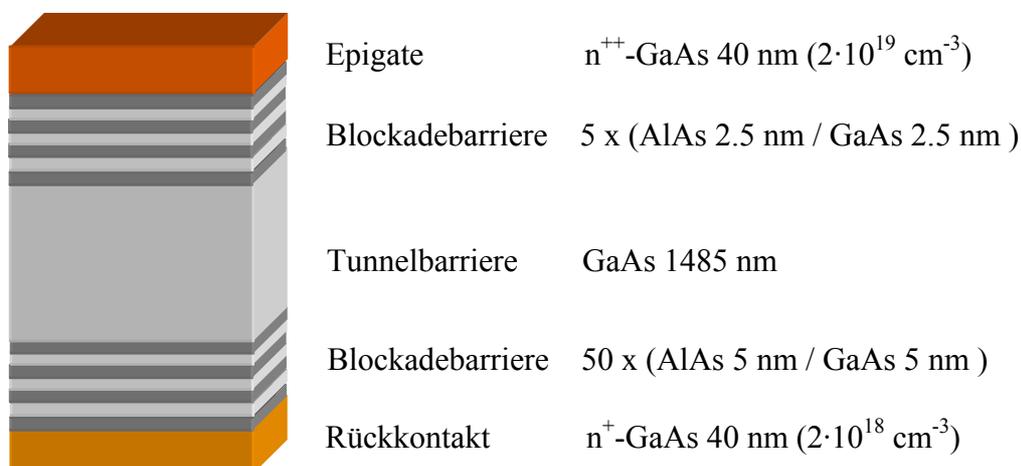
Nachfolgend werden die Schichtenfolgen der Proben vorgestellt, die in dieser Arbeit untersucht worden sind.

Der Aufbau der Proben wird schematisch dargestellt, die einzelnen Schichten werden bezeichnet und die zugehörigen Materialien und Schichtstärken aufgelistet. Das Substrat und die Pufferschicht werden übersichtshalber nicht dargestellt.

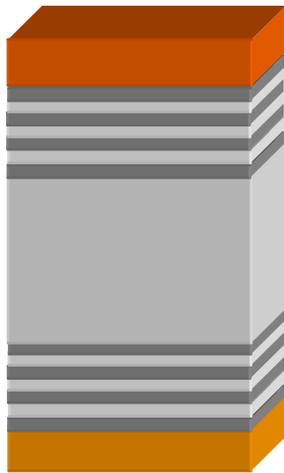
#809 Standard-EpiMIS-Struktur



#961 EpiMIS-Struktur mit isoliertem BG

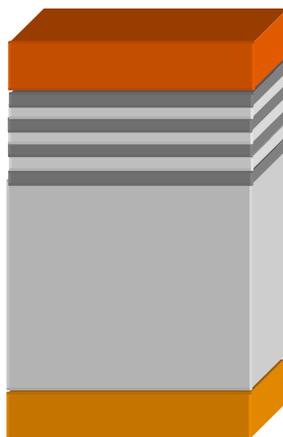


#980 EpiMIS-Struktur mit isoliertem BG



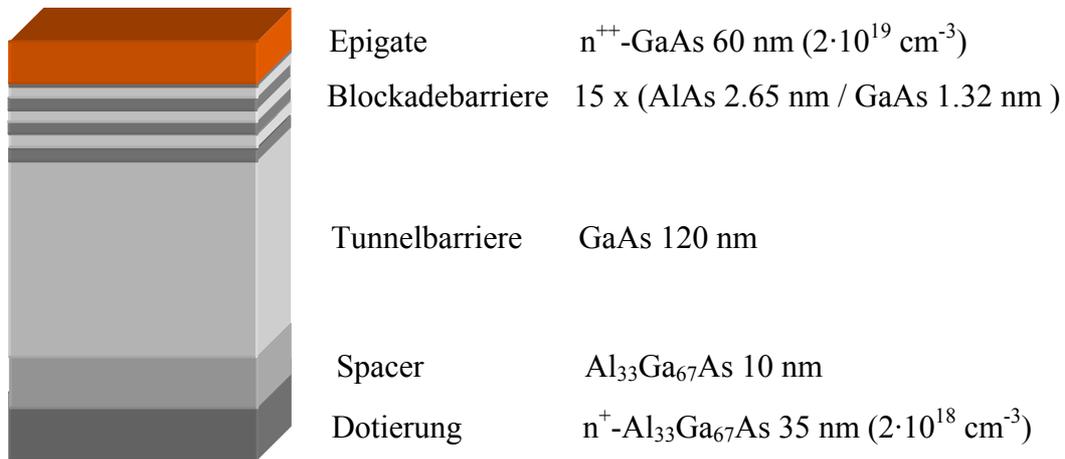
Epigate	n^{++} -GaAs 30 nm ($2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)
Blockadebarriere	6 x (AlAs 2.5 nm / GaAs 2.5 nm)
Tunnelbarriere	GaAs 985 nm
Blockadebarriere	100 x (AlAs 2.5 nm / GaAs 2.5 nm)
Rückkontakt	n^+ -GaAs 40 nm ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

#1011-Standard-EpiMIS-Struktur

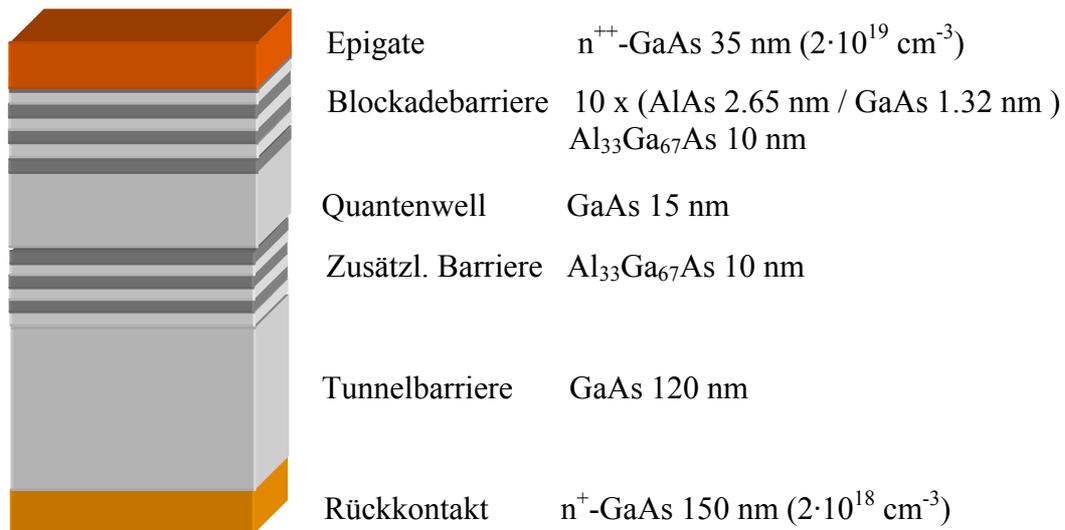


Epigate	n^{++} -GaAs 30 nm ($2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)
Blockadebarriere	14 x (AlAs 1.5 nm / GaAs 1.5 nm)
Tunnelbarriere	GaAs 100 nm
Rückkontakt	n^+ -GaAs 8 nm ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

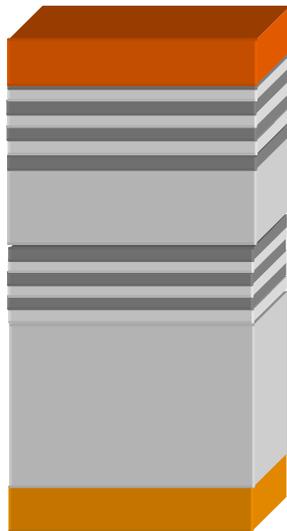
#1218 EpiMIS-Struktur mit invertiertem HEMT als Rückkontakt



#1235 EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere

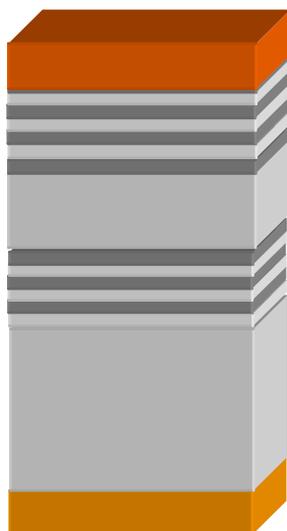


#1287 EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere



Epigate	n^{++} -GaAs 40 nm ($2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)
Blockadebarriere	8 x (AlAs 2.65 nm / GaAs 1.32 nm) Al ₃₃ Ga ₆₇ As 8 nm
Quantenwell	GaAs 18 nm
Zusätzl. Barriere	Al ₃₃ Ga ₆₇ As 8 nm
Tunnelbarriere	GaAs 120 nm
Rückkontakt	n^+ -GaAs 150 nm ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

#1297 EpiMIS-Struktur mit zusätzlicher Barriere



Epigate	n^{++} -GaAs 30 nm ($2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)
Blockadebarriere	9 x (AlAs 2.65 nm / GaAs 1.32 nm) Al ₃₃ Ga ₆₇ As 2.65 nm
Quantenwell	GaAs 12 nm
Zusätzl. Barriere	3 x (Al ₃₃ Ga ₆₇ As 2.65 nm / GaAs 1.32 nm)
Tunnelbarriere	GaAs 110 nm
Rückkontakt	n^+ -GaAs 150 nm ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

Anhang B

Präparation

B.1 Präparationsschritte

Die wichtigen Präparationsschritte werden einzeln aufgelistet und kurz erläutert:

Proben brechen:

Vor dem Brechen der Probenstücke wird der Wafer schutzbelackt. Mit einem Diamanten werden Startpunkte geritzt und so die Bruchkanten des Kristalls definiert. Die Probenstücke werden üblicherweise quadratisch mit Kantenlängen von fünf Millimetern dimensioniert.

Reinigen:

Vor dem Aufbringen von Lackschichten und nach Lift-off-Prozessen muss die Probe gereinigt werden. Der Reinigungsprozess besteht aus Schwenken/Aufkochen im Aceton-Bad, Schwenken im Isopropanol-Bad und Trocknung mit hochreinem Stickstoff. Die Dauer der Bäder wird zeitlich den Reinlichkeitsanforderungen der folgenden Präparationsschritte angepasst. Ein Antrocknen der Flüssigkeiten darf beim Badwechsel nicht stattfinden, weil sich sonst sehr schwer entfernbare Rückstände anlagern.

Wässern:

Nach dem Entwickeln von Lacken oder nach nasschemischen Ätzzvorgängen wird die Probe zur Neutralisierung und Reinigung für 30 Sekunden in hochreinem Wasser geschwenkt.

Metallisierung (Gates):

In der Aufdampfanlage werden bei Drücken kleiner $5 \cdot 10^{-7}$ mBar die Materialien Titan, Nickel/Chrom aus einem beheizten Wolfram-Schiffchen, Chrom und Gold mittels Elektronenstrahlverdampfer aufgedampft.

Kontakte (Indium):

Hochreines Indium wird mit sauberen LötKolben (220°C) auf die Probe aufgebracht. Wichtig ist, dass sich kein Oxidhäutchen zwischen Probe und Metall befindet und der Indiumklecks sich benetzend auf die Probe legt [Baca97].

Kontakte (AuGe/Ni):

In der Aufdampfanlage werden bei einem Druck von kleiner $5 \cdot 10^{-7}$ mBar mit Elektronenstrahlverdampfer abwechselnd Schichten aus dem eutaktischen Gemisch Gold/Germanium (88%/12%, nach Gewicht) und Nickel aufgedampft. Die Schichtfolge beträgt üblicherweise: Au/Ge, Ni, AuGe (25 nm/5 nm/25 nm) [Bras81], [Tay194].

Kontakte (Ge/Pd):

In der Aufdampfanlage werden bei einem Druck von kleiner $8 \cdot 10^{-7}$ mBar aus Wolfram-Schiffchen Schichten aus Palladium und Germanium thermisch aufgedampft. Die Schichtfolge und Schichtdicken betragen: Pd (25 nm) Ge (50 nm) [Wang89], [Pate94].

Einlegieren (Kontakte):

Der Einlegierprozess soll eine ohmsche Kontaktierung leitfähiger Schichten im Halbleiter erzielen, die auch bei Temperaturen von 4 Kelvin niederohmig bleibt. Das Einlegieren wird in einem geschlossenen Ofen unter inert-reduktiver Atmosphäre (Ar/H₂: 90%/10%) durchgeführt. Die Probe wird auf eine temperaturgeregelte Keramikscheibe gelegt, die für 2 Minuten auf eine Temperatur von 400°C erwärmt wird. Die Kontaktmaterialien zeigen folgendes Verhalten während des Legierprozesses: Indiumkleckse verlaufen etwas beim Überschreiten der Schmelztemperatur von 160°C, und der metallische Glanz verstärkt sich aufgrund der Reduktion der Oxidschicht. Au/Ge/Ni-Kontakte verändern beim Überschreiten der eutaktischen Temperatur von 360°C die Oberflächenstruktur, eine Rauigkeit mit Strukturen im µm-Bereich entsteht.

Lift-Off (Metall):

Der Lift-Off-Prozess soll nach lithographischer Definition und Metallisierung von Strukturen das überschüssige Metall entfernen, indem die Lackmaske aufgelöst wird. Die Probe wird zuerst in einem Becherglas mit Aceton fünf Minuten gekocht. Danach wird das Glas in ein Ultraschallbad gehalten, bis sich auch kleinste Metallreste gelöst haben. Die Leistung des Ultraschalls ist indirekt regelbar, indem die Probe im Becherglas in einem Teflon-Halter oder auf einem Stück Reinraumpapier deponiert wird. Bei maximaler Ultraschallleistung mit nackter Probe im Becherglas kommt es oft zu Absprengungen von Kristallecken oder gar zum Bruch des ganzen Kristalls. Der Erfolg des Lift-off-Prozesses hängt neben der Materialwahl von der Form des Lackkantenprofils ab. Typische Gatematerialien wie Titan, Chrom und Nickel/Chrom sind meist problemlos zu entfernen, die Kontaktmaterialien AuGe und Zuleitungsmaterialien Cr/Au erwiesen sich häufig als problematisch.

Lift-Off (Lack):

Unerwünschte Lackschichten werden durch den Standard-Reinigungsprozess entfernt (z. B.: Lackmaske nach einem Ätzschritt).

Tiefmesa-Ätzen:

Durch den Ätzprozess werden im nicht maskierten Bereich alle relevanten Schichten entfernt. Bei den Strukturen dieser Arbeit genügten meistens Äztiefen von 300 nm.

Probe fixieren:

Die Probe wird auf dem Chipcarrier festgeklebt. Es werden dafür entweder Leitsilber oder Fixogum-Kleber benutzt. Auf leitsilberfixierten Proben kann problemlos gebondet werden. Das nachträgliche Ablösen der Probe mit Aceton ist möglich. Problematisch ist die vollständige Entfernung aller Silberpartikel des Leitsilbers.

Proben, die mit Fixogum-Kleber fixiert werden, können problemlos vom Carrier entfernt werden. Beim Bonden der Probe können Schwierigkeiten auftreten, da der elastische Kleber die Ultraschallenergie absorbiert.

B.2 Lacksysteme

optischer Positivlack:

Name: Mikroposit S1813
Hersteller: Shipley
Beschichtung: Schleudern für 45 s bei 6000 U/min
Ausbacken: 30 min bei 90°C
Schichtdicke: 1,3µm
Belichten: 3-6 s mit UV-Licht, 275 W
Entwicklung: 45 s Mikroposit Developer
Entfernen: Aceton, Reinigungsprozess

Name: Mikroposit S1805
Hersteller: Shipley
Beschichtung: Schleudern für 45 s bei 6000 U/min
Ausbacken: 30 min bei 90°C
Schichtdicke: 0,5 µm
Belichten: 1-4 s mit UV-Licht, 275 W
Entwicklung: 45 s Mikroposit Developer
Entfernen: Aceton, Reinigungsprozess

Elektronenstrahl-Positivlack:

Zweischichtsystem

Name: PMMA
Hersteller: Allresist
Schicht 1: ARP 631.05, 50 K, Feststoffgehalt 4%
Schicht 2: ARP 669.05, 950 K, Feststoffgehalt 6%
Beschichtung: Schleudern für 45 s bei 6000 U/min
Ausbacken: 60 min bei 180°C
Schichtdicke: 2x0,08 µm
Belichten: 10-20 µC/cm², bei 10 keV
Entwicklung: 45 s Allresist Developer
Stoppen: 45 s Allresist Stopper
Entfernen: Allresist Remover, Aceton

Einschichtsystem

Name: PMMA
Hersteller: Allresist
Schicht: ARP 631.05, 50 K, Feststoffgehalt 4%
Beschichtung: Schleudern für 45 s bei 6000 U/min
Ausbacken: 60 min bei 180°C
Schichtdicke: 0,6 µm
Belichten: 10-20 µC/cm², bei 10 keV
Entwicklung: 45 s Allresist Developer
Stoppen: 45 s Allresist Stopper
Entfernen: Allresist Remover, Aceton

B.3 Ätzprozesse

Im Rahmen dieser Arbeit sind verschiedene Ätzprozesse eingesetzt worden. Im folgenden werden die wichtigsten Parameter und experimentellen Erfahrungen der Ätzprozesse beschrieben:

Nasschemische Ätzlösungen

Die benutzten Ätzlösungen basieren alle auf einem verdünnten Gemisch aus oxidierender Wasserstoffperoxidlösung (stabilisiert, 20%) und einer Säure. Die erwarteten Ätzraten können, bedingt durch den Alterungszustand und den Grad der Verunreinigung der Peroxidlösung, deutliche Abweichungen zeigen. Für die unten beschriebenen Parameter ist stets eine Peroxidlösung benutzt worden, die mindestens 1 Monat, maximal 6 Monate geöffnet war. Nach dem Dosieren der einzelnen Komponenten der Ätzlösung wird die Mischung für mindestens eine Viertelstunde gerührt (Magnetrührer), so dass eine gute Durchmischung und reproduzierbare Temperatur (Reinraum: 24°C) erzielt werden. Die Ätzlösung kann dann innerhalb mehrerer Stunden benutzt werden, die Ätzrate nimmt mit zunehmender Zeit ab. Für den Ätzprozess wird die Probe in die ruhende Lösung für eine entsprechende Zeit gelegt und danach ausgiebig mit Wasser gespült. Eine bewegte Lösung bzw. eine bewegte Probe in ruhender Lösung kann zu deutlich veränderten Ätzraten führen.

Schwefelsäureätzlösungen

[Shaw81]

Tiefmesa-Ätzung/Trenngräben, bei starker Ätzrate (1.2 $\mu\text{m}/\text{min}$) kristallographisch.

$\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	<i>Verhältnis:</i> 1:1:10	<i>Rate:</i> 1200 nm/min
$\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	<i>Verhältnis:</i> 1:8:200	<i>Rate:</i> 280 nm/min
$\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	<i>Verhältnis:</i> 1:8:1200	<i>Rate:</i> 34 nm/min

Phosphorsäureätzlösungen

[Mori 78]

Hohe Reproduzierbarkeit der Ätzrate.

$\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	<i>Verhältnis:</i> 1:10:100	<i>Rate:</i> 320 nm/min
$\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	<i>Verhältnis:</i> 1:10:400	<i>Rate:</i> 80 nm/min
$\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	<i>Verhältnis:</i> 3:1:100	<i>Rate:</i> 37 nm/min

Zitronensäureätzlösungen

[Juang 90]

Selektives Ätzen von GaAs über $\text{Al}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$, Selektivität hängt stark von Al-Anteil x ab.

Ansetzen von Zitronensäurelösung: Zitronensäurepulver und Wasser im Verhältnis 1:1 bezüglich Gewicht mischen.

Zitronensäurelösung: H_2O_2 *Verhältnis:* 10:1 *Rate:* 210 nm/min (GaAs)

Selektivität (GaAs über $\text{Al}_{0,30}\text{Ga}_{0,70}\text{As}$): 100

Selektivität (GaAs über AlAs): > 10000

Trockenätzprozesse

Trockenätzprozesse zeichnen sich durch einen hohen Grad der Reproduzierbarkeit aus. Lediglich bei sehr kurzen Ätzzeiten (< 10 s) können durch Zündschwierigkeiten des Plasmas (1-3 s) Ungenauigkeiten in der Äzttiefe auftreten.

Standard RIE-Prozess für GaAs/AlGaAs:
Zuverlässig, sehr anisotrop.

Material: SiCl_4 Volumen: 20 sccm, Leistung: 35 W, Druck: 4 mTorr, Ätzrate (GaAs/AlAs): 210 nm/min.

Selektiver RIE-Prozess
[Sali87], [Sali88]

Material: $(\text{SF}_6/\text{SiCl}_4) = 0.2$. Volumen: 4 sccm, Leistung: 14 W, Druck: 9 mTorr, Ätzrate (GaAs): etwa 100 nm/min.
Selektivität (GaAs über AlAs): > 100

Selektiver, schädigungsarmer RIE-Prozess
[Mura93]

Material: SiCl_4 Volumen: 4 sccm, Leistung: 14 W, Druck: 9 mTorr, Ätzrate (GaAs): 100 nm/min.
Selektivität (GaAs über AlAs): 10000.

Anhang C

Origin 6.0-Scripts:

Die Origin-Scripts zur Auswertung der Kapazitätsspektren und der Transportmessungen an parallelen Systemen werden aufgelistet:

Auswertung von Kapazitätsspektren der EpiMIS #1011

```
// Kapazitaetsauswertung EpiMIS #1011 040106;
zweipif=12566;// Anregungsfrequenz f=2000Hz;
Uosc=1e-3;// Anregungsamplitude 1mV;
Coffset=0.601e-12;// Kapazitaetsoffset;
A=1250e-12;// Gategroesse;
AA=A;// ;
D=1.181e36; // Zustandsdichte Do;
e=1.602e-19;// Elementarladung;
ee=8.85e-12*12;// epsr mal eps0;
Uschritt=1e-3;// Schrittweite;
IU=1e-7;// IU-Wandler;
XX=1;
w=0;
%h!wks.addCol(d);
%h!wks.addCol(Clow);
%h!wks.addCol(Cgeo);
%h!wks.addCol(Chighfit);
%h!wks.addCol(ClowChigh);
%h!wks.addCol(help);
%h!wks.addCol(XGmXW);
%h!wks.addCol(XG);
%h!wks.addCol(XW);
%h!wks.addCol(Z);
%h!wks.addCol(ZZ);
%h!wks.addCol(Efermi);
%h!wks.addCol(intZ);
%h!wks.addCol(intZZ);
%h!wks.addCol(Dichte);
col(d)=2.33E-12+5.17E-13*col(a)-4.7E-13*col(a)^2+7.34E-12*col(a)^3-8.55E-
11*col(a)^4+3.332E-10*col(a)^5-4.26E-10*col(a)^6;
//Naehung Cgeo;
col(Clow)=(col(b)*1e-7/1e-3/2/3.1415/2000)-Coffset;// Clow korrigiert.;
col(Chighfit)=1.251E-12+26E-14*col(a);//Naehung Chigh;
Col(ClowChigh)=(col(Clow)-col(Chighfit))/col(Chighfit);
col(XGmXW)=A*ee/col(D); // Naehung 2DEG-Topgate;
col(XG)=A*ee/col(Chighfit)/1.08; // Naehung BG-Topgate;
col(XW)=(col(XG)-col(XGmXW)); //Naehung 2DEG-BG;
col(Z)=ee/e/col(XW)*col(ClowChigh);
for (j=137; j<695;j+=3){w=0;for (i=132; i<j;i+=1){w=w+col(Z)[i]};col(intZ)[j]=w};
```

```

Col(Dichte)=col(intZ)*Uschritt;// Bestimmung Dichte;
col(help)=col(Clow)/AA/ee*col(XW)*1.165;//;
col(ZZ)=col(help)-col(ClowChigh)*1;
for (j=137; j<695;j+=3){w=0;for (i=132; i<j;i+=1){w=w+col(ZZ)[i]};col(intZZ)[j]=w};
Col(Efermi)=col(intZZ)*Uschritt;// Bestimmung Fermienergie;

```

Simulation von parallelem Transport in 2DEG und Backgate

```

// Simulation EPI-MIS 809 date020920;
%h!wks.addCol(wc1); //creation necessary cols;
%h!wks.addCol(wc2);
%h!wks.addCol(r1);
%h!wks.addCol(r2);
%h!wks.addCol(w1);
%h!wks.addCol(w2);
%h!wks.addCol(SdH1);
%h!wks.addCol(SdH2);
%h!wks.addCol(SdH3);
%h!wks.addCol(ro2);
%h!wks.addCol(ro1);
%h!wks.addCol(q1);
// %h!wks.addCol(rho2xx);
%h!wks.addCol(Ux1);
%h!wks.addCol(Ux2);
%h!wks.addCol(Ux3);
%h!wks.addCol(Uy1);
%h!wks.addCol(Uy2);
%h!wks.addCol(Uy3);
%h!wks.addCol(Uhall1);
%h!wks.addCol(Uhall2);
%h!wks.addCol(Uxo1);
%h!wks.addCol(Uxo2);
// Konstanten
hh=6.63e-34; // Planck constant h (J*s);
me=9.109e-31; // electron mass;
meff=me*0.067; // effective mass;
Lx=0.6e-3; // Length (m);
Ly=1.0e-4; // Width (m);
ee=1.6e-19; // elementary charge (Coulomb);
//
Tau1=5.3e-12; // transport time in 1-st system (c^{-1});
Tau2=0.96e-13; // transport time in 2-nd system (c^{-1});
Taus1=3.5e-13; // single particle relaxation time in 1-st system (c^{-1});
Taus2=2.5e-14; // single particle relaxation time in 2-nd system (c^{-1});
n1=5.13e15; // carriers dencity in 1-st system (m^{-2});
n2=4.45e16; // carriers dencity in 2-nd system (m^{-2});
my1=ee*tau1/meff; // 2.62e12*tau1;
my2=ee*tau2/meff; // xxx;
Ef1=5.74e-37*n1;//2*pi*(hh/(2*pi))^2*n1/(2*meff)x(1.4e-21) Fermi energy 1st system (J);

```

```

Ef2=5.74e-37*n2;//2*pi*(hh/(2*pi))^2*n2*/(2*meff)xx(1.4e-20)Fermi energy in 2nd system
(J);
//;
for (i=1; i<700;i+=1){%h_B[i]=i/100}; // set values of magnetic field;
for (i=1; i<700;i+=1){%h_a[i]=i/100}; // set values of magnetic field;
//
col(wc1)=Tau1*ee*col(B)/meff; // w_c*tau in 1-st system;
col(wc2)=Tau2*ee*col(B)/meff; // w_c*tau in 2-nd system;
col(w1)=3.94/col(b)/sinh(3.94/col(b));//3.94=2*pi^2*k*T/(hqwer*wc);
col(w2)=3.94/col(b)/sinh(3.94/col(b));//coolridge;
col(r1)=col(w1)*exp(-pi/(Taus1*ee*col(B)/meff));
col(r2)=col(w2)*exp(-pi/(Taus2*ee*col(B)/meff));
col(SdH1)=1+4*2*col(r1)*cos(3.5+4*pi*pi*Ef1/(hh*ee*col(B)/meff));
col(SdH2)=1+4*col(r2);/*cos(4*pi*pi*Ef2/(hh*ee*col(B)/meff));
col(SdH3)=4*col(r1)*cos(3.5+4*pi*pi*Ef1/(hh*ee*col(B)/meff));
col(q1)=1/(ee*n1)*(1+0.1*col(sdh3));// Hall-Coeffizient1;
q1=1/(ee*n1)/1;
q2=1/(ee*n2)/1;// Hall-Coeffizient2;
col(ro1)=1/(ee*n1*my1)*col(sdh1);
col(ro2)=1/(ee*n2*my2)*col(sdh2);
//
col(Ux1)=(col(ro1)*col(ro2)*(col(ro1)+col(ro2))+(col(ro1)*q2^2+col(ro2)*col(q1)^2)*col(B)
^2);
col(Ux2)=((col(ro1)+col(ro2))^2+(col(q1)+q2)^2*col(B)^2);
col(ux3)=col(Ux1)/col(Ux2);
//
col(uy1)=col(q1)*col(ro2)^2+q2*col(ro1)^2+q1*q2*(col(q1)+q2)*col(B)^2;
col(uy2)=(col(ro1)+col(ro2))^2+(col(q1)+q2)^2*col(B)^2;
col(uy3)=col(uy1)*col(B)/col(uy2);
col(uhall1)=col(q1)*col(B);
col(uhall2)=q2*col(B);
// we have to look on the Ux3 and Uy3;

```

Simulation von parallelem Transport in 2DEG und Epigate

```

// simulation Epi-MIS 961 020924;
%h!wks.addCol(wc1); //creation necessary cols;
%h!wks.addCol(wc2);
%h!wks.addCol(r1);
%h!wks.addCol(r2);
%h!wks.addCol(w1);
%h!wks.addCol(w2);
%h!wks.addCol(SdH1);
%h!wks.addCol(SdH2);
%h!wks.addCol(rhoxx2);
%h!wks.addCol(rhoxx1);
%h!wks.addCol(rhoxy2);
%h!wks.addCol(rhoxy1);
%h!wks.addCol(Ux1);
%h!wks.addCol(Ux2);

```

```

%h!wks.addCol(Ux3);
%h!wks.addCol(I);
%h!wks.addCol(II);
%h!wks.addCol(III);
%h!wks.addCol(Rhall);
%h!wks.addCol(Uhall);
%h!wks.addCol(Uxx);
//      Konstanten
hh=6.63e-34; // Planck constant h (J*s);
me=9.109e-31; // electron mass;
meff=me*0.067; // effective mass;
ee=1.6e-19; // elementary charge (Coulomb);
b=50; // width hallbar (m);
l=1200; // length hallbarUxx (m);
bb=1; // width kontakt (m);
ll=10; // length kontakt (m);
Ry=600; // Kontaktresistance;
strom=130.3e-9;
//
Tau1=1.8e-11; // transport time in 1-st system (c^{-1});
Tau2=4.4e-14; // transport time in 2-nd system (c^{-1});
Taus1=5e-13; // single particle relaxation time in 1-st system (c^{-1});
Taus2=2.5e-14; // single particle relaxation time in 2-nd system (c^{-1});
n1=3.7e15; // carriers dencity in 1-st system (m^{-2});
n2=3.7e17; // carriers dencity in 2-nd system (m^{-2});
my1=ee*tau1/meff; //2.62e12*tau1;
my2=ee*tau2/meff; //xxx;
Ef1=5.74e-37*n1; //2*pi*(hh/(2*pi))^2*n1/(2*meff)x(1.4e-21) Fermi energy 1st system (J);
Ef2=5.74e-37*n2; //2*pi*(hh/(2*pi))^2*n2/(2*meff)xx(1.4e-20)Fermi energy in 2nd system (J);
//;
for (i=1; i<650;i+=1){%h_B[i]=i/100}; // set values of magnetic field;
for (i=1; i<650;i+=1){%h_a[i]=i/100}; // set values of magnetic field;
//
col(wc1)=Tau1*ee*col(B)/meff; // w_c*tau in 1-st system;
col(wc2)=Tau2*ee*col(B)/meff; // w_c*tau in 2-nd system;
col(w1)=3.94/col(b)/sinh(3.94/col(b)); //3.94=2*pi^2*k*T/(hqwer*wc);
col(w2)=3.94/col(b)/sinh(3.94/col(b)); //coolridge;
col(r1)=col(w1)*exp(-pi/(Taus1*ee*col(B)/meff));
col(r2)=col(w2)*exp(-pi/(Taus2*ee*col(B)/meff));
col(SdH1)=1+1*col(r1)*cos(3.1415+4*pi*pi*Ef1/(hh*ee*col(B)/meff));
col(SdH2)=1+4*col(r2);
q1=1/(ee*n1); // Hall-Coeffizient1
q2=1/(ee*n2); // Hall-Coeffiezient2;
//
col(rhoxx1)=1/(ee*n1*my1)*col(sdh1);
col(rhoxx2)=1/(ee*n2*my2)*col(sdh2);
col(rhoxy1)=1/(ee*n1)*col(B);
col(rhoxy2)=1/(ee*n2)*col(B);
//
col(I)=col(rhoxx1)*l/b*ll/bb*Ry+col(rhoxy1)*(col(rhoxy1)+col(rhoxy2));

```

```

col(II)=col(rhoxx2)*l/b*ll/bb*Ry+col(rhoxy2)*(col(rhoxy1)+col(rhoxy2));
col(III)=col(rhoxx2)*col(I)/(col(I)+col(II)); // rohxx_eff sim;
//;
Col(Rhall)=(col(II)*col(rhoxy1)*(col(rhoxx1)/(col(rhoxx1)+col(rhoxx2)))-
col(I)*col(rhoxy2)*(col(rhoxx2)/(col(rhoxx1)+col(rhoxx2))))/(col(I)+col(II));
Col(Uhall)=col(rhall)*strom*1;
Col(Uxx)=col(III)*strom*l/b;

```

Anhang D

Problematische Präparation

Abschließend werden Probleme, die bei der Präparation von Drahtarrays auf EpiMIS-Strukturen häufig aufgetreten sind, anhand von Bildern dargestellt und kommentiert.

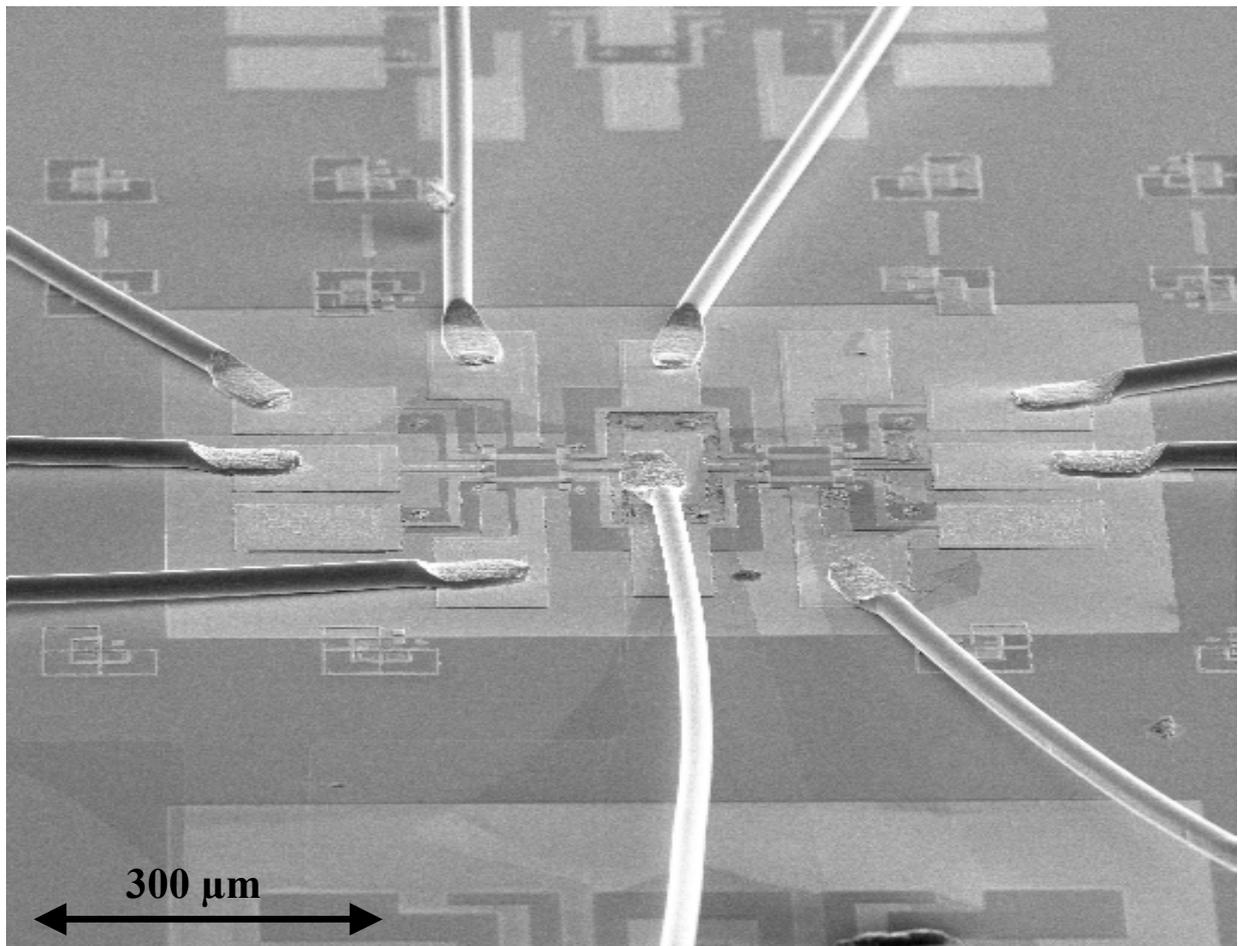


Abb. 01: Übersichtsbild einer kontaktierten Kapazitätsprobe mit zwei Schreibfeldern, in denen REM-definierte Gateelektroden erzeugt worden sind. In dieser Vergrößerung lassen sich präparative Probleme an den Gates noch nicht auflösen!

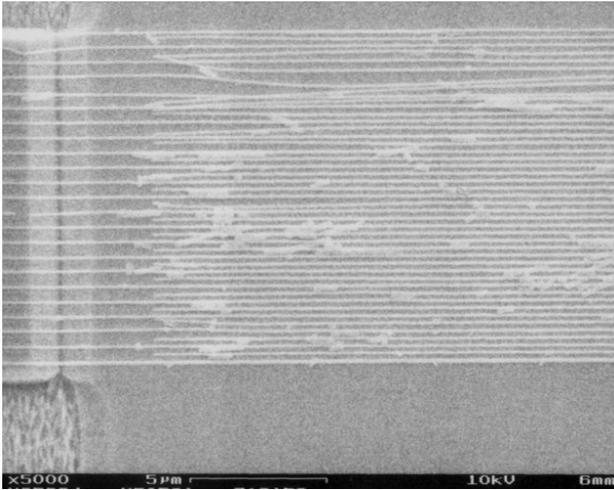


Abb. 02: Interdigitales Drahtarray, bei dem der Lift-off Prozess nicht erfolgreich verlaufen ist. Metallische Reste bilden Kurzschlüsse zwischen den Elektroden.

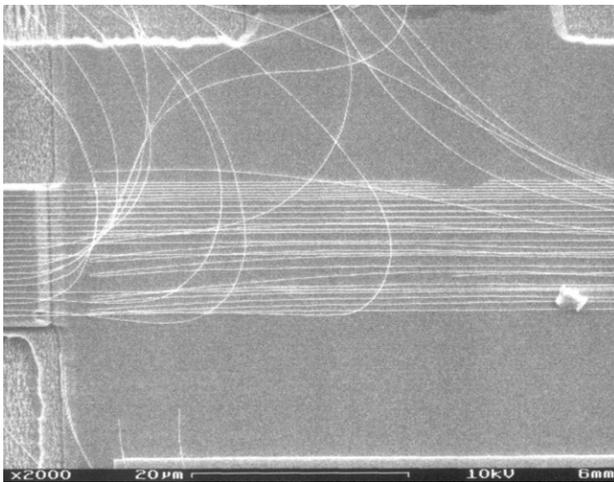


Abb. 03: Interdigitales Drahtarray, metallische Elektroden lösen sich nach nasschemischen Ätzschritt des Epigates, - Spaghetti metallise.

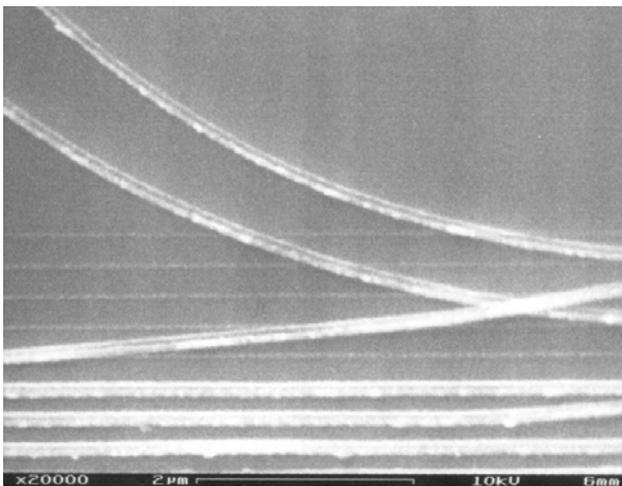


Abb. 04: Vergrößerung von Abb. 03. Abgelöste metallische Drahtelektroden. Bei dem nasschemischen Ätzschritt sind die Elektroden unterätzt worden. Verbleibende Epigatedrähte sind als dünne helle Linien zu erkennen.

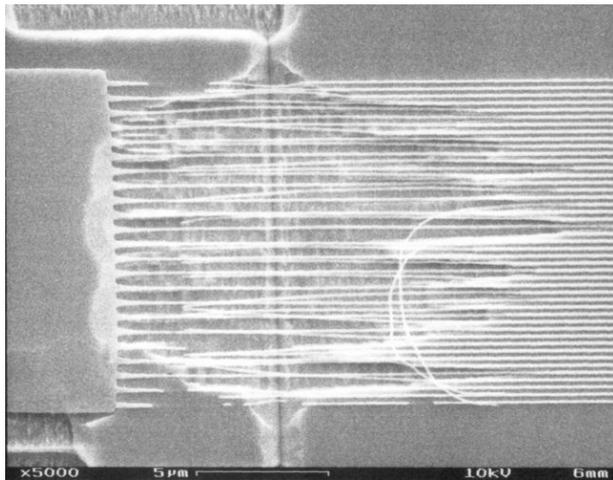


Abb. 05: Interdigitales Drahtarray, bei dem es beim Ätzen des Trenngrabens zu einer unkontrollierten Unterätzung der Drahtelektroden gekommen ist (Breite der Unterätzung > 10 µm).

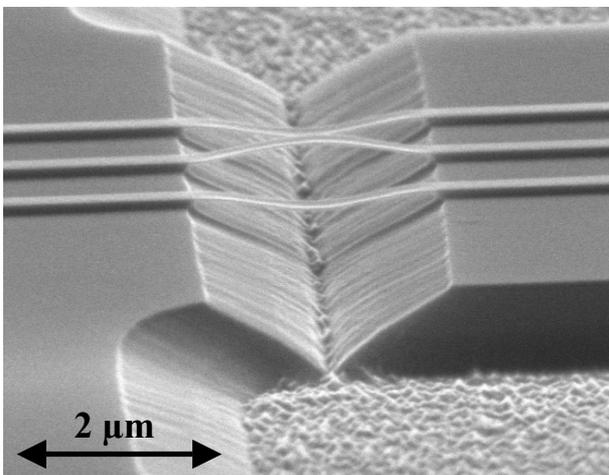


Abb. 06: Geätzter Trenngraben mit freihängenden, metallischen Elektroden, die zwar verbogen, aber noch nicht zerrissen sind.

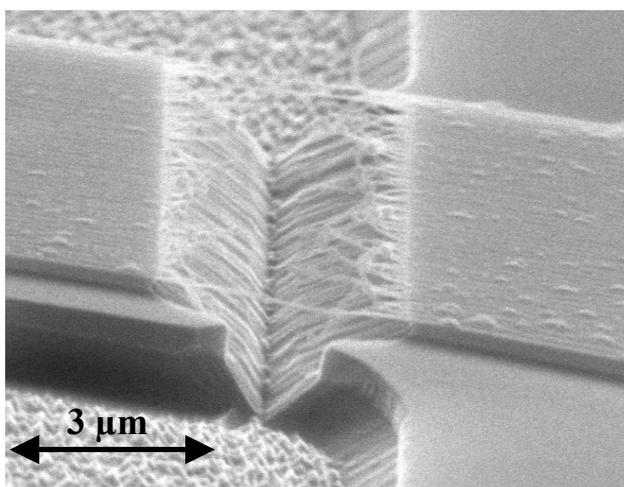


Abb. 07: Interdigitales Drahtarray mit geätzten Trenngraben. Die freihängenden Drahtelektroden sind während einer Messung weitgehend zerstört worden. Die Ursache ist vermutlich ein Hochspannungspuls durch den elektrostatisch aufgeladenen Experimentator.

Literaturverzeichnis

- [Aife96] E. H. Aifer, B. B. Goldberg, and D. A. Broido. Evidence of Skyrmion Excitations about $\nu = 1$ in n -Modulation-Doped Single Quantum Wells by Interband Optical Transmission. *Phys. Rev. Lett.* **76** (4), 680 (1996).
- [Ale95] I. L. Aleiner and L. I. Glazman. Two-dimensional electron liquid in a weak magnetic field. *Phys. Rev. B* **52** (15), 11296 (1995).
- [Alts80] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee. Interaction Effects in Disordered Fermi Systems in Two Dimensions, *Phys. Rev. Lett.* **44** (19), 1288 (1980).
- [Ando74] T. Ando, and Y. Uemura. Theory of Oscillatory g Factor in an MOS Inversion Layer under Strong Magnetic Fields. *J. Phys. Soc. Jpn.* **37** (4), 1044 (1974).
- [Ando82] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern. Electronic properties of two-dimensional systems. *Rev. Mod. Phys.* **54** (2), 437 (1982).
- [Asho90] 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).
- [Asho91a] R. C. Ashoori. The Density of States in the Two-dimensional Electron Gas and Quantum Dots. Dissertation, University of Cornell, 1991.
- [Asho91b] R. C. Ashoori, and R. H. Silsbee. The Landau Level Density of States as a Function of Fermi Energy in the Two Dimensional Electron Gas. *Solid State Comm.* **81** (10), 821 (1992).
- [Asho92] 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).
- [Asho93a] 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).
- [Asho93b] 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).
- [Baca97] A. G. Baca, F. Ren, J. C. Zolper, R. D. Briggs, S. J. Pearton. A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors. *Thin Solid Films* **308**, 599 (1997).
- [Bard61] J. Bardeen. Tunneling from a Many-Particle Point of View. *Phys. Rev. Lett.* **6** (2), 57 (1961).
- [Barr95] 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 $\nu = 1$. *Phys. Rev. Lett.* **74** (25), 5112 (1995).

- [Berg86] K.-F. Berggren, T. J. Thornton, D. J. Newson, and M. Pepper. Magnetic Depopulation of 1D Subbands in a Narrow 2D Electron Gas in a GaAs:AlGaAs Heterojunction. *Phys. Rev. Lett.* **57** (14), 1769 (1986).
- [Berg88] K.-F. Berggren, G. Roos and H. van Houten. Characterization of very narrow quasi-one-dimensional quantum channels. *Phys. Rev. B* **37** (17), 10118 (1988).
- [Brod00] M. Brodsky, N. B. Zhitenev, R. C. Ashoori, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Localisation in Artificial Disorder: Two Coupled Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.* **85** (11), 2356 (2000).
- [Bras81] N. Braslau. Alloyed ohmic contacts to GaAs. *J. Vac. Sci. Technol.* **19** (3), 803 (1981).
- [Brow94] K. M. Brown, N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield, M. Pepper, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones. Tunneling between two-dimensional electron gases in a strong magnetic field. *Phys. Rev. B* **50** (20), 15465 (1994).
- [Cai86] W. Cai, and C. S. Ting. Screening effects on the Landau-level broadening for electrons in GaAs- Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions. *Phys. Rev. B* **33** (6), 3967 (1986).
- [Calm96] L. Calmels, and A. Gold. Compressibility of the electron gas: Analytical results for width effects within the Hartree-Fock approximation. *Phys. Rev. B* **53** (16), 10846 (1996).
- [Chan97] H. B. Chan, P. I. Glicofridis, R. C. Ashoori, and M. R. Melloch. Universal Linear Density of States for Tunneling into the Two-Dimensional Electron Gas in a Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.* **79** (15), 2867 (1997).
- [Chan99] H. B. Chan, R. C. Ashoori, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Tunneling into Ferromagnetic Quantum Hall States: Observation of a Spin Bottleneck. *Phys. Rev. Lett.* **83** (16), 3258 (1999).
- [Cole89] P. T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher. Low-field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures. *Phys. Rev. B* **39** (2), 1120 (1989).
- [Cole91] P. T. Coleridge. Small-angle scattering in two-dimensional electron gases. *Phys. Rev. B* **44** (8), 3793 (1991).
- [DasS88] S. Das Sarma, and X. C. Xie. Strong-Field Density of States in Weakly Disordered Two-Dimensional Electron Systems. *Phys. Rev. Lett.* **61** (6), 738 (1988).
- [Davi94] J. H. Davies, and I. A. Larkin. Theory of potential modulation in lateral surface superlattices. *Phys. Rev. B* **49** (7), 4800 (1994).
- [Demm93] W. Demmerle, J. Smoliner, E. Gornik, G. Böhm, and G. Weimann. Tunneling studies of energy levels and selection rules in low-dimensional structures. *Phys. Rev. B* **47** (20), 13574 (1993).
- [Devi00] 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).
- [Dolg95] V. T. Dolgoplov, H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland. Electron correlations and Coulomb gap in a two-dimensional electron gas in high magnetic fields. *Phys. Rev. B* **51** (12), 7958 (1995).

- [Dolgo96] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland. Nonlinear Screening in Two-Dimensional Systems. *Phys. Low-Dim. Struc.* **6**,1 (1996).
- [Dolg97a] 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 AlGaAs-GaAs Heterojunctions. *Phys. Rev. Lett.* **79** (4), 729 (1997).
- [Dolg97b] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland. Nonlinear screening, and spin and cyclotron gaps in the 2D electron gas of GaAs/AlGaAs heterojunctions. *Phys. Uspekhi* **41** (2), 138 (1997).
- [Dolg98] V. T. Dolgoplov, G. E. Tsydynzhapov, A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard. Magnetic-field-induced hybridization of electron subbands in a coupled double quantum well. *JETP Lett.* **67** (6), 595 (1998).
- [Dolg99] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard. Electron subbands in a double quantum well in a quantizing magnetic field. *Phys. Rev. B* **59** (20), 13235 (1999).
- [Doro95] S. I. Dorozhkin, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Ploog. Experimental determination of the quasiparticle charge and the energy gap in the fractional quantum Hall effect. *Phys. Rev. B* **51** (20), 14729 (1995).
- [Doro01] S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, R. J. Haug, and K. Ploog. Comparison between the compressibilities of the zero field and composite-fermion metallic states of the two-dimensional electron system. *Phys. Rev. B* **63**, 121301 (2001).
- [Drex94a] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and P. M. Petroff. Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.* **73** (16), 2252 (1994).
- [Drex94b] H. Drexler, W. Hansen, S. Manus, J. P. Kotthaus, M. Holland, and S. P. Beaumont. One-dimensional electron channels in the quantum limit. *Phys Rev. B* **49** (19), 14074 (1994).
- [Drex94c] H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, M. Holland, and S. P. Beaumont. Far-infrared photocurrent of quantum wires. *Appl. Phys. Lett.* **64** (17), 2270 (1994).
- [Dubr99] Y. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, Y. N. Khanin, V. G. Popov, D. K. Maude, J.-C. Protal, J. K. Maan, T. G. Andersson, and S. Wang. Suppression of the equilibrium tunneling current between slightly disordered two-dimensional electron systems with different electron concentrations in a high magnetic field. *JETP Lett.* **69** (3), 255 (1999).
- [Efro93] A. L. Efros, and F. G. Pikus. Classical approach to the gap in the tunneling density of states of a two-dimensional electron liquid in a strong magnetic field. *Phys. Rev. B* **48** (19), 14694 (1993).
- [Eise85] J. P. Eisenstein, H. L. Stormer, V. Narayanamurti, A. Y. Cho, A. C. Gossard, and C. W. Tu. Density of States and de Haas-van Alphen effect in Two-Dimensional Electron Systems. *Phys Rev. Lett.* **55** (8), 875 (1985).

- [Eise91] J. P. Eisenstein, T. J. Gramila, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Probing a two-dimensional Fermi surface by tunneling. *Phys. Rev. B* **44** (12), 6511 (1991).
- [Eise92a] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Negative Compressibility of Interacting Two-Dimensional Electrons and Quasiparticle Gases. *Phys. Rev. Lett.* **68** (5), 674 (1992).
- [Eise92b] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Coulomb Barrier to Tunneling between Parallel Two-Dimensional Electron systems. *Phys. Rev. Lett.* **69** (26), 3804 (1992).
- [Eise94] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Compressibility of the two-dimensional electron gas: Measurements of the zero-field exchange energy and fractional quantum Hall gap. *Phys Rev. B* **50** (3), 1760 (1994).
- [Eng81] T. Englert, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and C. Uihlein. g-Factor Enhancement in the 2D Electron Gas in GaAs/AlGaAs Heterojunctions. *Surface Science* **113**, 295 (1982).
- [Enss88] K. Ensslin, D. Heitmann, and K. Ploog. Depopulation of subbands by magnetic and electric fields in gated $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum wells. *Phys. Rev. B* **37** (17), 10150 (1988).
- [Esma97] K. Esmark. Photokapazitätsuntersuchungen an niedrigdimensionalen Elektronensystemen. Diplomarbeit, Universität Hamburg (1997).
- [Fang68] 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).
- [Fock28] V. Fock. Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld. *Z. Phys.* **47**, 446 (1928).
- [Fogl95] M. M. Fogler and B. I. Shklovskii. Collapse of spin splitting in the quantum Hall effect. *Phys. Rev. B*, **52** (24), 17366 (1995).
- [Good85] R. K. Goodall, R. J. Higgins, and J. P. Harrang. Capacitance measurements of a quantized two-dimensional electron gas in the regime of the quantum Hall effect. *Phys Rev. B* **31** (10), 6597 (1985).
- [Gold89] B. B. Goldberg, D. Heiman, and A. Pinczuk. Exchange Enhancement of a Spin-Polarized 2D Electron Gas Determined by Optical-Absorption Spectroscopy. *Phys. Rev. B* **63** (10), 1102 (1989).
- [Gorn85] E. Gornik, R. Lassnig, G. Strasser, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Specific Heat of Two-Dimensional Electrons in GaAs-AlGaAs Multilayers. *Phys Rev. Lett.* **54**, 1820 (1985).
- [Hans89a] W. Hansen, T. P. Smith III, Y. Lee, J. A. Brum, C. M. Knoedler, J. M. Hong, and D. P. Kern. Zeeman Bifurcation of Quantum-Dot Spectra. *Phys. Rev. Lett.* **62** (18), 2168 (1989).
- [Hans89b] W. Hansen, T. P. Smith III, K. Y. Lee, J. M. Hong, and C. M. Knoedler. Fractional states in few-electron systems. *Appl. Phys. Lett.* **56** (2), 168 (1989).
- [Hans90] W. Hansen, T. P. Smith III, D. P. DiVincenzo, K. Y. Lee, and R. Cheung, *Surface Science* **229**, 321 (1990).
- [Heis93] J. M. Heisz, and E. Zaremba. Electronic structure of GaAs-AlGaAs heterojunctions in parallel magnetic fields. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 574 (1993).

- [Herf97] J. Herfort, D. G. Austing, and Y. Hirayama. Field effect-induced quasi-one-dimensional electron transport in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures. *J. Appl. Phys.* **82**, 4384 (1997).
- [Hick84] T. W. Hickmott, P. M. Solomon, R. Fischer, and H. Morkoc. Resonant Fowler-Nordheim tunneling in n⁻GaAs-undoped Al_xGa_{1-x}As-n⁺gaAs capacitors. *Appl. Phys. Lett.* **44** (1), 90 (1984).
- [Hick86] T. W. Hickmott. Fractional Quantization in ac Conductance of Al_xGa_{1-x}As Capacitors. *Phys Rev. Lett.* **57** (6), 751 (1986).
- [Ihn96] T. Ihn, H. Carmona, P. C. Main, L. Eaves, and M. Henini. Magnetic-field-induced resonant tunneling in parallel two-dimensional systems. *Phys. Rev. B* **54** (4), 2315 (1996).
- [Jana69] J. F. Janak. *g*- Faktor of the Two-Dimensional Interacting Electron Gas. *Phys. Rev.* **178** (3), 1416 (1969).
- [Jo93] J. Jo, A. Garcia, K. M. Abkemeier, M. B. Santos, and M. Shayegan. Probing the subband structure of a wide electron system in a parabolic quantum well via capacitance-voltage measurements. *Phys. Rev. B* **47** (7), 4056 (1993).
- [Joha93] P. Johansson. Theory of interface-roughness scattering in resonant tunneling. *Phys. Rev. B* **48** (12), 8938 (1993).
- [Juan90] C. Juang, K. J. Kuhn, and R. B. Darling. Selective etching of GaAs and Al_{0.30}Ga_{0.70}As with citric acid/hydrogen peroxide solutions. *J. Vac. Sci. Technol. B* **8** (5), 1122 (1990).
- [Jung95] T. Jungwirth, and L. Smrcka. Capacitance of gated GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures subject to in-plane magnetic fields. *Phys. Rev. B* **51** (15), 10181 (1995).
- [Khra00] V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, F. Hastreiter, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard. Canted Antiferromagnetic Phase in a Double Quantum Well in a Tilted Quantizing Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.* **84** (4), 725 (2000).
- [Kina90] J. M. Kinaret and P. A. Lee. Exchange interactions in a quantum wire in a strong magnetic field. *Phys. Rev. B* **42**, 11768 (1990).
- [vKli80] K. v. 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**, 495 (1980).
- [Krav89] S. V. Kravchenko, V. M. Pudalov, and S. G. Semenchinsky. Negative Density of States of 2D Electrons in a strong magnetic Field. *Phys. Lett. A* **141** (1,2), 71 (1989).
- [Krav90] S. V. Kravchenko. D. A. Rinberg, S. G. Semenchinsky, and V. M. Pudalov. Evidence for the influence of electron-electron interactions on the chemical potential of the two-dimensional electron gas. *Phys Rev. B* **42** (6), 3741 (1990).
- [Krav93] S. V. Kravchenko, J. M. Caulfield, J. Singleton, H. Nielsen, and V. M. Pudalov. Electron-electron interactions in the two-dimensional electron gas in silicon. *Phys Rev. B* **47** (19), 12961 (1993).

- [Kulb96] V. A. Kul'bachinski, R. A. Lunin, V. G. Kytin, A. S. Bugaev, and A. P. Senchkin. Electron mobilities in dimensional subbands of combinatively doped GaAs/GaAlAs heterojunctions with high density of 2D electrons. *JETP* **83** (4), 841 (1996).
- [Kuma90] A. Kumar, S. E. Laux, and F. Stern. Electron states in a GaAs quantum dot in a magnetic field. *Phys Rev. B* **42** (8), 5166 (1990).
- [Laux88] S. E. Laux, D. J. Frank, and F. Stern. Quasi-One-Dimensional Electron States in a Split-gate GaAs/AlGaAs Heterostructure. *Surface Science* **196**, 101 (1988).
- [Lead92] D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris. Intersubband resonant scattering in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions. *Phys. Rev. B* **46** (19), 12439 (1992).
- [Lead98] D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C.T. Foxon. Critical collapse of the exchange-enhanced spin splitting in two-dimensional systems. *Phys. Rev. B* **58** (19), 13036 (1998).
- [Lebe87] J. A. Lebens, R. H. Silsbee, and S. L. Wright. Tunneling and transverse wave vector conservation in GaAs/AlGaAs heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* **51** (11), 840 (1987).
- [Lee88] K. Y. Lee, T. P. Smith III, H. Arnot, C. M. Knoedler, J. M. Hong, D. P. Kern, and S. E. Laux. Fabrication and characterization of one- and zero-dimensional electron systems. *J.Vac. Sci. Technol. B* **6** (6), 1856 (1988).
- [Lohs02] J. Lohse. Mündl. Mitteilung. Hamburg, (2002).
- [Lohs03] J. Lohse. Quantendrähte in Metall-Isolator-Halbleiterstrukturen. Dissertation, Universität Hamburg, 2003.
- [Lury87] S. Luryi. Quantum capacitance devices. *Appl. Phys. Lett.* **52** (6), 501 (1987).
- [MacD99] A. H. MacDonald. Spin Bottlenecks in the Quantum Hall Regime. *Phys. Rev. Lett.* **83** (16), 3262 (1999).
- [Malt03] T. Maltezopoulos, A. Bolz, C. Meyer, C. Heyn, W. Hansen, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger. Wave-Function Mapping of InAs Quantum Dots by Scanning Tunneling Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 196804 (2003).
- [Manf96] M. J. Manfra, E. H. Aifer, B. B. Goldberg, D. A. Broido, L. Pfeiffer, and K. West. Temperature dependence of the spin polarisation of a quantum Hall ferromagnet. *Phys. Rev. B* **54** (24), 17327 (1996).
- [Meir90] U. Meirav, M. A. Kastner, and S. J. Wind. Single-Electron Charging and Periodic Conductance Resonances in GaAs Nanostructures. *Phys. Rev. Lett.* **65** (6), 771 (1990).
- [Milla96] I. S. Millard, N. K. Patel, M. Y. Simmons, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, and M. Pepper. Compressibility studies of double electron and double hole gas systems. *Appl. Phys. Lett.* **68** (23), 3323 (1996).
- [Milla97] I. S. Millard, N. K. Patel, C. L. Foden, E. H. Linfield, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, and M. Pepper. Effect of finite quantum-well width on the compressibility of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **55** (11), 6715 (1997).

- [Mille97] B. T. Miller, W. Hansen, S. Manus, R. J. Luyken, A. Lorke, J. P. Kotthaus, S. Huan, G. Medeiros-Ribeiro, and P. M. Petroff. Few-electron ground states of charge-tunable self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B* **56**, 6764 (1997).
- [Mori78] Y. Mori and N. Watanabe. A New Etching Solution System, $\text{H}_3\text{PO}_4\text{-H}_2\text{O}_2\text{-H}_2\text{O}$, for GaAs and its Kinetics. *J. Electrochem. Soc.* Vol. **125** (9), 1510 (1978).
- [Mura93] S. K. Murad, C. D. W. Wilkinson, P. D. Wang, W. Parkes, C. M. Sotomayor-Torres, and N. Cameron. Very low damage etching of GaAs. *J. Vac. Sci. Technol. B* **11** (6), 2237 (1993).
- [Murp95] S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Lifetime of two-dimensional electrons measured by tunneling spectroscopy. *Phys. Rev. B* **52** (20), 14825 (1995).
- [Murz98] S. S. Murzin, A. G. M. Jansen, and P. v. d. Linden. Quantization of the Hall Conductance in a Three-Dimensional Layer. *Phys Rev. Lett.* **80** (12), 2681 (1998).
- [Naga84] S. Nagano, K. S. Singwi, S. Ohnishi. Correlations in a two-dimensional quantum electron gas: The ladder approximation. *Phys. Rev. B* **29** (3), 1209 (1984).
- [Nich88] R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. von Klitzing, and G. Weimann. Exchange enhancement of the spin splitting in a GaAs-Ga_xAl_{1-x}As heterojunction. *Phys. Rev. B* **37** (3), 1294 (1988).
- [Oh96] J. H. Oh, and K. J. Chang. Variational quantum Monte Carlo calculation of the effective spin Landé g factor in a two-dimensional electron system. *Phys Rev. B* **54** (7), 4948 (1996).
- [Ong00] P. Ong. Kapazitätsspektroskopie an Metall-Isolator-Halbleiter Heterostrukturen. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000).
- [Pate94] N. K. Patel, J. H. Burroughes, M. J. Tribble, E. H. Linfield, A. C. Churchill, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones. Independent contacting to electron layers in double quantum well system using Pd-Ge shallow ohmic contacts. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 851 (1994).
- [Pall02] 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).
- [Petr58] R. L. Petritz. Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge Region of a Semiconductor Surface. *Phys. Rev.* **110** (6), 1254 (1958).
- [Pfei89] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Störmer and K. W. Baldwin. Electron mobilities exceeding 10^7 cm^2/Vs in modulation-doped GaAs. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1888 (1989).
- [Piku95] F. G. Pikus, and A. L. Efros. Coulomb gap in a two-dimensional electron gas with a close metallic electrode. *Phys. Rev. B* **51** (23), 16871 (1995).
- [Race02] P. N. Racec, E. R. Racec, and U. Wulf. Capacitance in open quantum structures. *Phys. Rev. B* **65**, 193314 (2002).
- [Rahm92] M. Rahman, N. P. Johnson, M. A. Foad, A. R. Long, M. C. Holland, and C. D. W. Wilkinson. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2335 (1992).

- [Reed88] M. A. Reed, J. N. Randall, R. J. Aggarwal, R. J. Matyi, T. M. Moore, and A. E. Wetsel. Observation of Discrete Electronic States in a Zero-Dimensional Semiconductor Nanostructure. *Phys. Rev. Lett.* **60** (6), 535 (1988).
- [Sajo89] T. Sajoto, J. Jo, L. Engel, M. Santos, and M. Shayegan. Subband structure of a nearly free, uniform-density, dilute electron system in a wide quantum well. *Phys. Rev. B* **39** (14), 10464 (1989).
- [Sali87] S. Saliman, C. B. Cooper, III, R. Norton, and J. Bacon. Reactive ion etch process with highly controllable GaAs-to-AlGaAs selectivity using SF₆ and SiCl₄. *Appl. Phys. Lett.* **51** (14), 1083 (1987).
- [Sali88] S. Saliman, and C. B. Cooper, III. Selective dry etching of GaAs over AlGaAs in SF₆/SiCl₄ mixtures. *J. Vac. Sci. Technol B* **6** (6), 1641 (1988).
- [Sali98] G. Salis, B. Ruhstaller, K. Ensslin, K. Campman, K. Maranowski, and A. C. Gossard. Subband densities in quantum wells under in-plane magnetic fields. *Phys. Rev. B* **58** (3), 1436 (1998).
- [Saya88] V. Sa-yakanit, N. Choosiri, and H. R. Glyde. Density of states between Landau levels in a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **38** (2), 1340 (1988).
- [Schm95] 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).
- [Schm96] D. Schmerek, S. Manus, A. O. Govorov, W. Hansen, and J. P. Kotthaus. Compressible and incompressible stripes in a narrow electron channel. *Phys. Rev. B* **54** (19), 13816 (1996).
- [Schm99] D. Schmerek, and W. Hansen. Exchange and correlation effects on the ground states of quantum wires. *Phys. Rev. B* **60** (7), 4485 (1999).
- [Schm00] D. Schmerek, and W. Hansen. Capacitance of quantum wires: simulation calculations and experiment. *Physica E* **6**, 547 (2000).
- [Schw02] M. P. Schwarz, M. A. Wilde, S. Groth, D. Grundler, Ch. Heyn, and D. Heitmann. Sawtoothlike de Haas-van Alphen oscillations of a two-dimensional electron system. *Phys. Rev. B* **65**, 245315 (2002).
- [Schu03] S. Schulz. Mündl. Mitteilung. Hamburg, (2003).
- [Schu04] D. Schuster. Mündl. Mitteilung. Hamburg, (2004).
- [Shaw81] D. W. Shaw. Localized GaAs Etching with Acidic Hydrogen Peroxide Solutions. *J. Electrochem. Soc.* Vol. **128** (4), 874 (1981).
- [Shep92] K. Shepard. Antiscreening and exchange-enhanced spin splitting in quantum wires. *Phys. Rev. B* **45**, 13431 (1992).
- [Smit85] T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum. Direct measurement of the density of states of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **32** (4), 2696 (1985).
- [Smit86] T. P. Smith III, W. I. Wang, and P. J. Stiles. Two-dimensional density of states in the extreme quantum limit. *Phys. Rev. B* **34** (4), 2995 (1986).
- [Smit87] 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).

- [Smit88] T. P. Smith III, F. F. Fang. Upper-subband transport in GaAs heterostructures. *Phys. Rev. B* **37** (8), 4303 (1988).
- [Smol88] J. Smoliner, E. Gornik, and G. Weimann. Depletion charge measurements by tunneling spectroscopy GaAs-GaAlAs field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* **52** (25), 2136.
- [Smol89] J. Smoliner, W. Demmerle, G. Berthold, E. Gornik, G. Weinmann, and W. Schlapp. Momentum Conservation in Tunneling Processes between Barrier-Separated 2D-Electron-Gas Systems. *Phys. Rev. Lett.* **63** (19), 2116 (1989).
- [Smol96] J. Smoliner. Tunneling spectroscopy of low-dimensional states. *Semicond. Sci. Technol.* **11**,1 (1996).
- [Snid] G. Snider. 1D Poisson/Schrödinger Solver. Department of Electrical Engineering, University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556.
- [Sond93] 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. B* **47** (24), 16419 (1993).
- [Spie97] L. Spies, W. Appel, and B. Kramer. Exact density of states of a two-dimensional electron gas in a strong magnetic field and a long-range correlated random potential. *Phys. Rev. B* **55** (7), 4057 (1997).
- [Ster84] F. Stern, S. Das Sarma. Electron energy levels in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions. *Phys. Rev. B* **30** (2), 840 (1984).
- [Stoe81] H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann. Observation of Intersubband Scattering in a Two-Dimensional Electron System. *Solid State Comm.* **41** (10), 707 (1981).
- [Sze85] S. M. Sze. Semiconductor Devices, Physics and Technology. Wiley & Sons, 2nd edition, (1985).
- [Taru96] S. Tarucha, D. G. Austing, and T. Honda. Shell Filling and Spin Effects in a Few Electron Quantum Dot. *Phys Rev. Lett.* **77** (17), 3613 (1996).
- [Tayl94] R. P. Taylor, P. T. Coleridge, M. Davies, Y. Feng, J. P. McCaffrey, and P. A. Marshall. Physical and electrical investigation of ohmic contacts to AlGaAs/GaAs heterostructures. *J. Appl. Phys.* **76** (12), 7966 (1994).
- [Turn96] N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield, K. M. Brown, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie. Tunneling between parallel two-dimensional electron gases. *Phys. Rev. B* **54** (15), 10614 (1996).
- [Thom96] K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, and D. A. Ritchie. Possible Spin Polarisation in a One-Dimensional Electron Gas. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1135 (1996).
- [Tsui82] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard. Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit. *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [Wang88] J. K. Wang, J. H. Campbell, D. C. Tsui, and A. Y. Cho. Heat capacity of the two-dimensional electron gas in GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple-quantum-well structures. *Phys. Rev. B* **38** (9), 6174 (1988).

- [Wang89] L. C. Wang, S. S. Lau, E. K. Hsieh, and J. R. Velebir. Low-resistance nonspiking ohmic contact for AlGaAs/GaAs high electron mobility transistors using the Ge/Pd scheme. *Appl. Phys. Lett.* **54** (26), 2677 (1989).
- [Wang92] J. K. Wang, D. C. Tsui, M. Santos, and M. Shayegan. Heat-capacity study of two-dimensional electrons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple-quantum-well structures in high magnetic fields: Spin-split Landau levels. *Phys. Rev. B* **45** (8), 4384 (1992).
- [Wolf85] E. L. Wolf, in *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*. Oxford University Press, New York, (1985).
- [Wong97] L. W. Wong, H. W. Jiang, E. Palm, and W. J. Schaff. Termination of the spin-resolved integer quantum Hall effect. *Phys. Rev. B* **55** (12), 7343 (1997).
- [Yang93] S.-R. E. Yang, and A. H. MacDonald. Coulomb Gaps in a Strong Magnetic Field. *Phys Rev. Lett.* **70** (26), 4110 (1993).
- [Zhen93] L. Zheng, and A. H. MacDonald. Tunneling conductance between parallel two-dimensional electron systems. *Phys. Rev. B* **47** (16), 10619 (1993).

Danksagung

Herzlichen bedanken möchte ich mich bei:

Prof. Dr. Wolfgang Hansen, für die Möglichkeit meine Arbeit in seiner Forschungsgruppe anzufertigen, sowie für die gute Betreuung und seine immer offenstehende Tür.

Prof. Dr. Detlef Heitmann für seinen unermüdlichen Einsatz für den Sonderforschungsbereich *Quantenmaterialien: laterale Strukturen, hybride Systeme und Cluster*.

Prof. Dr. Daniela Pfannkuche für Gespräche über die Spinpolarisation des 2DEGs an der Fermikante und leckere Kekse.

Prof. Dr. Valeri Dolgoplov, für wissenschaftliche Anregungen bezüglich der Spektren von MIS-Strukturen.

Unserem MBE-Team, das für mich die vielen Proben gewachsen hat: Dr. Christian Heyn, Sandra Schnüll.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG für die Finanzierung meiner halben Stelle über den Sonderforschungsbereich *Quantenmaterialien*.

Meinen lieben Kollegen, durch die die letzten Jahre bereichert wurden,

die da wären Jörg Lohse, Ditmar Schuster, Christan Weichsel, Sven Beyer, Stefan Löhr, Stefan Mendach, Stefan Schulz und den anderen W-lern.

Insbesondere Ditmar Schuster und meiner Freundin Seisi für die umfangreichen Korrekturen meiner Arbeit.

Unseren hoch motivierten Diplomanden

Dr. Ilaria Pallecchi, für heitere Stunden und italienische Sprachübungen.

Dr. Alexey Zhukov für gemeinsame Gesprächsstunden über die Physik im allgemeinen und die Deutsch-Russische Vergangenheit.

Dr. Greg Snyder, für seinen tollen Poisson-Solver.

Auch den Mitgliedern der anderen Gruppen, H und N, für die sehr anregende und freundliche Atmosphäre.

Herrn Hatje, Herrn Ahrens, Herrn Finger sowie den Mitgliedern der Elektronischen und der Feinmechanischen Werkstatt für die technische Unterstützung.

Meiner Liebsten und natürlich meiner Familie für die liebevolle und verständnisreiche Unterstützung während des Studiums und der Doktorarbeit.